НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ
ИНСТИТУТ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ИМЕНИ А. В. ЛЫКОВА

МАТЕРИАЛЫ

XVII Минского международного форума по тепло- и массообмену
XVII Minsk International Heat and Mass Transfer Forum
20–24 мая 2024 г.

Научное электронное издание

Минск 2024

УДК 536.24

Издание представляет собой сборник материалов XVII Минского международного форума по тепло- и массообмену.

Сборник содержит доклады и сообщения по конвективно-радиационному теплообмену (секция № 1), тепломассопереносу при фазовых и химических превращениях (секция № 2), тепломассопереносу в энергетике и технологических процессах (секция № 3), особенностям теплообмена и теплофизических свойств микро- и наноразмерных систем (секция № 4), высокотемпературному тепломассопереносу, плазменным системам и технологиям (секция № 5), процессам тепломассопереноса в атомных энергетических установках (секция № 6), моделированию и управлению процессами тепломассопереноса (секция № 7).

Редакционная коллегия:

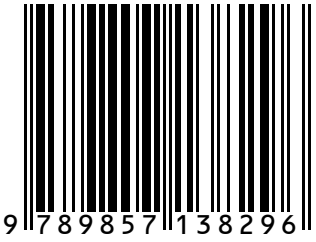
академик НАН Беларуси	О. Г. Пенязьков
чл.-корр. НАН Беларуси	В. М. Асташинский
чл.-корр. НАН Беларуси	Н. В. Павлюкевич
доктор физ.-мат. наук	О. С. Рабинович
доктор техн. наук	Е. А. Пицуха
доктор техн. наук	Ю. С. Теплицкий
доктор техн. наук	П. В. Акулич
канд. физ.-мат. наук	А. Д. Чорный
канд. физ.-мат. наук	С. А. Филатов
чл.-корр. НАН Беларуси	П. С. Гринчук
доктор техн. наук	Л. Л. Васильев
канд. физ.-мат. наук	Ю. В. Жукова
канд. техн. наук	С. М. Данилова-Третьяк
канд. физ.-мат. наук	А. И. Шнип
канд. физ.-мат. наук	И. А. Козначеев
доктор физ.-мат. наук	В. В. Углов
доктор техн. наук	В. В. Сорокин

Рецензенты:

чл.-корр. НАН Беларуси	Н. В. Павлюкевич
доктор физ.-мат. наук	В. В. Углов

URL: https://www.itmo.by/conferences/abstracts/?ELEMENT_ID=28562
URL: https://www.itmo.by/conferences/abstracts/mif-17/mif17-proceedings.pdf
Дата доступа: 29.11.2024 г.

ISBN 978-985-7138-29-6



© Институт тепло- и массообмена
имени А. В. Лыкова НАН Беларуси,
2024

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

УДК 621.019

О ВЛИЯНИИ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

А. В. Дедов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия
dedovav@mpei.ru

Представлен обзор экспериментальных работ по исследованию интенсификации теплообмена при кипении в большом объеме и спрейном охлаждении нагретых поверхностей. Рассмотрено влияния модификации поверхности теплообмена на интенсификацию теплообмена и увеличение критических тепловых потоков. Предложены методы модификации поверхности лазерным и электронным пучком, плазменным потоком, за счет создания модулированной теплопроводности. Представлены собственные экспериментальные данные и данные других авторов.

Ключевые слова: *интенсификация теплообмена, кипение, критический тепловой поток, модифицированная поверхность, диспергированный поток.*

В современной технике необходимы простые и надежные решения, обеспечивающие стационарный теплоотвод и термостабилизацию устройств при плотности теплового потока, до десяти раз превышающих критическую плотность теплового потока (КТП) при кипении в большом объеме для выбранной жидкости. Для воды требуемый уровень плотности теплового потока при термостабилизации элементов термоядерных установок, обеспечивающих ввод жидкого лития в плазму, составляет 10–40 МВт/м^2 (в сочетании с требованием термостабилизации на уровне 300 °С). Для диэлектрических жидкостей и хладонов, используемых в качестве охладителя элементов микроэлектронной техники, уровень достигает 2–5 МВт/м^2. Обеспечить термостабилизацию при необходимых плотностях теплового потока возможно с использованием фазовых переходов охлаждающей жидкости и дополнительной интенсификацией теплообмена. Данная задача остается одной из самых исследуемых теплофизическим сообществом уже более 10 лет и по прежнему актуальной и нерешенной. Известны лабораторные опыты по кипению в большом объеме, в которых достигнуты необходимые плотности тепловых потоков на поверхностях размером 1 см^2 при различных модификациях теплообменной поверхности. В настоящий момент большинство исследователей сосредоточены на поиске и применении новых технологий структурирования поверхности и управления процессом. Как правило, результаты получены на воде при кипении в большом объеме при атмосферном давлении. Основной задачей исследователей является демонстрация эффекта, без детального исследования процесса для разных теплоносителей и условий проведения опытов.

В ряде работ по теплообмену при кипении на модифицированных поверхностях получены новые эффекты, например, снижение температуры стенки при кипении, получившее название «инверсия кипения» [1–3]. Предлагаемое в работе [3] объяснение заключается в возможном разделении путей прохождения пара и притока жидкости к поверхности, способствующего усилению макроконвекции, что приводит к высокоэффективной самоподдерживающейся конфигурации кипения. Визуальные наблюдения [2] показывают, что кипение происходит на отдельных отстоящих центрах парообразования, вокруг которых формируются условия для притока жидкости. Поверхности, на которых искусственно выделяются области кипения, формируются за счет локального модифицирующего воздействия, например лазерного, осаждением частиц с формированием пористого слоя, чередованием гидрофильных и гидрофобных участков, чередованием зон с разной теплопроводностью. Достигнуты впечатляющие результаты в интенсификации КТП – до 3 раз.

Активно исследуются предельные по тепловым потокам возможности струйного и спрейного охлаждения. Многие авторы полагают, что в условиях струйного и спрейного охлаждения реализуются наибольшие значения коэффициентов теплоотдачи и КТП, например, для задач охлаждения электронных устройств [4]. В сравнении с кипением в большом объеме применение модификации поверхности используется не так часто, но имеющиеся результаты говорят о возможностях интенсификации теплообмена до 50% [5].

Еще одним направлением исследований, связанных с увеличением интенсивности процессов переноса, является применение мини- и микроканальных теплообменных устройств. Использование модификации поверхности теплообмена в таких применениях практически не наблюдается.

На кафедре ОФиЯС НИУ «МЭИ» выполнены систематизированные опытные исследования теплообмена при фазовых переходах с использованием охлаждения диспергированным потоком вертикальных плоских мишеней и каналов, интенсификации теплообмена при кипении и КТП в большом объеме на структурированных поверхностях и в потоке хладонов в миниканале с модифицированной поверхностью. В докладе представлены результаты исследований.

Для условий охлаждения диспергированным потоком воды использованы жидкостные форсунки и форсунки с несущей газовой фазой (водо-воздушные), достигнуты плотности тепловых потоков 2,3 МВт/м^2 и 6,9 МВт/м^2 соответственно при эффективности более 50% и малых расходах воды.

Кипение в большом объеме насыщенной жидкости на структурированных поверхностях исследовано для фреонов R113, RC318, диэлектрической жидкости HFE 7100. Исследования выполнены при давлениях 0,1–1,0 МПа, для HFE 7100 достигнуты КТП 378 кВт/м^2.

Исследование теплообмена при кипении в мини-канале диаметром 1,1 мм с модифицированной поверхностью выполнено в потоке фреона R125 при приведенных давлениях до 0,6 от критического в диапазоне массовых скоростей 200–2000 кг/м^{2}с. Получены данные об интенсификации теплообмена и КТП.

Представлены использованные экспериментальные установки и методики измерений, методы расчета теплообмена и КТП, в том числе на структурированных поверхностях. Выполнено сопоставление с данными других исследователей, сделаны выводы о достижимых значениях КТП.

Часть исследований выполнена в рамках проекта FSWF-2023-0016.

Литература

1. Xu P., Li Q., Xuan Y. Enhanced boiling heat transfer on composite porous surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. Vol. 80. P. 107.

2. Kruse C. M., Anderson T., Wilson C., Zuhlke C., Alexander D., Gogos G., Ndao S. Enhanced pool-boiling heat transfer and critical heat flux on femtosecond laser processed stainless steel surfaces // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. Vol. 82. P. 109.

3. Jaikumar A., Kandlikar S. G. Ultra-high pool boiling performance and effect of channel width with selectively coated open microchannels // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 95. P. 795.

4. GaneshKumar P., Sivalingam V. K. Vigneswaran V. S., Ramalingam V., Cheol K. S., Vanaraj R. Spray cooling for hydrogen vehicle, electronic devices, solar and building (low temperature) applications: a state-of-art review// Ren. and Sus. Energy Reviews. 2024. Vol. 189. P. 113931.

5. Lia W. Q., Liub Y. W., Liua Y. Q., Wan H. Experimental study on spray heat transfer enhancement by micro-structured surface with nanoencapsulated phase change material slurry (NPCMS) // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2024. Vol. 219. P. 124892.

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИЗИСА ТЕПЛООБМЕНА В МАКРО- И МИКРОКАНАЛАХ БЕЗ ПОКРЫТИЯ И С ПОРИСТЫМ ПОКРЫТИЕМ

Ю. А. Кузма-Кичта, А. С. Комендантов, А. Ф. Круг, А. С. Киселев

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

Описана методика расчета критической тепловой нагрузки при кипении недогретой воды в микро- и макроканалах без покрытия и с микропористым покрытием. В исследованных условиях микропористое покрытие в макроканале приводит к повышению $q_{кр}$ до 3 раз и микроканале в 1.5 раза. Предложенные безразмерные уравнения удовлетворительно описывают опытные данные по критическим тепловым нагрузкам при кипении недогретой воды в микро- и макроканалах без покрытия и с микропористым покрытием в рассмотренном диапазоне параметров.

Ключевые слова: *кризис теплообмена, микроканал, макроканал, пористое покрытие*

Введение. Согласно имеющимся представлениям нанесение пористых покрытий является эффективным методом повышения критической тепловой нагрузки в макро- и микроканалах [1–6]. Критическая тепловая нагрузка увеличивается благодаря росту плотности центров парообразования и действию капиллярных сил.

Методика расчета критической тепловой нагрузки при кипении недогретой воды в макро- и микроканалах без покрытия и с пористым покрытием. В работе описана методика расчета критической тепловой нагрузки при кипении недогретой воды в макро и микроканалах без покрытия и с микропористым покрытием [1–6].

Расчет критической тепловой нагрузки при кипении недогретой воды в макроканале без покрытия проводится по формуле

$$q_{\text{кр}0} = 9{,}1 \cdot 10^{-3} q_0 \left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0{,}25} \text{Re}_s^{\,0{,}26}, \tag{1}$$

где $\text{Re}_s = \dfrac{\rho' W_0}{\mu_s} d_г$; $W_0 = \dfrac{G}{\rho' s}$; $q_0 = r\sqrt{\dfrac{\sigma\rho''}{d_г}}$; ρ', ρ'' – плотность жидкой и паровой фазы соответственно, кг/м^3; W_0 – скорость циркуляции, м/с; r – скрытая теплота парообразования, Дж/кг; σ – коэффициент поверхностного натяжения, н/м; $d_г$ – гидравлический диаметр канала, м;

Расчет критической тепловой нагрузки при кипении недогретой воды в макроканале с микропористым покрытием проводится по формуле

$$q_{\text{кр}} = q_{\text{кр}0} \Psi_{\text{н}} \Psi_{\text{р.н}} \Psi_{\text{п.п.}}, \tag{2}$$

где $\Psi_{\text{н}}, \Psi_{\text{р.н}}, \Psi_{\text{п.п}}$ – поправочные коэффициенты, учитывающие соответственно влияние недогрева жидкости, расположения источника нагрева относительно горизонтальной трубы и пористого покрытия; $\Psi_{\text{н}}, \Psi_{\text{р.н}}$ выбираются по данным работы [4];

$$\Psi_{\text{п.п}} = 1 + 0{,}44 N^{0{,}1} \left(1 - A \,\text{Re}_s^{\text{B}}\right), \tag{3}$$

где $N = \left(\dfrac{d_{\max} r \rho'' \Delta T_S}{4\sigma T_S}\right)^m$, $m = -16300 \dfrac{\delta_{n.n.}}{\lambda_{\text{эф}}} + 4$; $\lambda_{\text{эф}}$ определяется по формуле

$$\lambda_{\text{эф}} = \gamma\lambda_c + (1-\gamma)\left(\frac{1-\varepsilon}{\lambda_c} + \frac{\varepsilon'}{\lambda'} + \frac{\varepsilon''}{\lambda''}\right)^{-1}, \tag{4}$$

λ_c – коэффициент теплопроводности каркаса, Вт/м·К; ε – пористость; ε', ε'' – объемные доли жидкости и пара в покрытии; λ', λ'' – коэффициенты теплопроводности воды и пара при температуре насыщения T_s; ΔT_s рассчитывается по формуле Барча–Шредера–Рихтера [4]:

$$\Delta T_s = T_s \left[\frac{1}{\left(1 - 0{,}6 T_s / r\right)} - 1 \right]. \qquad (5)$$

В макроканале нанесено спеченное микропористое покрытие из меди толщиной 0,35 мм и средним размером частиц около 40 мкм (рис. 1). В формуле (3) принимается A = = 0,25; B = 0,1.

В микроканале покрытие состояло из наночастиц оксида алюминия размером около 50 нм, средней толщиной около 1 мкм (рис. 2). В формуле (3) принимается A = 0,01; B = 0,05.

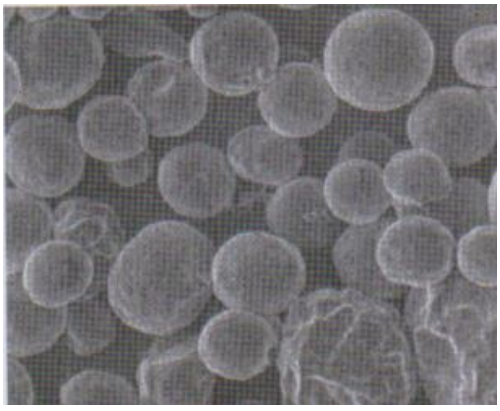


Рис. 1. Спеченное микропористое покрытие

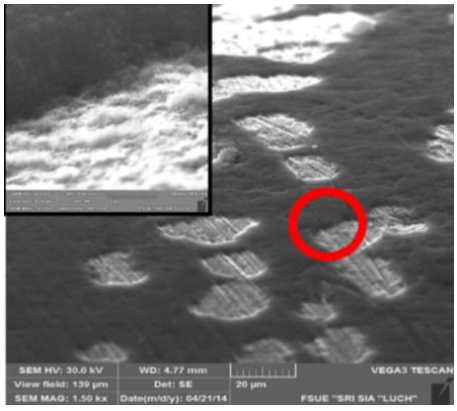


Рис. 2. Покрытие из наночастиц Al_2O_3

Сравнение расчетных и опытных данных по критической тепловой нагрузке при кипении недогретой воды в макро- и микроканалах без покрытия и с покрытием. Сравнение экспериментальных и рассчитанных критических тепловых нагрузок по формулам (1)–(5) для макро- и микроканалов с пористым покрытием и без покрытия представлено на рис. 3 и 4.

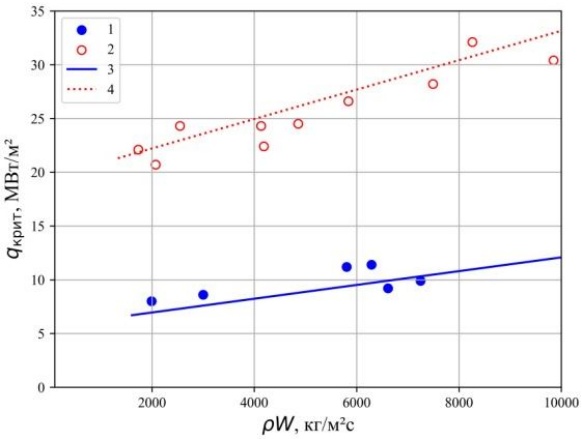


Рис. 3. Зависимость критической тепловой нагрузки от массовой скорости в макроканале: 1 – труба с технически гладкой поверхностью; 2 – труба с пористым покрытием; 3, 4 – расчет по формулам (1) и (2) d = 8 мм, P = 0,5 МПа, $x = -0{,}2$

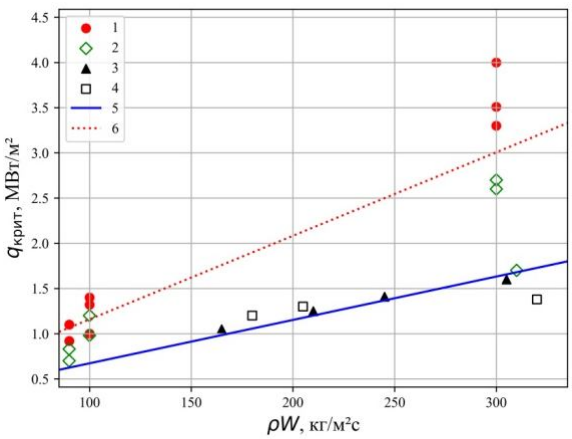


Рис. 4. Зависимость критической тепловой нагрузки от массовой скорости в микроканале: 1 – 13.7x3x0.2, без покрытия [5]; 2 – 13.7x3x0.2 мм, с покрытием из наночастиц Al_2O_3 [5], 3 – 12.5x3x0.2 мм, без покрытия [3], 4 – 16x2x0.36 мм, без покрытия [7]; 5 – расчет по (1); 6 – расчет по (1)–(3)

В макроканале при низких ρW (<200 кг/(м^2·с)) медное микропористое покрытие приводит к повышению $q_{крит}$ в 3 раза. С увеличением массовой скорости влияние микропористого покрытия ослабевает, хотя остается значительным. При ρW = 10 000 кг/(м^2·с) значение $q_{крит}$ в два раза выше, чем в макроканале с технически гладкой поверхностью. Отклонение расчетных данных от экспериментальных не превышает 20%.

Для микроканала без покрытия на рис. 4 показаны опытные данные [3, 5, 7] и расчетные результаты по уравнениям (1)–(3). Как видно, наблюдается удовлетворительное согласование опытных и расчетных данных. Покрытие из наночастиц приводит к росту критической тепловой нагрузки на 50%. Более сильное влияние пористого покрытия на критическую тепловую нагрузку в макроканале вызвано двумя факторами – большим коэффициентом теплопроводности материала покрытия и существенно большим эффектом действия капиллярных сил в микропористом спеченном покрытии по сравнению с покрытием из наночастиц.

Заключение. В исследованных условиях микропористое покрытие в макроканале приводит к повышению $q_{крит}$ до 3 раз и микроканале в 1.5 раза. Предложенные уравнения удовлетворительно описывают опытные данные по критическим тепловым нагрузкам при кипении недогретой воды в макро- и микроканалах без покрытия и с микропористым покрытием в рассмотренном диапазоне параметров.

Литература

1. Дзюбенко Б. В., Кузма-Кичта Ю. А., Леонтьев А. И., Федик И. И., Холпанов Л. П. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах / Под ред. Ю. А. Кузма-Кичты. М.: ЦНИИатоминформ, 2008. – 532 с.

2. Dzyubenko B. V., Kuzma-Kichta Yu. A., Leontiev A. I., Fedik I. I., Kholpanov L. P. Intensification of Heat and Mass Transfer on Macro-, Micro-, and Nanoscales. Begell House, 2016.

3. Kuzma-Kichta Yu. A, Lavrikov A. V., Shustov M., Kustova E. A., Ivanov N. S., Kuleshov E. A., Kiselev A. S. Heat transfer crisis investigation in microchannel without and with coating from nanoparticles // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. Vol. 1683 P. 022087.

4. Сухов Б. Ю. Экспериментальное исследование влияния пористого покрытия на кризис теплообмена в канале с односторонним нагревом и разработка расчетных рекомендаций: дис. ... канд. техн. наук. М., 1987. – 153 с.

5. Шустов М. В. Исследование кипения в микроканале с покрытием из наночастиц: автореф. дис. ... канд. техн. наук. М., 2016. – 20 с.

6. Комендантов А. С., Круг А. Ф., Кузма-Кичта Ю. А., Стенина Н. А. Обобщение данных по критической тепловой нагрузке при кипении недогретой воды в трубе с закрученной лентой // ТПТ. 2020. Т. 12, № 1. С. 9–17.

7. Kuznetsov V. V., Shamirzaev A. S. The influence of the mass flow rate on the critical heat flux during subcooled deionized water boiling in a microchannel cooling system // Technical Phys. Letters. 2018. Vol. 44, No. 10. P. 938–941.

УДК 629.78:536.24

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕПЛОФИЗИКИ РАКЕТНО-КОСМИЧЕСКИХ КОМПОЗИТНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

С. В. Резник

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

В ракетно-космической технике высокую ценность всегда имели легкие и одновременно прочные конструкции, способные сохранять форму и размеры в жестких условиях теплового взаимодействия с окружающей средой. В настоящее время перспективы совершенствования ракет-носителей и космических аппаратов связывают с все более широким применением композиционных материалов, которые превосходят металлы и сплавы, другие односоставные материалы по ряду важнейших характеристик. В докладе предлагаются современные подходы к математическому моделированию и параметрической идентификации процессов радиационно-кондуктивного теплообмена, сопровождающих работу композитных конструкций. Выявлены новые закономерности радиационно-кондуктивного теплообмена, имеющие практическое значение для создания ракетно-космических композитных конструкций с высокой весовой и функциональной эффективностью.

Ключевые слова: *ракетно-космическая техника, композиционные материалы, радиационно-кондуктивный теплообмен, моделирование, идентификация.*

В ближайшие годы в мировой космонавтике активизируются работы по созданию многоразовых носителей и космических кораблей, средств космической связи, навигации и радиолокации, на новый уровень выйдут технологии, снижающие засорение окружающей среды отходами космической деятельности, строительство орбитальных и напланетных сооружений. Во всех перечисленных областях стратегическое значение имеет разработка и освоение роботизированных технологий производства конструкций из композиционных материалов (КМ), таких как выкладка, плетение, двуматричная 3-D печать, намотка сетчатых оболочек, микроволновая обработка. Ниже раскрываются некоторые существенные особенности теплофизики ракетно-космических композитных конструкций.

Многоразовый космический транспорт. Главным препятствием многоразового использования средств выведения в космос полезных грузов является «тепловой барьер», вызванный интенсивным аэродинамическим нагревом при входе в атмосферу. Традиционная для первого поколения головных частей управляемых баллистических ракет и космических аппаратов аблирующая тепловая защита из полимерных КМ с погонной плотностью 20–40 кг/м^2 [1, 2] оказалась слишком тяжелой для многоразовых космических аппаратов (МКА). На МКА Space Shuttle и Буран была впервые применена тепловая защита с погонной плотностью 7,8 кг/м^2. При этом около 75% от общей площади 1100 м^2 покрывали плитки из спеченных волокон SiO_2, рассчитанные на применение в 100 полетах при температуре до 1260 °С [3].

В ряде проектов перспективных средств выведения (Hopper, EADS Company, Starship, X-Space, Корона, ГРЦ Макеева), совершающих планирующий либо комбинированный спуск с орбиты, предусмотрено использовать высокотемпературные теплоизоляторы из волокон SiO_2, AL_2O_3 с плотностью 90–140 кг/м^3. Исследования [4, 5] выявили сильную зависимость эффективной теплопроводности в таких материалах от скорости нагрева, объемных и поверхностных оптических свойств, формы и размеров экспериментальных образцов. Методами решения обратных задач радиационно-кондуктивного теплообмена удалось достаточно точно определить роль радиационного теплообмена и обобщить экспериментальные данные, в которых значения эффективной теплопроводности отличались более чем на 50%. Была выявлена целесообразность использования в тепловой защите материалов различной плотности.

Для пилотируемых космических кораблей нового поколения, входящих в атмосферу Земли со второй космической скоростью, перспективна более плотная, но также градиентная тепловая защита из керамоматричных КМ [6].

Космическая связь. Ключевую роль в связанности территорий играют спутниковые группировки, находящиеся на низких, геостационарных и высокоэллиптических орбитах. Конструкции рефлекторов бортовых антенн должны одновременно иметь малую погонную плотность и малые отклонения формы под действием солнечного нагрева, не превышающие $\Lambda/16$, где Λ – длина радиоволны. Выбор рациональных технических решений основывается на результатах численного моделирования задач радиационно-кондуктивного теплообмена в многоэлементных системах неравномерно нагретых тел из разнородных материалов. Установлено [7–9], что одной из проблем крупногабаритных трансформируемых рефлекторов с отражающей сетчатой поверхность является возможность охлаждения тонкостенных силовых элементов из углепластика на теневом участке геостационарной орбиты до уровня 70 К.

Для рефлекторов постоянной формы опробованы различные схемы подкрепления параболических оболочек из углепластика: соты, изогридные, кольцевые и звездообразные ребра различной толщины и высоты [10, 11]. Перепады температуры между отдельными частями оболочек могут достигать 200 град. В [11] показано, что реберное подкрепление «шестиугольная звезда» способно обеспечить отклонение формы оболочкам рефлектора из углепластика диаметром от 0,6 до 4,0 м толщиной 0,6 мм менее 0,1 мм. Существенно, что при этом погонная плотность рефлектора составит менее 2 кг/м^2.

Природоохранные технологии очистки территорий и околоземных орбит от космического мусора. Проблема «космического мусора» с каждым годом обостряется. Предложен ряд технических решений, снижающих засорение окружающей среды отходами космической деятельности, предусматривающих управляемый спуск в атмосфере отдельных объектов для восстановления, увод в атмосферу отработанных конструкций для сжигания или перевод их на орбиты захоронения и даже переработку на орбите с получением компонентов ракетного топлива [12–14]. Одним из интересных технических решений является оснащение космических аппаратов надувными тормозными устройствами в виде тонкостенных оболочек из полимерных материалов [15]. Для обоснования параметров таких устройств необходимо решать задачи механики космического полета, аэродинамики разряженных сред, теплофизики и баллистической защиты. Как показано в [15], при определении предельных значений температуры в какой-то части оболочки следует учитывать комбинированный (радиационно-конвективный) и переменный во времени характер внешних тепловых нагрузок.

Космическое строительство. В настоящее время активно разрабатываются планы освоения небесных тел Солнечной системы путем создания развитой инфраструктуры на основе модульного принципа. На орбитах Земли и Луны будут созданы новые орбитальные станции. Составными частями инфраструктуры должны стать защищенные помещения для персонала, сооружения технологического, энергетического и складского назначения. В таком строительстве будут востребованы приемы гибридизации природных и синтетических материалов во избежание избыточных материальных затрат. Для производства строительных элементов из природного сырья могут использоваться принтеры, концентраторы солнечного излучения, плавящие реголит.

Среди перспективных объектов исследований и разработок выделяются конструкции большого объема с надувными многослойными оболочками [16]. Отдельные слои такой оболочки выполнены из металлических и полимерных пленок, органических и прорезиненных тканей, включают закладные элементы из полимерных КМ, керамики и пенополиуретана и в совокупности отвечают за терморегулирование, баллистическую защиту и герметизацию внутреннего объема. При оптимизации параметров оболочек следует принимать во внимание эластичность отдельных слоев, структурную неоднородность материалов. Оптимизация состава и характеристик слоев представляет обширное поле теплофизических исследований.

Литература

1. Reznik S., Prosuntsov P. History and experience of overcoming thermal barriers in rocket and space technology: 1. Ballistic missiles // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2020. Vol. 971. P. 052047.

2. Reznik S., Prosuntsov P. History and experience of overcoming thermal barriers in rocket and space technology: 2. Ballistic and sliding descent of spaceships // AIP Conf. Proceedings. 2022. Vol. 2503. P. 020011.

3. Гофин М. Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых аэрокосмических аппаратов. М.: Изд-во ЗАО «ТФ «МИР», 2003. – 672 с.

4. Резник С. В., Фишер В. П. П., Мартинес Д. и др. Моделирование и идентификация процессов теплообмена в пористых материалах тепловой защиты многоразовых аэрокосмических систем // ИФЖ. 2004. Т. 77, № 3. С. 3–8.

5. Падерин Л. Я., Просунцов П. В., Резник С. В., Фишер В. П. П. Экспериментальное исследование теплопереноса в пористых полупрозрачных теплозащитных материалах // ИФЖ. 2005. Т. 78, № 1. С. 3–7.

6. Резник С. В., Просунцов П. В., Михайловский К. В. Отработка элементов многоразового теплозащитного покрытия из углерод-керамического композиционного материала: 1. Теоретический прогноз // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 1. С. 93–99.

7. The large deployable antenna (LDA). A review of thermal aspects / M. Gottero, E. Sacchi, G. Lorenzo, S. Reznik, D. Kalinin // Proc. 35th Int. Conf. on Environmental Systems (July 11–15, 2005, Roma, Italy). 05ICES-369, 2005.

8. Reznik S. V., Kalinin D. Yu., Denisova L. V. Modelling of metall meshes thermal regimes for space antennas // Proc. 32nd ESA Antenna Workshop on Antennas for Space Applications (Noordwijk, The Netherlands, October 5-8, 2010). ESTEC, 2010.

9. Ponomarev V. S., Gerasimov A. V., Ponomarev S. V. Thermomechanical analysis of large deployable space reflector antenna // MATEC Web of Conferences. 2015. Vol. 23 P. 01059.

10. Резник С. В., Просунцов П. В., Азаров А. В. Моделирование температурного и напряженно-деформированного состояний рефлектора зеркальной космической антенны // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 4. С. 945–950.

11. Reznik S. V., Novikov A. D. Evolution, features, and prospects of materials science innovations in the development of space communication systems: a short survey // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2021. Vol. 1060. P. 012024.

12. Назарова, Д. К. Определение аэродинамических характеристик отделяемых от ракеты-носителя элементов конструкции в виде оболочек и разработка способов их аэродинамической стабилизации: дис. ... канд. техн. наук. М., 2019. – 176 с.

13. Иордан Ю. В., Лемперт Д. Б., Трушляков В. И., Шатров Я. Т. К задаче проектирования сжигаемых головных обтекателей ракет-носителей как варианта решения проблемы районов падения // Космонавтика и ракетостроение. 2019. № 6 (111). С. 119–129.

14. Финченко В. С., Пичхадзе К. М., Ефанов В. В. Надувные элементы космических аппаратов – прорывная технология в ракетно-космической технике. Химки: Изд. АО «НПО им. Лавочкина», 2019. – 488 с.

15. Резник С. В., Абрамова Е. Н. Ключевые вопросы создания надувных тормозных устройств для увода вышедших из строя спутников в плотные слои атмосферы. Часть 2. Анализ теплового режима в условиях комбинированного нагрева // Изв. ВУЗов. Машиностроение. 2023. № 6. С. 119–132.

16. Хамиц И. И., Филиппов И. М., Бурылов Л. С. и др. Трансформируемые крупногабаритные конструкции для перспективных пилотируемых комплексов // Космическая техника и технологии. 2016. Вып. 2(13). С. 23–33.

УДК 533:536

СЛОЖНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ЗАДАЧАХ РАДИАЦИОННОЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

С. Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, г. Москва, Россия

Дан анализ истории развития и современного состояния теории сложного теплообмена, включая основные понятия радиационной газовой динамики и радиационного теплообмена, основные уравнения, особенности расчета спектральных оптических свойств газов и плазмы, методы теории радиационного теплообмена, особенности сложного радиационного теплообмена в задачах аэрофизики межпланетных зондов.

Ключевые слова: *сложный теплообмен, теория переноса селективного теплового излучения, радиационная газовая динамика, неравновесные радиационно-газодинамические процессы.*

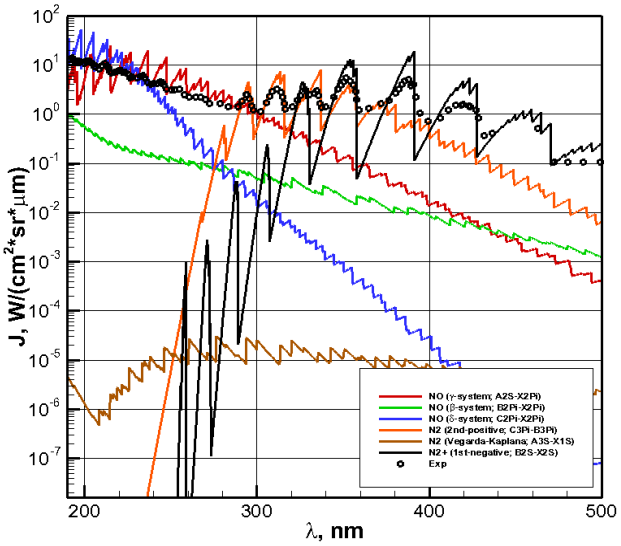
Теория сложного теплообмена традиционно изучает проблемы переноса тепла и вещества в твердых, газообразных и плазменных средах с учетом лучистого теплообмена. Основу этой теории составляет научное направление сложного тепломассообмена, объединяющего в единую теорию переноса теплоты, количества движения и массы фундаментальные разделы термодинамики обратимых и необратимых процессов, молекулярной физики, гидроаэродинамики, физической и химической кинетики в газообразных, плазменных, жидких и твердых средах [1], а также теорию лучистого теплообмена [2, 3]. Область применения теории сложного теплообмена необычайно широка.

В докладе представлена укрупненная классификация проблем сложного теплообмена применительно к задачам аэрофизики межпланетных зондов. Обсуждаются основные определения и уравнения радиационной газовой динамики (РадГД), модели РадГД-взаимодействия, методы теории радиационного теплообмена, ориентированные на задачи аэрофизики. Особое внимание уделяется современному состоянию теории спектральных оптических свойств атмосферных газов, базирующейся на классических монографиях [4–6].

Дан краткий сравнительный анализ пяти методов расчета переноса селективного теплового излучения, наиболее распространенных в аэрофизике излучающего газа (методы полумоментов, сферических гармоник, дискретных ординат, Ray-tracing метод и метод Монте-Карло). Показано, что метод сферических гармоник может эффективно использоваться для определения тепловыделения в среде, обусловленного радиационными процессами. Метод полумоментов рекомендуется использовать для одномерных задач сильного радиационно-газодинамического взаимодействия. При этом это один из немногих методов теории переноса селективного теплового излучения, допускающий применение статистических моделей атомарных и молекулярных линий. Метод дискретных ординат может использоваться для решения двухмерных и трехмерных line-by-line задач теории радиационного переноса. Ray-Tracing метод может быть использован для решения двухмерных и пространственных задач совместно со статистическими моделями атомных и молекулярных линий. Метод Monte-Carlo является одним из самых универсальных, но затратных методов [7].

В качестве примера современных моделей сложного теплообмена в задачах РадГД приводится описание радиационно-столкновительных моделей и результаты их применения к задачам сложного теплообмена межпланетных зондов. Необходимость в использовании радиационно-столкновительных моделей возникает при изучении радиационно-конвективного теплообмена при сверхорбитальных скоростях входа межпланетных зондов в атмосферы планет [8].

В этом случае создаются специфические условия по неравновесному возбуждению электронных квантовых состояний атомов и молекул. При этом использование больцмановской модели заселенностей становится неправомерным и приходится использовать систему кинетических уравнений, связывающих заселение и опустошение отдельных квантовых состояний. Помимо формулировки указанных кинетических уравнений здесь возникает еще проблема выбора наиболее значимых в энергетическом балансе квантовых уровней каждой частицы, поскольку в кинетических процессах важными становятся радиационные квантовые переходы, ограниченные квантово-механическими правилами отбора. На рисунке показан пример использования радиационно-столкновительной модели [9] к анализу ударно-волновых экспериментов [10] по спектральному излучению фронта ударной волны.



Спектральная интенсивность излучения в отдельных электронно-колебательных полосах при скорости ударной волны 7.3 км/с и давлении в камере низкого давления 0.7 торр. Сравнение расчетных данных по радиационно-столкновительной модели с экспериментальными данными [10]

Литература

1. Лыков А. В. Теплообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978. – 479 с.
2. Адрианов В. Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. М.: Энергия, 1972. – 464 с.
3. Адзерихо К. С. Лекции по теории переноса лучистой энергии. Минск: Изд-во БГУ, 1975. – 192 с.
4. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: УРСС, 2001. – 894 с.
5. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. – 320 с.
6. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М. и др. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1971. – 440 с.
7. Суржиков С. Т. Тепловое излучение газов и плазмы. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004. – 543 с.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. – 686 с.
9. Суржиков С. Т. Модель усредненной по вращательной структуре неравновесной излучательной способности двухатомных молекул // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т. 24, вып. 6.
10. Cruden B. A., Brandis A. V. Measurement of radiative nonequilibrium for air shocks between 7 and 9 km/s // J. Thermophysics and Heat Transfer. November 2019. https://doi.org/10.2514/1.T5735.

УДК 621.311.22+628.477.8

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ УТИЛИЗАЦИЯ ТВЕРДЫХ КОММУНАЛЬНЫХ ОТХОДОВ В РОССИИ И МИРЕ: ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

А. Н. Тугов

ОАО «Всероссийский дважды ордена Трудового Красного Знамени теплотехнический научно-исследовательский институт», г. Москва, Россия

Дается понятие энергетической утилизации твердых коммунальных отходов (ТКО). Отмечается, что для создания высокоэффективных экологически безопасных установок для преобразования энергопотенциала ТКО в электрическую и тепловую энергию выполнено огромное количество исследований в области сжигания, конвективно-радиационного теплообмена и тепломассопереноса. Приводятся данные по термической переработке и энергетической утилизации ТКО в целом по миру и отдельно в странах Европы, США, Японии, Китая. Рассматриваются вопросы экологической безопасности предприятий для термической переработки ТКО. Отмечается целесообразность применения слоевого сжигания отходов на механической колосниковой решетке в качестве оптимальной технологии для энергетической утилизации ТКО. Анализируются перспективы развития отрасли энергетической утилизации ТКО в России. Приводятся описания строящихся в Московской области заводов большой мощности (700 тыс. т/год по сжигаемым ТКО; 70 МВт$_{эл}$) и разработанной во ВТИ ТЭС на ТКО (производительностью по сжигаемым ТКО 360 тыс. т/год; электрическая мощность 25 МВт) для городов с населением 350 тыс. человек и более.

Ключевые слова: *твердые коммунальные отходы, термическая переработка, энергетическая утилизация, сжигание, экологическая безопасность, газоочистка, тепломассообмен.*

Под энергетической утилизацией обычно понимают термическую переработку ТКО, в результате которой их энергопотенциал преобразуется в тепловую и/или электроэнергию с последующим отпуском этой энергии потребителю. При этом должны соблюдаться определенные условия. Например, в ЕС термическую переработку ТКО приравнивают к утилизации только в том случае, если энергоэффективность предприятия составляет не менее 0.65 [1]. В этом случае это предприятие уже по существу является ТЭС, основным топливом которого является ТКО, – ТЭС на ТКО (за рубежом – Waste-to-Energy Plant (WTE)). WTE является самым доступным и одним из наиболее экономически оправданных возобновляемых источников энергии (ВИЭ).

С целью совершенствования процессов термической переработки ТКО и особенно очистки образующихся при их сжигания газообразных продуктов в мире, в том числе и в ВТИ, на стадии проектирования оборудования и в процессе наладки головных образцов было выполнено огромное количество экспериментальных и численных исследований в области сжигания, конвективно-радиационного теплообмена, тепломассопереноса и т. д. Полученные результаты позволили создать высокоэффективные экологически безопасные установки для энергетической утилизации ТКО в электрическую и тепловую энергию. В последние годы в условиях значительного роста образования отходов и увеличивающейся мировой потребности в электроэнергии во многих странах наблюдается широкомасштабное строительство предприятий для термической переработки ТКО с такими установками.

Сейчас в мире насчитывается примерно 2600 предприятий для термической переработки ТКО общей производительностью 460 млн. т отходов в год. Прогнозируется, что к 2031 г. общее количество таких предприятий составит около 3000 (даже с учетом закрытия старых заводов), на которых будет перерабатываться более 630 млн. ТКО в год. В Европе сейчас эксплуатируются более 500 предприятий для термической переработки ТКО, на которых перерабатывается более 100 млн. т отходов в год. Их совокупная установленная электрическая мощность превысила 5.1 ГВт. В США ежегодно сжигается около 30 млн. т ТКО с отпуском

потребителям примерно 14 ТВт·ч электроэнергии в год. Общая установленная электрическая мощность действующих в настоящее время американских предприятий для энергетической утилизации ТКО превышает 2 ГВт. В Японии более 70% всех образующихся ТКО термически перерабатываются. В 2021 г. в стране работали 396 WTE суммарной установленной электрической мощностью более 2000 МВт. Китай в 2022 г. термически перерабатывал примерно 60% всех образуемых в стране ТКО. В 2023 г. количество WTE превысило 900, а их суммарная производительность по сжигаемым ТКО достигла примерно 1 млн. т ТКО в сутки. Установленная электрическая мощность китайских предприятий для энергетической утилизации отходов превысила 13 ГВт. Строительство и проектирование заводов WTE осуществляется и в других странах мира, независимо от их географического расположения и уровня развития.

Россия пока не имеет достаточного опыта в области энергетической утилизации ТКО. До настоящего времени в стране введено в эксплуатацию только три московских завода, которые условно можно считать ТЭС на ТКО, общей электрической мощностью 26.6 МВт. Тем не менее с 2018 г. в Московской области ведется строительство четырех новых, достаточно крупных даже по мировым меркам, заводов, каждый из которых имеет производительность по термической переработке отходов 700 тыс. т/год и установленную электрическую мощностью 70 МВт. Технологическая схема для всех московских заводов одинакова и представлена на рис. 1.

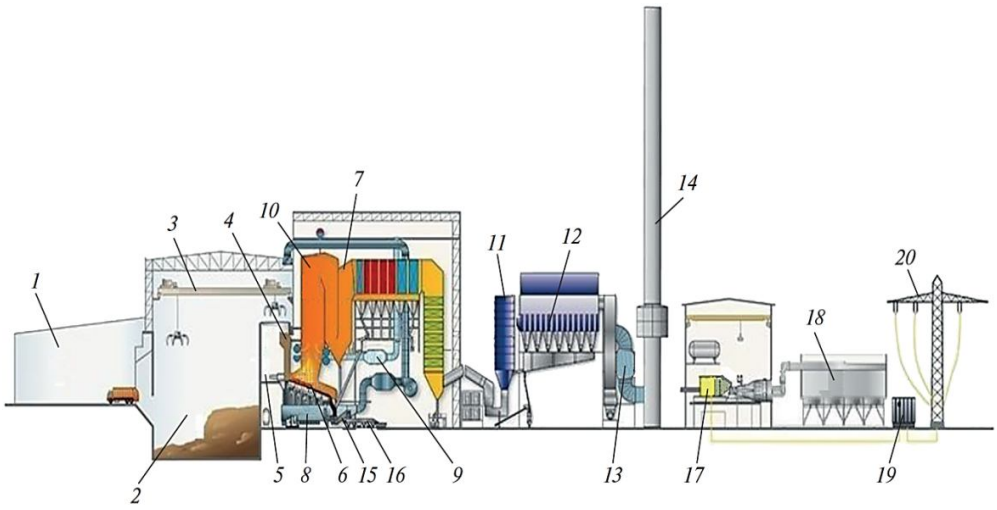


Рис. 1. Схема энергетической утилизации ТКО на строящихся в Московской области заводах [1]: 1 – доставка отходов; 2 – приемный бункер отходов; 3 – кран загрузки отходов; 4 – загрузочная воронка; 5 – поршневой толкатель; 6 – колосниковая решетка; 7 – паровой котел (3 шт.); 8 – система первичного воздуха; 9 – система вторичного воздуха; 10 – впрыск аммиака; 11 – полусухой реактор; 12 – тканевый фильтр; 13 – подогреватель конденсата; 14 – дымовая труба; 15 – удаление золы и шлака; 16 – конвейер для транспортировки золы и шлака; 17 – паротурбинная установка; 18 – воздушно-конденсационная установка; 19 – трансформатор; 20 – электроэнергия

В составе каждого завода входят три паровых котла типа Е-95-7.0-430 (П-152) производства АО «ЗиО-Подольск», паровая турбина Кп-77-6.8 с тремя нерегулируемыми производственными отборами производства АО «УТЗ», турбогенератор с воздушным охлаждением ТФ-80-2У3 (НПО «ЭЛСИБ») и воздушно-конденсационная установка. Сжигание ТКО осуществляют в слоевой топке на механической наклонно-переталкивающей колосниковой решетке. В [2] отмечается, что для энергетической утилизации ТКО именно эта технология является оптимальной, поскольку она наиболее отработана и освоена, затраты на собственные нужды, связанные с подготовкой отходов к сжиганию, существенно ниже расходов для других технологий (сжигании в ЦКС и тем более газификации и пиролиза), а энергоэффективность – максимальная при сопоставимом воздействии на окружающую среду.

Анализируя строящиеся в Московской области заводы, следует обратить внимание на тот факт, что при проектировании котельной установки и завода в целом значительное внимание было уделено повышению энергоэффективности с целью увеличения выработки электроэнергии. Однако, как показывает мировой опыт, это может привести к снижению надежности завода в целом и отразиться на стабильности приема ТКО для их переработки. В [1] отмечается, что применительно к России в существующих условиях важно, чтобы головные отечественные образцы ТЭС на ТКО удовлетворяли, в первую очередь, современным мировым требованиям по экологической безопасности и эксплуатационной готовности.

В ВТИ на базе результатов исследования с использованием численного моделирования и на натурных объектах разработана концепция защиты атмосферы от вредных выбросов ТЭС на ТКО, включающая технологические мероприятия и многоступенчатую очистку газов [3]. Руководствуясь этой концепцией и с учетом мирового опыта оптимизации использования различных методов повышения энергоэффективности WTE [2], во ВТИ были разработаны профиль и основные технические решения для типовой отечественной ТЭС на ТКО электрической мощностью 12–24 МВт, обеспечивающей утилизацию до 360 тыс. т ТКО в год (рис. 2). Стабильная ее работа практически полностью решает проблему с отходами, образующимися в городах (районах) с населением 350–400 тыс. человек и более.

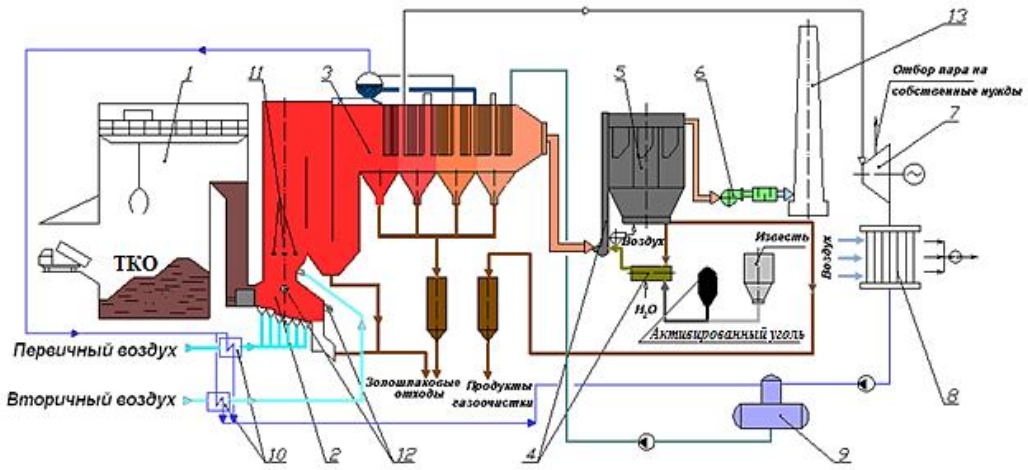


Рис. 2. Принципиальная технологическая схема отечественной ТЭС на ТКО: 1 – приемный бункер ТКО; 2 – топка; 3 – котел-утилизатор; 4 – реактор со смесителем; 5 – рукавный фильтр; 6 – дымосос; 7 – турбина; 8 – воздушный конденсатор; 9 – деаэратор; 10 – воздухоподогреватели; 11 – ввод карбамида; 12 – газовые горелки; 13 – дымовая труба

Такая ТЭС в настоящее время является оптимальным решением для энергетической утилизации ТКО в России по экономическим и экологическим показателям, а также по эксплуатационной надежности.

Литература

1. Тугов А. Н. Энергетическая утилизация ТКО: мировой и отечественный опыт: обзор // Теплоэнергетика. 2022. № 12. С. 5–22.

2. Тугов А. Н. Современные технологии термической переработки твердых коммунальных отходов и перспективы их реализации в России: обзор // Теплоэнергетика. 2021. № 1. С. 3–20.

3. Тугов А. Н. Энергетическая утилизация твердых коммунальных отходов на ТЭС. М.: ОАО «ВТИ», 2017. – 178 с.

Секция № 1
«КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН»

УДК 537.84, 536.24

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОПУСКНОГО ТЕЧЕНИЯ РТУТИ В НЕРАВНОМЕРНО ОБОГРЕВАЕМОЙ КРУГЛОЙ ТРУБЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. И. Артемов, М. В. Макаров, Г. Г. Яньков

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Проведено численное исследование методом LES опускного течения ртути в неоднородно обогреваемой круглой трубе под воздействием поперечного магнитного поля. Задача решена в сопряженной со стенкой постановке с моделированием слоя загрязнений на внутренней поверхности стенки трубы. Расчеты проведены при следующих значениях чисел Рейнольдса, Прандтля, Грасгофа и Гартмана: $Re = 10–12\cdot10^3$, $Pr = 0{,}025$, $Gr = 6–12\cdot10^7$, $Ha = 0–500$. Показано, что электропроводность слоя загрязнений оказывает существенное влияние на устойчивость течения и возникновение аномально высоких низкочастотных пульсаций температуры жидкости и стенки трубы.

Ключевые слова: *LES, круглая труба, ртуть, опускное течение, неоднородный обогрев, поперечное магнитное поле, аномально высокие пульсации температуры.*

Жидкие металлы (PbLi и др.) рассматриваются в качестве перспективных теплоносителей и источников для получения изотопа ^{6}Li в термоядерных реакторах (ITER, DEMO) [1]. Относительно недавно были обнаружены режимы теплообмена при МГД-течении жидкометаллического теплоносителя в каналах и трубах с аномально высокими периодическими пульсациями температуры. Подобные режимы могут представлять угрозу для прочности стенок каналов охлаждения бланкетов термоядерных реакторов вследствие возникающих термонапряжений. Впервые аномально высокие пульсации температуры были выявлены экспериментально при МГД-течении ртути в горизонтальной трубе, подогреваемой снизу [2]. Позднее подобный эффект был обнаружен также экспериментально при опускном течении ртути в вертикальных трубах с однородным и односторонним обогревами внешней поверхности стенки [3, 4]. Эти работы инициировали обширные исследования подобных режимов в каналах различной формы, расположенных под заданным углом к горизонту [5]. Подробный анализ режимов МГД-течений, исследованных в [2, 4], был выполнен методом DNS [6, 7], что позволило визуализировать процессы, приводящие к неустойчивости течения и аномально высоким пульсациям температуры при воздействии сил плавучести и магнитного поля в некотором диапазоне чисел Ричардсона ($Ri = Gr/Re^2$) и Ha/Re.

Следует отметить, что в исследованиях методом DNS [6, 7] реальные теплофизические и электрофизические свойства стенки трубы не учитывались – стенка считалась электрически изолированной, а плотность теплового потока задалась на её внутренней поверхности, хотя рабочие участки в [2–4] были выполнены из нержавеющей стали, обладающей высокой электропроводностью. Достаточно хорошее соответствие результатов DNS [6, 7] экспериментальным данным [2–4] объясняется образованием на внутренней поверхности экспериментальных рабочих участков слоя загрязнений, химический состав которого в настоящее время не изучен. Однако с уверенностью можно утверждать, что указанный слой загрязнений обладает высоким электрическим (контактным) сопротивлением. В [8] авторы доклада представили данные о влиянии электропроводности стенки и контактного электрического сопротивления на структуру МГД-течения и развитие аномально высоких пульсаций температуры в вертикальной односторонне обогреваемой круглой трубе, полученные методом LES в сопряженной «жидкость – стенка» постановке при числах Рейнольдса $Re = u_0D/\nu = 10^4$, Грасгофа $Gr = 0{,}5q_w g\beta_T D^4/(\lambda\nu^2) = 6\cdot10^7$ и Гартмана $Ha = B_0D(\sigma/(\rho\nu))^{-1/2} = 300$.

Данная работа продолжает исследования, начатые в [8]. Расчеты выполнены с помощью авторского CFD кода ANES [9]. Постановка задачи, математическая модель и методы решения аналогичны принятым в [8]. Обогрев внешней поверхности трубы – односторонний с помощью накладных нагревателей. Электропроводность слоя загрязнений определялась заданием коэффициента контактного сопротивления $k_f = \sigma\delta_f/(\sigma_f R)$. Расчеты проведены для двух вариантов: IsolW – пленка загрязнений с высоким сопротивлением ($k_f = 1000$); SW – пленка загрязнений отсутствует. На рис. 1 показаны поля безразмерной температуры $\theta = \lambda(T - T_{in})/(0{,}5 q_w R)$ и u_z – продольной компоненты вектора скорости, отнесенной к средней по сечению трубы скорости u_0.

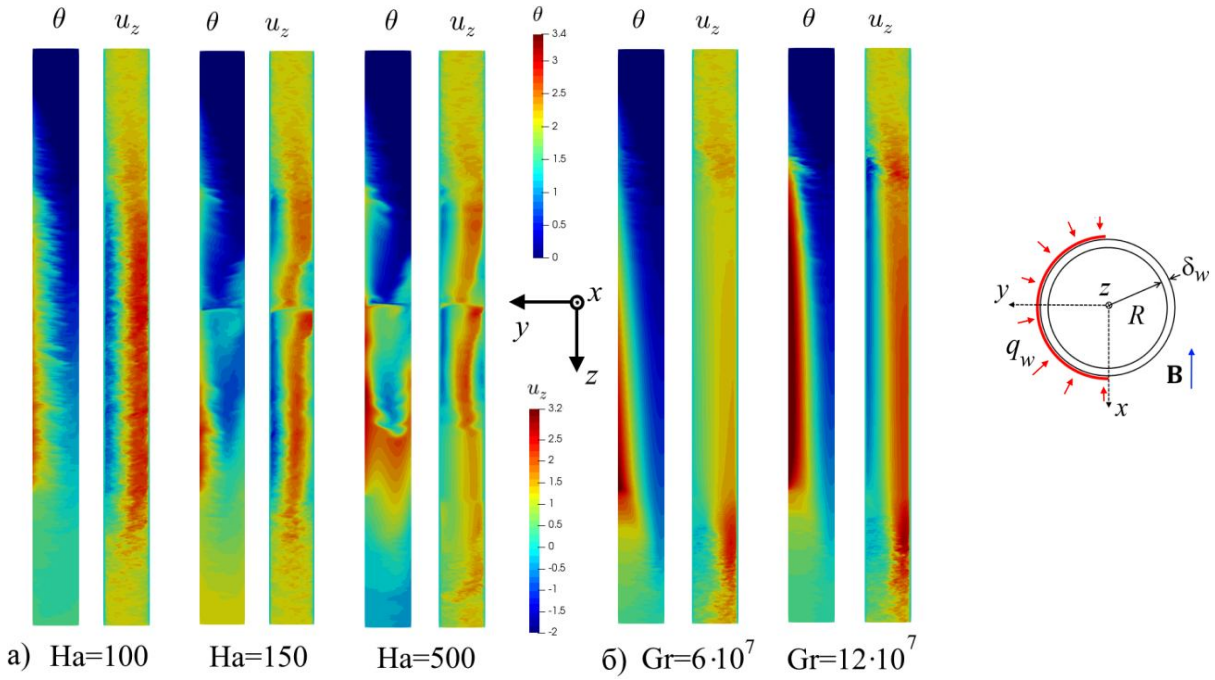


Рис. 1. Поля безразмерных температуры и продольной компоненты вектора скорости в плоскости симметрии y–z для вариантов: а) IsolW, Re = 10^4, Gr = $6\cdot10^7$, б) SW, Re = 10^4, Ha = 300

В варианте IsolW возникает двухструйная структура течения с подъемной струей возле нагретой поверхности стенки и опускной в ядре течения и вблизи необогреваемой поверхности стенки. При Ha = 100 наблюдается устойчивый режим, в котором турбулентность значительно подавлена магнитным полем, но течение не является ламинарным и колебания температуры и скорости еще присутствуют (рис. 1). В неустойчивых режимах ($150 \le \mathrm{Ha} \le 500$) происходит разрушение двухструйной структуры течения, сопровождающееся резким «всплеском» радиальной скорости и образованием интенсивной вихревой структуры («термика), «доставляющих» горячую жидкость к необогреваемой поверхности стенки. Одновременно с этим к горячей поверхности стенки выше вихревой зоны поступает поток холодной жидкости. «Термик» образуется в начале зоны обогрева и перемещается вниз по течению, порождая аномально высокие пульсации температуры по всему поперечному сечению трубы, проникающие также внутрь стенки.

В вариантах с «чистой» стенкой (SW) при Gr = $6\cdot10^7$ и Ha = 300 возвратной струи у «горячей» поверхности стенки не образуется и течение остается устойчивым. При повышении тепловой нагрузки до Gr = $12\cdot10^7$ подъемная струя у нагреваемой части стенки образуется, но течение сохраняет свою двухструйную структуру на всем участке обогрева без внезапного разрушения и возникновения аномально высоких пульсаций температуры.

На рис. 2 представлена карта режимов в координатах Ri – Ha/Re, взятая из работы [5], на которую нанесены полученные данные настоящей работы. Результаты расчетов варианта

IsolW показали хорошее соответствие указанной карте. Что же касается «чистой» стальной стенки (вариант SW), то, как нетрудно видеть, устойчивые режимы течения наблюдаются в центре зоны неустойчивости для электроизолированной стенки.

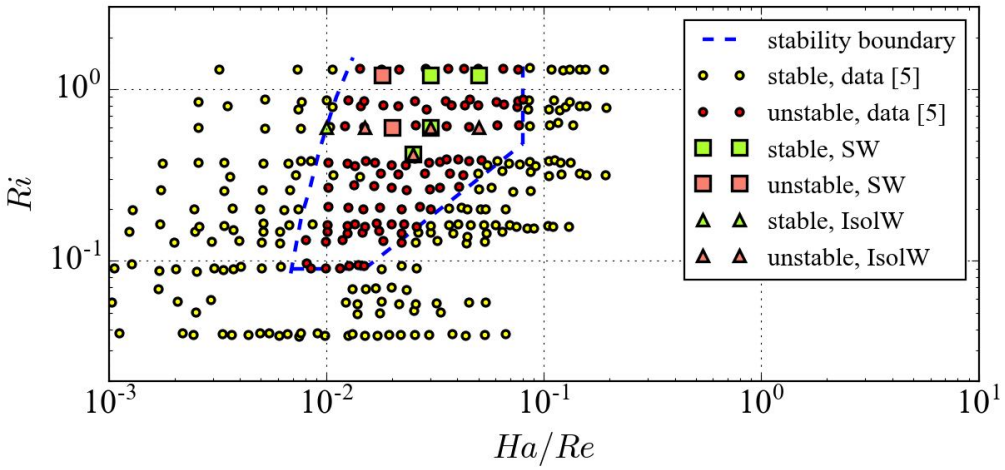


Рис. 2. Карта режимов течения в координатах Ri – Ha/Re

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № FSWF-2023-0017 (соглашение № 075-03-2023-383 от 18.01.2023) в сфере научной деятельности на 2023–2025 гг.

Обозначения

$D = 2R$ – диаметр трубы, м; δ_f – толщина слоя загрязнений, м; свойства ртути: ρ – плотность, кг/м^3; λ – теплопроводность, Вт/(м·К); ν – кинематическая вязкость, м^2/с; β_T – коэффициент термического расширения, 1/К; σ – электрическая проводимость, 1/(Ом·м); σ_f – электрическая проводимость слоя загрязнений, 1/(Ом·м); T – температура, К; T_{in} – температура на входе в трубу, К; q_w – плотность теплового потока нагревателя, Вт/м^2; g – модуль вектора ускорения свободного падения, м/с^2; B_0 – максимальное значение модуля вектора индукции магнитного поля, Тл.

Литература

1. Smolentsev S. Physical background, computations and practical issues of the magnetohydrodynamic pressure drop in a fusion liquid metal blanket // Fluids. 2021. Vol. 6. P. 110.

2. Genin L. G., Zhilin V. G., Ivochkin Y. P., et al. Temperature fluctuations in a heated horizontal tube affected by transverse magnetic field // Proc. Fundamental and Applied MHD. 8th Intern. Pamir Conf. Borgo, Corsica, 2011. P. 37–41.

3. Свиридов В. Г., Разуванов Н. Г., Шестаков А. А. Теплообмен при течении жидкого металла в вертикальной трубе в поперечном магнитном поле // Вестник МЭИ. 2011. № 5. С. 95–101.

4. Melnikov I. A., Sviridov E. V., Sviridov V. G., and Razuvanov N. G. Experimental investigation of MHD heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field // Fusion Engineering and Design. 2016. No. 112. P. 505–512.

5. Zikanov O., Listratov Y., Belyaev I., et al. Mixed convection in pipe and duct flows with strong magnetic fields // Appl. Mech. Rev. Jan. 2021. No. 73(1). P. 010801.

6. Zikanov O., Listratov Y. I., Sviridov V. G. Natural convection in horizontal pipe flow with a strong transverse magnetic field // J. Fluid Mech. 2013. Vol. 720. P. 486–516.

7. Zikanov O. and Listratov Y. Numerical investigation of MHD heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field // Fusion Engineering and Design. 2016. No. 113. P. 151–161.

8. Artemov V. I., Makarov M. V., Yankov G. G., Minko K. B. Numerical investigation of the effect of the wall properties on downward mercury flow and temperature fluctuations in a vertical heated pipe under a transverse magnetic field // Int. J. Heat Mass Transfer. 2024. Vol. 218. P. 124746.

9. Код ANES. URL: http://anes.ch12655.tmweb.ru.

УДК 532.517.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОНСТРУКТИВНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ОТКРЫТОЙ РАБОЧЕЙ ЧАСТИ ДОЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАБОЧЕГО ПОТОКА И ЕГО ОХЛАЖДЕНИЕ

Н. И. Батура, Г. Г. Гаджимагомедов, Ю. Н. Галанская, А. Я. Чудаков

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е. Жуковского, г. Жуковский, Россия

Одной из существенных проблем при создании аэродинамических труб (АДТ) с открытой рабочей частью является наличие свободной затопленной струи. Как показывает опыт эксплуатации АДТ с открытыми рабочими частями, в контуре таких труб возникают значительные низкочастотные колебания давления, амплитуда и частота которых увеличиваются с увеличением скорости рабочего потока, что приводит к вибрациям элементов конструкции трубы и в ряде случаев к аварийным ситуациям. Турбулентные струи достаточно давно являются объектом пристального внимания исследователей, что определяется их широким практическим применением [1]. Как известно, на поверхности струи формируется область конечной толщины слой смешения или струйный турбулентный слой, в котором возникают вихревые структуры, движущиеся вдоль потока. Вследствие этого в указанной области происходит интенсивный перенос массы, импульса, тепла. На практике часто возникает необходимость целенаправленного воздействия на структуры слоя смешения и его характеристики. Иногда это связано с необходимостью дополнительной турбулизации слоя смешения по сравнению с ее естественным уровнем, в частности, для повышения эффективности смешения сред [2] или повышения интенсивности теплообмена. Иногда приходится решать противоположную задачу, когда необходимо получить, например, рабочую струю в открытой рабочей части аэродинамической трубы с высокими требованиями по однородности и стабильности рабочего потока [3, 4].

Значительное количество работ по исследованию свободных затопленных струй выполнено в 30–40-х годах прошлого века и было связано с интенсивным развитием экспериментальной базы дозвуковой аэродинамики. Актуальность этой темы не уменьшилась и в дальнейшем в связи с разработкой новых аэродинамических труб, а также модернизацией имеющихся для получения более высоких скоростей рабочего потока по сравнению с реализованными ранее [3, 4].

В настоящей работе представлены результаты расчетных и экспериментальных исследований в обеспечение создания перспективной АДТ больших дозвуковых скоростей с низким уровнем фонового шума. Экспериментальная часть работы проводилась в АДТ ЦАГИ замкнутого типа с открытой рабочей частью с соплом прямоугольного сечения размером 575×370 мм со скошенными углами. Расстояние от сопла до диффузора (длина струи) $L = 1300$ мм. В рамках проводимого исследования скорость рабочего потока изменялась в диапазоне (10–40) м/с.

Проведено комплексное исследование структуры течения рабочей струи с применением современных методов диагностики течений. Для исследования структуры течения использовалась система измерения полей скорости PIV. В результате измерений были получены мгновенные поля двух компонент скорости в слое смешения струи в центральном сечении трубы в плоскости *XY*. В ходе проведенных исследований в исследуемом диапазоне скоростей рабочего потока определен вариант оптимальной компоновки геометрии выходными кромками сопла и входного устройства диффузора, обеспечивающий возможность получения в ядре рабочей струи равномерного потока при снижении уровня пульсаций в слое смешения.

Рассмотрен механизм охлаждения рабочего газа в контуре трубы за счет воздухообмена с внешней средой.

В работе проведены расчетные исследования особенностей течения на основе численных решений уравнений Навье–Стокса с использованием программного комплекса ANSYS CFX, выполнено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Приводятся результаты обобщения полученных экспериментальных зависимостей.

Литература

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. – 715 с.

2. Жданов В. Г. Влияние формы и размеров вихревых генераторов на смешение струйных ограниченных течений // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену (23–26 мая 2016 г.): Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2016. Т. 1. С. 88–93.

3. Стрелков С. П., Бендриков Г. А., Смирнов Н. А. Пульсации в аэродинамических трубах и способы их демпфирования // Труды ЦАГИ. 1946. № 593.

4. Батура Н. И., Вождаев В. В., Гаджимагомедов Г. Г., Липатов И. И. Структура слоя смешения струи в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью // Ученые записки ЦАГИ. 2017. Т. 48, № 8. С. 26–36.

УДК 536.24.01

ТЕПЛОПЕРЕНОС В СЖИМАЕМЫХ СРЕДАХ ВОЛНАМИ ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ, ПОДЛЕЖАЩИЕ ОБСУЖДЕНИЮ

Я. Д. Белявский

PG Wave Ltd., Israel

Волны градиента давления (ВГД) возникают в сжимаемых средах, когда в объёме существует градиент давления (вращение, замедление, ...) и одновременно происходят флуктуации плотности (звук, турбулентность). Появление ВГД в замкнутом объёме приводит к переносу энергии, в результате чего происходит нагрев зоны высокого давления и охлаждение зоны низкого давления.

В докладе представлены результаты экспериментов, обосновывающие правильность и корректность концепции ВГД. Делается акцент на интересных результатах, которые подлежат обсуждению и пониманию. Результаты некоторых экспериментов публикуются впервые, к ним относятся: предсказанное концепцией ВГД нагревание дна полости в сужающемся канале с переносом тепла в направлении, противоположном течению воздуха; зависимость степени нагрева дна полости трубки Гартмана–Шпренгера от ориентации в пространстве; отсутствие нагревания дна радиальной полости на периферии вихревой камеры при одновременном охлаждении в центральной зоны.

Ключевые слова: *сжимаемые среды; теплоперенос; градиент давления; флуктуации плотности; волна градиента давления.*

Концепция упругих волн градиента давления. Были выполнены экспериментальные исследования температурного разделения в короткой вихревой камере. Результаты экспериментов подтвердили вывод о том, что ранее существовавшие теории не могут объяснить температурное разделение в газах. Нами представлена и обоснована концепция упругих волн градиента давления (ВГД) (Pressure Gradient Elastic Wave) [1–5].

ВГД – это волны звукового типа. ВГД распространяются со скоростью звука в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля – эти волны интерферируют, отражаются, поглощаются. Однако ВГД отличаются от других волн звукового типа природой сил, которые создают стартовые флуктуации плотности, и направлением распространения. ВГД возникают в объёме (пространстве) при одновременном выполнении трех условий: объём заполняет сжимаемая среда (газ); в этом объёме существует градиент давления и генерируются флуктуации плотности (звуковые или турбулентные). ВГД возникают в каждой точке объёма, внутри которой произошли флуктуации плотности. Эта волна представляет собой последовательность волн сжатия, распространяющихся в направлении увеличения давления, и последовательности волн разрежения, распространяющихся в противоположном направлении. В ограниченном объёме ВГД нагревают стенку, ограничивающую зону высокого давления, и охлаждают стенку (или область) сниженного давления. В таком объёме ВГД переносят энергию из зоны низкого давления в зону высокого давления**.**

Короткая вихревая камера (ВК). Отношение давлений (вход/выход) на тангенциальных соплах. Диаграмма рис. 1 показывает зависимость измеренных значений отношения α от давления на входе в вихревую камеру. Измерения были выполнены для вихревых камер с различными диаметрами выходных диафрагм *d*. Значение отношения α определяет величину скорости воздушных струй, входящих в вихревую камеру. Важно указать, что α больше 0.53 (критического значения для воздуха) для всех диаметров диафрагм на всех режимах течения. Это обстоятельство означает, что скорости струй на входе в вихревую камеру во всех экспериментах были ниже скорости звука. Следовательно, течение вихревого потока не сопровождалось распространением ударных волн внутри вихревой камеры.

Выявленная автомодельность является интересной задачей для теоретиков и относится к области экспериментальных парадоксов.

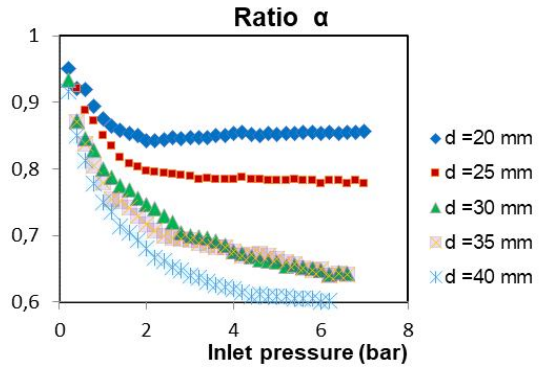


Рис. 1. Отношение $\alpha = (P_{side} + 1)/(P_{input} + 1)$ (P_{input} – входное давление, бар; P_{side} – давление на боковой стенке, бар) как функция давления на входе в вихревую камеру

Отсутствие нагрева периферии вихревой камеры на малых давлениях при одновременном наличии охлаждения в центре. При исследовании температурного разделения в вихревой камере с диафрагмой d = 30мм (максимальное нагревание и охлаждение) обнаружено, что на малых давлениях (до 2 бар) на входе в ВК нагревание полностью отсутствует. В то же время зафиксировано охлаждение в центральной зоне, и его величина растет с повышением давления. В соответствии с концепцией ВГД нагревание и охлаждение это единый процесс.

Дополнительные исследования выявили интересный результат. Значения температуры вихревого слоя по радиусу ВК монотонно уменьшаются от боковой стенки к центру в большинстве опытов. Однако в этой конфигурации на малых давлениях температура на определённом расстоянии от боковой стенки оставалась неизменной и равной температуре воздуха на входе. В то же время внутри вихревого слоя на некотором радиусе возникает максимум температуры, которая далее снижается к центру. Можно предположить, что в этой конфигурации ВК волны сжатия ВГД не могут дойти до боковой стенки. Есть механизм, который гасит эти волны на определённом радиусе, и переносимое ими тепло передаётся воздуху в вихревом слое. (Результаты этих экспериментов публикуются впервые, они будут обработаны и представлены в полном докладе.)

Зависимость степени нагрева дна полости трубки Гартмана-Шпренгера (HST**) от ориентации в пространстве.** Степень нагрева дна полости сборки HST определяется двумя конкурирующими процессами: ВГД передают тепло ко дну полости, где давление максимально; температурная конвекция переносит тепло в обратном направлении от полости к соплу.

Стационарная температура сборки HST является результатом динамического равновесия между этими двумя процессами. Этот факт открывает возможность попытаться повысить равновесную температуру сборки HST за счёт снижения мощности конкурирующего процесса охлаждения. Результаты экспериментов показали, что поворот сборки HST на 90 градусов из положения «полость внизу» в положение «горизонтально» увеличивает нагрев сборки на 8–10%, а поворот сборки HST из положения «полость внизу» на 180 градусов по отношению к положению «полость вверху» увеличивает нагрев на 15–30% (рис. 2).

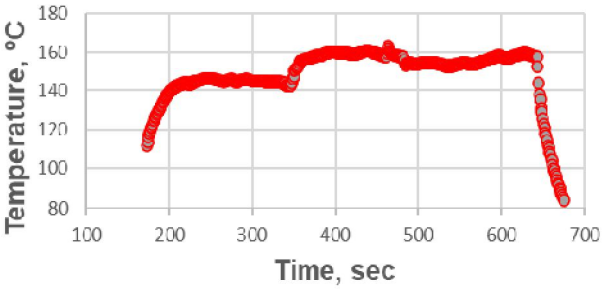


Рис. 2. Температура сборки HST в зависимости от ориентации в пространстве

Выявленное значительное влияние гравитационной составляющей естественной конвекции является неожиданным и будет использовано в будущих установках.

Литература

1. Beliavsky Y. Experimental investigation of a temperature separation effect inside a short vortex chamber // Proc. of 9 Int. Conf. on Heat Transfer, Fluid Mechanics. Malta, 2012. P. 1482.

2. Beliavsky Y. The pressure gradient elastic wave: energy transfer process for compressible fluids with pressure gradient // J. of Mech. Engineering and Automation. 2013. Vol. 53. No. 3.

3. Beliavsky Y. The influence of sound on heat transfer in gases // Electronic J. Technical Acoustics. 2014. No. 6.

4. Beliavsky Y. Experimental arguments in favour of heat transfer in compressible fluids by Pressure Gradient Elastic Waves // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 107. P. 723–728.

5. US Patent 9670938 B2. Method and devise for transfer of energy / Y. Beliavsky. 2013.

УДК 536.2:532/533; 532.516

РАСЧЕТ ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛООБМЕННИКА ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

Н. Г. Войцеховская, Т. В. Сидорович, А. Д. Чорный

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Любые аппараты воздушного охлаждения являются индивидуальными решениями конкретных задач в соответствии с параметрами технологического процесса. При расчете и моделировании параметров теплообменной аппаратуры одной из задач является сопоставление нескольких вариантов с различными теплоносителями и конструктивными особенностями, а также расположением аппарата на охлаждаемой поверхности и температурным диапазоном его работы, что выполняется с помощью методик, опирающихся на инженерные формулы. В дальнейшем конструкция теплообменного аппарата может быть уточнена с помощью моделирования средствами программного комплекса ANSYS или опытным путем после испытания макета или опытного образца.

На основе анализа литературных источников и систем инженерного анализа [1–3] выбрана инженерная методика и разработана прикладная программа для расчета и быстрой оценки конструктивных характеристик системы воздушного охлаждения тепловыделяющих элементов.

Методика прогнозирования термогидродинамического режима работы воздушного теплообменника проточного типа, лежащая в основе разработанной программы, подробно описана в [3]. Суть данной методики расчета тепловых режимов систем охлаждения электронных устройств состоит в следующем.

На определенном этапе проектирования реальный подлежащий охлаждению объект заменяется его тепловой моделью [1]. Поверхности с тепловыделяющими элементами в данной тепловой модели называют нагретой зоной.

Для теплообменного аппарата проточного типа нагретой зоной будет основание теплообменного устройства с установленными на нем плоскими ребрами. Расчет теплового режима аппаратуры для охлаждения устройств с рассеиваемой мощностью до 800 Вт согласно [1, 2] проводится в три этапа:

1) определяются средние по поверхности температуры нагретой зоны, средние температуры на выходе из теплообменного устройства и средняя по объему температура воздуха внутри устройства;

2) используя результаты первого этапа, находятся среднеповерхностные температуры корпусов элементов;

3) вычисляются максимальные температуры критических зон элементов и их функциональные связи со среднеповерхностной температурой как корпусов, так и их отдельных элементов.

Первый и второй этапы расчетов являются основными, так как позволяют получить значения основных параметров, связанных с выбором системы охлаждения, а также наметить целесообразное с точки зрения тепловых режимов распределение элементов внутри блоков, блоков внутри устройства, т. е. принять необходимое конструкторское решение.

Для реализации методики предложена удобная программа-калькулятор, разработанная в среде программирования Microsoft Visual Studio 2010 на языке C#. Она предназначена для прогнозирования термогидродинамического режима работы теплообменника проточного типа с вертикальными ребрами. Теплоносителем является воздух.

В процессе расчета определяются следующие параметры:

– коэффициент заполнения $k_{зап}$; определяется как отношение объема нагретых элементов теплообменника к его общему объему;

– средний перегрев воздуха в теплообменнике по отношению к температуре воздуха на входе $\theta_{возд}$;

– средний по объему перегрев нагретой зоны $\theta_з$;

– средняя удельная мощность нагретой (отдающей тепло) зоны $q_з$;

– температура нагретой зоны (для блока в целом) $T_з$;

– средняя температура воздуха внутри теплообменника $T_{возд}$;

– средняя температура воздуха в выходном сечении $T_{вых}$;

– коэффициент гидравлического сопротивления ξ;

– потери давления ΔP.

Программа функционирует под управлением операционной системы Windows и установленной на ней платформы .NET Framework 3.5 и выше. Установка дополнительных библиотек и пакетов не требуется.

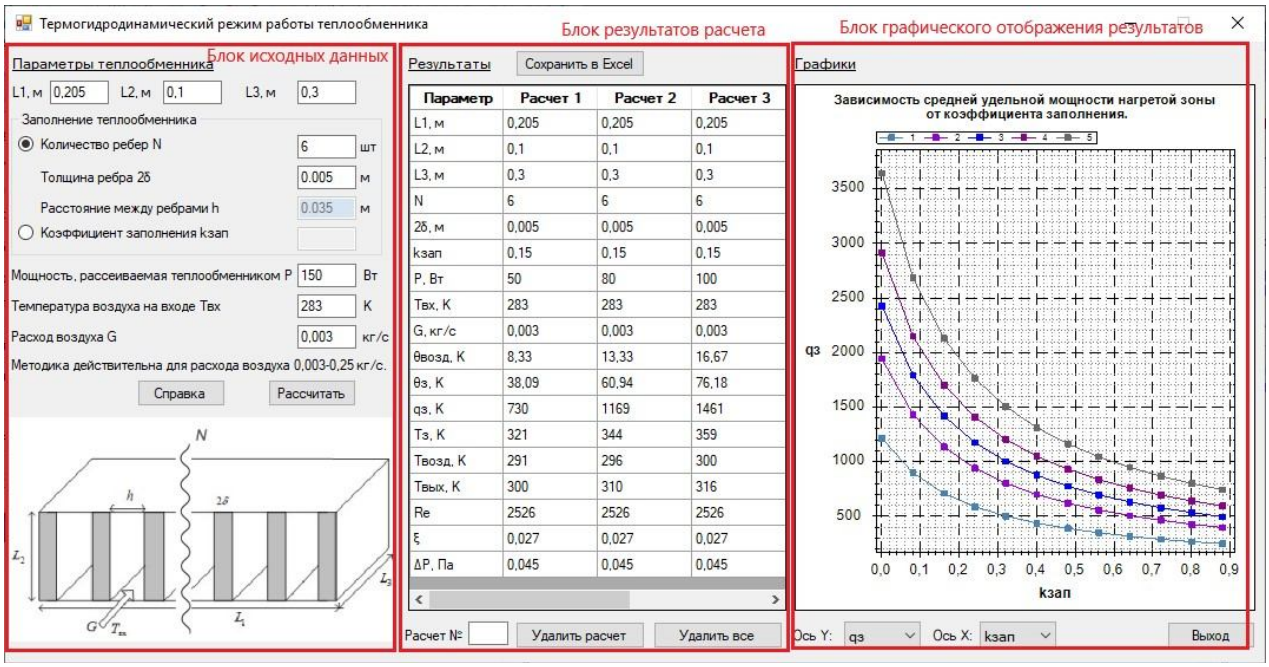
Запуск программы осуществляется с помощью исполняемого файла с расширением .exe. После запуска исполняемого файла на экране монитора отображается рабочее окно программы, представленное на рисунке. Оно состоит из трех блоков:

1) блок ввода исходных данных – содержит информацию о геометрических параметрах теплообменника и параметрах воздуха на входе в теплообменник;

2) блок результатов расчета;

3) блок отображения результатов расчета в виде графиков.

В блоке ввода исходных данных размещены кнопки «Справка» (для получения справочной информации по работе с программой и теоретических сведений о методике расчета) и кнопка «Рассчитать» (для начала расчета). Рисунок в нижней части блока исходных данных схематически изображает теплообменник и позволяет пользователю корректно ввести исходные параметры. При некорректно введенных данных после нажатия на кнопку «Рассчитать» пользователю могут выдаваться предупреждающие сообщения и работа программы останавливается. Для дальнейшей работы с программой необходимо ввести корректные значения параметров и снова нажать на кнопку «Рассчитать».



Рабочее окно программы

После выполнения каждого расчета в таблице результатов отображаются полученные данные в столбце, соответствующем номеру расчета. Данные из таблицы результатов можно сохранить в виде Exel-файла с помощью кнопки «Сохранить в Exel», расположенной в верхней части блока результатов. По желанию пользователя любой расчет из таблицы результатов можно удалить, оставив все остальные. Для этого необходимо ввести номер расчета для удаления в окошке нижней части блока результатов и нажать кнопку «Удалить расчет». Для очистки всей таблицы с результатами расчетов предназначена кнопка «Удалить все».

После выполнения каждого расчета в блоке графического отображения результатов появляется кривая, соответствующая выбранным параметрам по осям X и Y соответственно. Название кривой соответствует номеру расчета. Нажатие правой клавиши мыши по графической области вызывает контекстное меню, позволяющее пользователю просматривать значения в точках, сохранять, масштабировать, а также печатать полученные графики.

Представление результатов научных исследований в виде компьютерных программ-калькуляторов с большой базой данных, содержащей сведения об используемых инженерных расчетных формулах и свойствах теплоносителей, позволяет интенсифицировать процесс научного поиска при выборе путей решения технической задачи [4−6].

Программа для инженерного расчета термогидродинамических характеристик воздушного теплообменника, предназначенного для охлаждения изделий микроэлектронной техники, содержит большой справочный материал и может служить, помимо расчетных функций, электронным справочником, вследствие чего данная программа может быть применена в учебном процессе для проектировочного расчета конструктивных характеристик разрабатываемых теплообменных устройств проточного типа. Работа с программой позволяет оперативно анализировать оптимальность выбранной конструкции и прогнозировать термогидродинамические характеристики устройства.

Литература

1. Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В. Методы расчета теплового режима приборов. М.: Радио и связь, 1990. – 312 с.

2. Роткоп, Л. Л., Спокойный Ю. Е. Обеспечение тепловых режимов при конструировании радиоэлектронной аппаратуры. М.: Сов. Радио, 1976. – 232 с.

3. Сидорович Т. В., Чорный А. Д. Прогнозирование термогидродинамического режима работы теплообменника проточного типа // Тепло- и массоперенос–2021. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. С. 232–240.

4. Компьютерная программа «Конвективный теплообмен в каналах с гладкими стенками» // Свидетельство о регистрации компьютерной программы № 618 от 26.12.2013 г. (Авт. Войцеховская Н. Г., Коляго Н. В., Сидорович Т. В.)

5. Компьютерная программа «Гиперзвуковое обтекание тел вращения» // Свидетельство о регистрации компьютерной программы № 751 от 03.04.2015 г. (Авт. Альхуссан К. А., Войцеховская Н. Г., Сидорович Т. В., Чорный А. Д.)

6. Компьютерная программа «Термодинамический расчет процессов в дизельных двигателях внутреннего сгорания» // Свидетельство о регистрации компьютерной программы № 725 от 26.12.2014 г. (Авт. Коляго Н. В., Войцеховская Н. Г., Сидорович Т. В.)

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ НА ИНТЕНСИФИКАЦИЮ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ РАЗВИТОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛЕ С ОДНОЙ ОРЕБРЕННОЙ СТЕНКОЙ

С. А. Галаев, А. М. Левченя, В. В. Рис

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Численно смоделировано развитое периодическое турбулентное течение и теплообмен несжимаемых сред в канале прямоугольного сечения (W/H = 1.5), у которого на стенке шириной W с шагом P = H расположены ребра квадратного сечения с высотой и шириной, равными e = 0.1H, наклоненные относительно оси канала на 45°. На стенках канала задана постоянная температура. Число Рейнольдса положено равным 10^4, $5{\cdot}10^4$, 10^5, $4{\cdot}10^5$ и 10^6, число Прандтля – 0.01, 0.7 и 10. Для описания турбулентного течения использован метод RANS с k-ω SST моделью турбулентности. Расчеты для оребренного канала проведены на сетке размерностью 8 млн. ячеек, гарантировавшей разницу меньше 1% с решением, сошедшимся по сетке. Данные о гидравлическом сопротивлении и теплоотдаче для оребренного канала сопоставлены с собственными расчетными данными для гладкого канала. Получены зависимости интенсификации теплоотдачи от чисел Рейнольдса и Прандтля.

Ключевые слова: *канал, внутренняя стенка, ребро, турбулентное периодическое течение, теплообмен, число Прандтля.*

Оребрение внутренней поверхности стенок каналов различной формы с целью интенсификации теплообмена используется столь же широко, как и оребрение наружной поверхности. Яркими примерами систематического использования внутреннего оребрения служат каналы конвективных систем охлаждения лопаток газовых турбин [1] и каналы подогревателей, оребренная стенка которых абсорбирует солнечную энергию [2]. Свод экспериментальных и расчетных данных о течении и теплообмене в каналах с внутренним оребрением весьма обширен, однако среди них отсутствуют опорные данные, не зависящие от индивидуальных для каждого случая факторов, к которым в первую очередь относятся входные и выходные условия формирования потока в канале. Представленные здесь результаты получены для условий строго периодического течения и развитого теплообмена, которые не зависят от условий на входе и выходе из канала.

Канал и расчетная область показаны на рис. 1. Турбулентное течение и теплообмен несжимаемой вязкой среды с постоянными свойствами численно моделировались в канале прямоугольного сечения ($W/H = 1.5$), у которого на одной из стенок шириной W с шагом $P = H$ расположены ребра квадратного ($0.1H \times 0.1H$) сечения, наклоненные относительно оси канала на 45°. Расчетная область составляла часть канала длиной P. На рисунке эта область находится между поверхностями, отмеченными светлыми линиями. На стенках канала задавались условия прилипания и постоянная температура T_w. На входной и выходной поверхностях – условие пространственной периодичности, кроме того, на входной поверхности задавались расход и среднемассовая температура среды $T_{b\,in}$. Число Рейнольдса $\mathrm{Re} = U_b D_h/\nu$ полагалось равным 10^4, $5{\cdot}10^4$, 10^5, $4{\cdot}10^5$, и 10^6, число Прандтля – 0.01, 0.7 и 10.

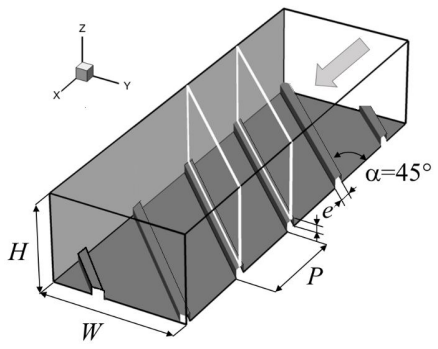


Рис. 1. Канал с оребренной стенкой; светлыми линиями показаны входная и выходная поверхности моделируемой области течения, стрелкой – направление течения

Уравнения Навье–Стокса и энергии интегрировались пакетом программ ANSYS Fluent 2021 R1 со вторым порядком точности. Для определения турбулентных характеристик использована *k*-ω SST модель турбулентности. Сошедшиеся по сетке результаты получены на квазиструктурированной гексаэдральной сетке с размерностью 8.355 млн. ячеек. Для этой сетки при $\mathrm{Re} = 2\cdot10^5$ и $\mathrm{Pr} = 0.7$ среднее пристенное значение координаты $y^+ = 0.046$. Расчетные значения коэффициента гидравлического сопротивления и числа Нуссельта сопоставлялись со значениями этих же величин, рассчитанными для гладкого канала на сетке с той же структурой, но составленной из двух слоев ячеек в направлении потока. Расчётные значения для гладкого канала хорошо согласуются с известными эмпирическими данными [3].

Значения коэффициента гидравлического сопротивления для оребренного канала ζ_{rib}, гладкого канала ζ_{sm} и их отношение ε_p приведены в табл. 1. Можно отметить, что в широком диапазоне изменения числа Re коэффициент увеличения сопротивления ε_p отвечает степенной зависимости $0.91\cdot\mathrm{Re}^{0.132}$. Также получено, что при значениях числа Re, достигающих 10^8, коэффициент сопротивления ζ_{rib} принимает постоянное значение, очень близкое к 0.06.

Таблица 1

Сравнение сопротивления периодического течения в оребренном канале с сопротивлением гладкого канала

Re	ζ_{rib}	ζ_{sm}	ε_p
10^4	0.078	0.031	2.5
$5\cdot10^4$	0.076	0.020	3.8
10^5	0.071	0.017	4.1
$4\cdot10^5$	0.065	0.013	5.0
10^6	0.063	0.011	5.7

В табл. 2 внесены рассчитанные значения чисел Нуссельта для оребренного канала Nu_{rib}, для гладкой части оребренной стенки Nu_{rw} и для гладкого канала Nu_{sm}.

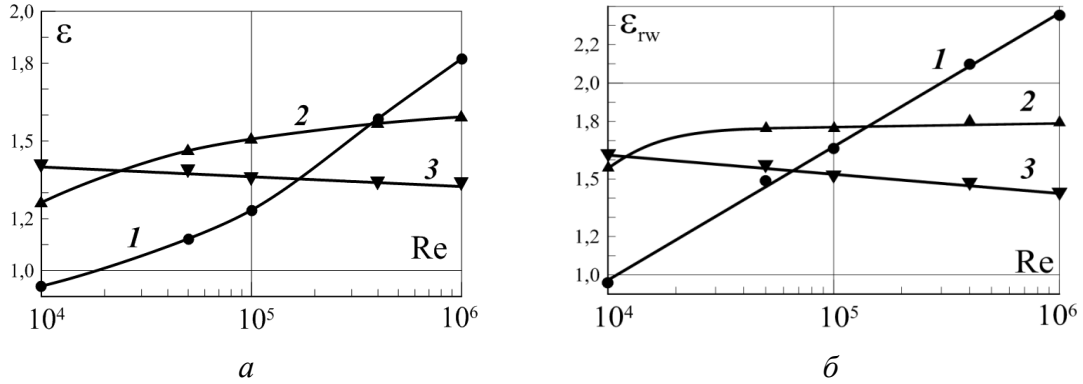
Таблица 2

Значения чисел Нуссельта для оребренного и гладкого каналов

Re	Pr = 0.01			Pr = 0.7			Pr = 10		
	Nu_{rib}	Nu_{rw}	Nu_{sm}	Nu_{rib}	Nu_{rw}	Nu_{sm}	Nu_{rib}	Nu_{rw}	Nu_{sm}
10^4	4.8	4.9	5.11	36.8	45.5	29.2	135	156	96.3
$5\cdot10^4$	9.2	12.2	8.2	149	180	102	532	602	385
10^5	13.8	18.6	11.2	265	311	176	947	1058	701
$4\cdot10^5$	38.5	51.0	24.3	844	972	539	3134	3454	2349
10^6	80.8	105	44.5	1830	2063	1150	7216	7694	5417

Числа Нуссельта определены как обычно: $\mathrm{Nu} = \alpha D_h/\lambda$, а коэффициенты теплоотдачи – следующим образом: α_{rib} и α_{sm} равны отношениям $q_{w\,av}/(T_w - T_{b\,in})$, в которых $q_{w\,av}$ – средние удельные тепловые потоки на поверхности оребренного или гладкого каналов (Вт/м^2). Число Нуссельта Nu_{rw} относится к гладкой части поверхности оребренной стенки, поэтому для него коэффициент теплоотдачи рассчитан по среднему удельному тепловому потоку только на этой части оребренной стенки. Увеличение сопротивления и интенсификация теплоотдачи в канале с ребрами, наклоненными относительно продольной оси, происходит благодаря вихрю, сходящему с обращенной к потоку кромки ребра. При развитом периодическом течении, как в нашем случае, к влиянию этого вихря прибавляется влияние глобального вихря, сформированного под действием наклоненных к потоку ребер. Для $\mathrm{Pr} = 0.7$ и $5\cdot10^4 < \mathrm{Re} < 2\cdot10^5$ наши расчетные данные хорошо согласуются с данными эксперимента [4].

На рис. 2 представлены зависимости от чисел Re и Pr коэффициентов увеличения теплоотдачи по сравнению с теплоотдачей в гладком канале для оребренного канала в целом $\varepsilon = \alpha_{rib}/\alpha_{sm}$ и для гладкой части оребренной стенки $\varepsilon_{rw} = \alpha_{rw}/\alpha_{sm}$.



а *б*

Рис. 2. Коэффициенты увеличения теплоотдачи для всего канала ε (*а*) и для гладкой части оребренной стенки ε_{rw} (*б*): *1* – Pr = 0.01, *2* – 0.7, *3* – 10

Можно отметить отличительные черты влияния числа Pr на интенсификацию теплоотдачи. При $Pr << 1$ (линии *1*) с ростом числа Re интенсификация теплоотдачи двукратно возрастает. При $Pr \approx 1$ (линии *2*) интенсификация слабо растет с увеличением числа Re. При $Pr >> 1$ (линии *3*) интенсификация монотонно, но сравнительно слабо уменьшается с ростом числа Re.

Результаты работы получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru).

Работа выполнена за счет Российского научного фонда, грант 23-29-00094.

Обозначения

D_h – гидравлический диаметр канала, м; U_b – среднерасходная скорость, м/с; ν – кинематический коэффициент вязкости, м²/с; $\zeta = 2\Delta p_{loss}/\rho U_b^2$ – коэффициент гидравлического сопротивления; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

Литература

1. Иванов В. Л. Воздушное охлаждение лопаток газовых турбин. М.: Изд-во МГТУ, 2013. – 94 с.

2. Yadav A. S. et al. Recent advances in modeling and simulation techniques used in analysis of solar air heater having ribs // Materials Today: Proceed. 2022. Vol. 62. P. 1375–1382.

3. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. – 559 с.

4. Baybuzenko I. Local Heat Transfer and Friction Measurements in Ribbed Channel at High Reynolds Numbers // Proc. of the ASME Turbo Expo 2021. Vol. 5B.

УДК 532.5

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЁННОЙ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ КАНАЛЕ С ИСТОЧНИКОМ ПОСТОЯННОГО ОБЪЁМНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ И ТЕПЛООТВОДЯЩИМИ РЁБРАМИ НА ЕГО ПОВЕРХНОСТИ

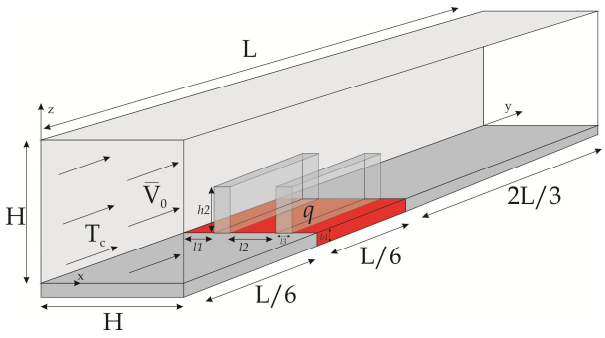
Н. С. Гибанов, М. А. Шеремет

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Представлены результаты численного исследования смешанного конвективного теплообмена в пространственных каналах с нагревательным элементом постоянного объёмного тепловыделения конечной толщины и теплоотводящими вставками на его поверхности. В процессе исследования было изучено влияние интенсивности объёмного тепловыделения внутри нагревателя, материала теплоотводящих вставок и скорости потока хладагента в канале.

Ключевые слова: *течения в трёхмерных каналах, источник постоянного объёмного тепловыделения, рёберная система, смешанная конвекция, метод конечных разностей, математическое моделирование.*

Современная радиоэлектронная аппаратура включает в себя элементы с повышенным энергопотреблением, вследствие чего наблюдается перегрев таких компонентов. Для обеспечения эффективной и долгосрочной работы блоков электронной техники необходимо отводить излишки тепла от нагревающихся элементов. Одной из наиболее эффективных систем охлаждения является активная система, подразумевающая нагнетание хладагента на тот или иной нагревающийся блок [1, 2]. В настоящей работе рассматривается пространственный канал длиной L, высотой и шириной H, в нижнюю стенку которого вмонтирован нагревательный элемент высотой h_1, на егоповерхности располагались теплоотводящие вставки (рисунок). В канал поступала охлаждающая жидкость с температурой T_c и скоростью V_0, которая рассматривалась как несжимаемая ньютоновская жидкость с постоянными теплофизическими свойствами и удовлетворяющая приближению Буссинеска.



Область исследования

Основные уравнения, описывающие ламинарных режимов сопряжённой смешанной конвекции в исследуемой полости в безразмерных преобразованных переменных, могут быть представлены в следующем виде [3]:

внутри текучей среды:

$$\frac{\partial \Omega_x}{\partial \tau}+U\frac{\partial \Omega_x}{\partial X}+V\frac{\partial \Omega_x}{\partial Y}+W\frac{\partial \Omega_x}{\partial Z}-\Omega_x\frac{\partial U}{\partial X}-\Omega_y\frac{\partial U}{\partial Y}-\Omega_z\frac{\partial U}{\partial Z}= =\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial Z^2}\right)+\frac{Ra}{\mathrm{PrRe}^2}\frac{\partial \Theta}{\partial Y}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Omega_y}{\partial \tau}+U\frac{\partial \Omega_y}{\partial X}+V\frac{\partial \Omega_y}{\partial Y}+W\frac{\partial \Omega_y}{\partial Z}-\Omega_x\frac{\partial V}{\partial X}-\Omega_y\frac{\partial V}{\partial Y}-\Omega_z\frac{\partial V}{\partial Z}= =\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 \Omega_y}{\partial Z^2}\right)-\frac{\mathrm{Ra}}{\mathrm{PrRe}^2}\frac{\partial \Theta}{\partial X}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial \tau}+U\frac{\partial \Omega_z}{\partial X}+V\frac{\partial \Omega_z}{\partial Y}+W\frac{\partial \Omega_z}{\partial Z}-\Omega_x\frac{\partial W}{\partial X}-\Omega_y\frac{\partial W}{\partial Y}-\Omega_z\frac{\partial W}{\partial Z}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 \Omega_z}{\partial Z^2}\right), \quad (3)$$

$$\begin{aligned}&\Gamma_x=-\nabla^2 U,\\ &\Gamma_y=-\nabla^2 V, \qquad \left\{\overline{\Gamma}=\mathrm{rot}\left(\overline{\Omega}\right)\right\},\\ &\Gamma_z=-\nabla^2 W,\end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}+U\frac{\partial \Theta}{\partial X}+V\frac{\partial \Theta}{\partial Y}+W\frac{\partial \Theta}{\partial Z}=\frac{1}{\mathrm{PrRe}}\left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2}\right); \quad (5)$$

внутри теплопроводных рёбер:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}=\frac{\alpha_w/\alpha_f}{\mathrm{PrRe}}\left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2}\right); \quad (6)$$

внутри источника энергии:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}=\frac{\alpha_{hs}/\alpha_f}{\mathrm{PrRe}}\left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2}+1\right). \quad (7)$$

Метод решения системы уравнений (1)–(7) подробно описан в работе [3].

Работа выполнена в рамках реализации проекта Российского научного фонда (соглашение № 22-79-00291).

Литература

1. Khattak Z., Ali H. M. Air cooled heat sink geometries subjected to forced flow: a critical review // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 130. P. 141–161.

2. Salim B., Abdenour S., Oualid C., Marwani H. M., Sami R., Aljuraide N. I., Althomali R. H., Rahman M. M., Ali M. M., El Bouz M. A. Three-dimensional transient CFD modeling of multiple finned aluminum foam heat sinks in a horizontal channel // Alexandria Engineering J. 2023. Vol. 78. P. 426–437.

3. Gibanov N. S., Sheremet M. A. Numerical simulation of conjugate mixed convection in 3D channel with heat-generating flat element and symmetrical solid two-fin system // Symmetry. 2023. Vol. 15, No. 7. Art. 1467.

УДК 536.2

МЕТОД АВТОМАТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ БЕСПИЛОТНОГО ВОЗДУШНОГО СУДНА НА ОСНОВЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОГО ПАРЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Д. М. Гритчин, А. Д. Ежов, М. С. Шилов, А. О. Полетаев, В. П. Киселёв

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия
ezzhov@gmail.com

Данная работа направлена на изучение такого атмосферного явления как восходящие конвективные потоки воздушных масс. Понимание природы этого процесса позволит использовать конвективные явления в атмосфере как источник энергии для различных летательных аппаратов.

Для нахождения восходящих потоков – термиков – по нескольким ключевым параметрам можно воспользоваться двумя методами: смоделировать статический закон управления летательным аппаратом, основываясь на глубоком понимании физической и математической природы потока или воспользоваться алгоритмом управления на основе машинного обучения. Поскольку нейронная сеть позволяет обеспечить наблюдаемость и более глубокий анализ трудно моделируемых восходящих потоков, её использование для достижения результата выглядит более перспективным.

Пример использования нейронной сети представлен в работе [1]. В данной работе проводилось моделирование полёта. В качестве основного условия обнаружения восходящего потока с целью дальнейшей корректировки траектории было изменение во времени полной удельной механической энергии $E_{мех}$:

$$\frac{dE_{мех}}{dt} = \dot{E}_{мех} = \frac{d}{dt}\left(gz + \frac{u_i^2}{2}\right) = g\dot{z} + u_i\dot{u}_i.$$

Таким образом, локальный набор высоты и увеличение потенциальной энергии за счёт потери кинетической энергии не выполнит это условие. При этом понятно, что обнаружение термика происходит в непосредственной близости от его эпицентра.

Авторы настоящей работы, считают, что, используя набор из нескольких измеряемых параметров, можно достичь обнаружения термика на некотором расстоянии от него.

Теоретическое обоснование. Тепловые солнечные лучи проходят сквозь воздух и нагревают только землю, поэтому явление термика по сути является свободной конвекцией в ограниченном пространстве – между облаком и землёй: нагретые слои воздуха поднимаются вверх, унося влагу с поверхности, затем охлаждаясь и конденсируясь в облако, опускаются вниз.

Уравнения механики жидкости и газа для данного случая используются в приближении Буссинеска [2]:

$$\frac{\partial W_j}{\partial x_j} = 0,$$

$$\frac{\partial W_j}{\partial t} + W_i\frac{\partial W_j}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\delta_{ij}\tilde{p}\right) + \nu\frac{\partial^2 W_j}{\partial x_i^2} + \beta\tilde{T}g_j,$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + W_i \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} = -a \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_i^2},$$

где $\tilde{T}$ – отклонение от средней температуры T_0; ρ_0 – средняя плотность газа; β – коэффициент термического расширения газа; $\tilde{p}$ – отклонение от давления атмосферы p_0; средняя плотность газа ρ_0 определяется из уравнения состояния идеального газа.

Из представленной выше системы уравнений можно записать два числа подобия: Грасгофа Gr и Прандтля Pr:

$$Gr = \frac{g\beta\tilde{T}l^3}{\nu^2};\ \ Pr = \frac{\nu}{a},$$

где l – характерный размер. При этом, как известно из работы [2], данные числа подобия можно собрать в комплекс

$$Ra = GrPr,$$

называемый числом Рэлея.

В работе [2] отмечается критическое значение числа Ra, выше которого равновесие нарушается и возникает конвекция – термик. Оно существенно зависит от граничных условий.

В процессе конвекции имеет место неоднородность температуры в направлении, перпендикулярном скорости движения, а также наличие не только восходящих, но и нисходящих потоков, что объясняется уравнением неразрывности.

Корреляты термика. Выше было показано, что число Ra хорошо согласуется с образованием термика, следовательно, число Ra может использоваться в качестве значения, коррелирующего с явлением термика. Также в качестве коррелята термика предлагается использовать отдельно характерный перепад температур $\tilde{T}$ и высоту образования облака H, выступающей в роли характерного размера.

Как было показано в [3], образование термика коррелирует с относительной влажностью φ. Это объясняется тем фактом, что термик уносит влагу с поверхности в облако.

В работах [3] было продемонстрирована корреляция термика с концентрацией пыли, что объясняется уносом термиком мелких частиц с поверхности, а в работе [5] отмечалось создание электростатического поля за счёт трения частиц пыли, поднимаемых термиком, т. е. можно выделить еще два коррелята термика: концентрация пыли n_n и напряжённость электрического поля E. Важно отметить, что величина E напрямую связана с расстоянием до термика d соотношением [5]

$$E \sim \frac{10^4}{d}\frac{V}{m}.$$

Алгоритм дистанционного определения термика. Поскольку кроме восходящих потоков имеют место и нисходящие, можно утверждать, что температурное поле будет обладать градиентом в радиальном направлении. Внутри самого термика (восходящего потока) производная $dT/dr < 0$, а в кольцевых нисходящих потоках $dT/dr > 0$, где r – расстояние от термика до рассматриваемой точки.

Поскольку пространственные и временные координаты можно легко связать через относительную скорость v:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{dT}{d\tau}\frac{d\tau}{dr} = \frac{dT}{d\tau}\frac{1}{v},$$

то можно сделать вывод, что для любой скорости $v \neq 0$ рассмотрение производных по времени не менее справедливо отражает пространственное положение термика, чем рассмотрение производных по координате. Следовательно, анализируя изменение коррелятов термика по времени, можно судить о его пространственном положении относительно воздушного судна.

Как было отмечено, термик коррелирует сразу с несколькими параметрами, поэтому авторы статьи предлагают следующую *функцию термика* f для последующего анализа её поведения во времени:

$$f = \sum_{i,j} \frac{\int_{\tau-\tau^*}^{\tau} \left(\frac{df_i}{d\tau} - \Phi_i\right)\left(\frac{df_j}{d\tau} - \Phi_j\right) d\tau}{\sqrt{\int_{\tau-\tau^*}^{\tau} \left(\frac{df_i}{d\tau} - \Phi_i\right) d\tau \int_{\tau-\tau^*}^{\tau} \left(\frac{df_j}{d\tau} - \Phi_j\right) d\tau}}; \quad \Phi_i = \frac{1}{\tau^*} \int_{\tau-\tau^*}^{\tau} \frac{df_i}{d\tau} d\tau,$$

где f_i – один из коррелятов термика. Именно данную функцию и её производные по времени предлагается использовать в качестве входных данных для управляющей нейросети.

Некоторые эксперименты. Для проверки математической модели и дальнейшего анализа экспериментальных данных была изготовлена и испытана мобильная метеостанция – метеорадар. В результате сбора экспериментальных данных во время Всероссийских соревнований по авиамодельному спорту, где происходили запуски свободнолетающих авиамоделей (планера), были получены значения времени полётов авиамоделей в каждый промежуток времени, а также термодинамические параметры среды за весь полетный день. На рис. 1 приведены результаты вычисленного инвертированного значения числа Грасгофа (голубая линия) и продолжительности полётов моделей (красные столбцы). Высота столбцов пропорциональна времени полёта. Исходя из приведённых данных, можно сделать вывод, что при увеличении значения числа Грасгофа происходит отрыв воздушной массы, которая устремляется вверх под действием архимедовой силы. На рис. 2 приведена зависимость высоты облака (голубая линия) от результатов полёта ракет. По данным графикам можно сделать вывод, что восходящий поток появляется через определённое время задержки после увеличения значения высоты облака.

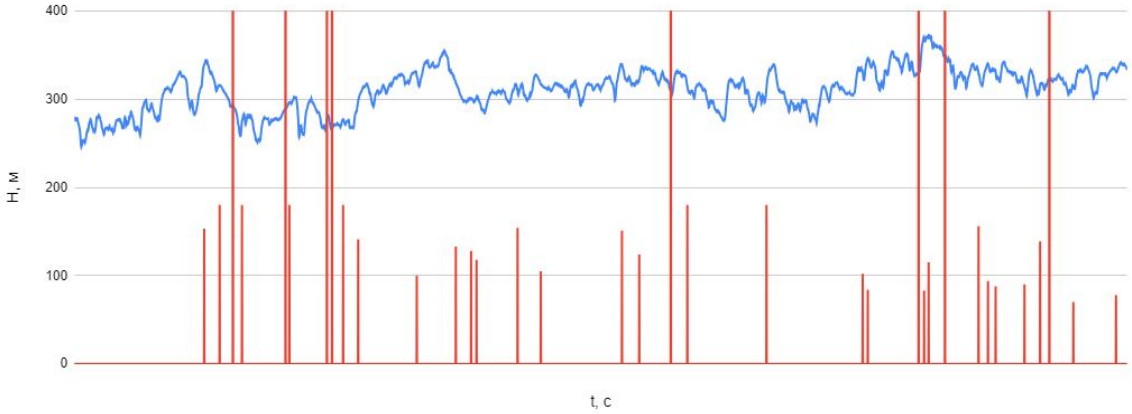


Рис. 1. Зависимость результатов полётов участников от значения нижней границы облака

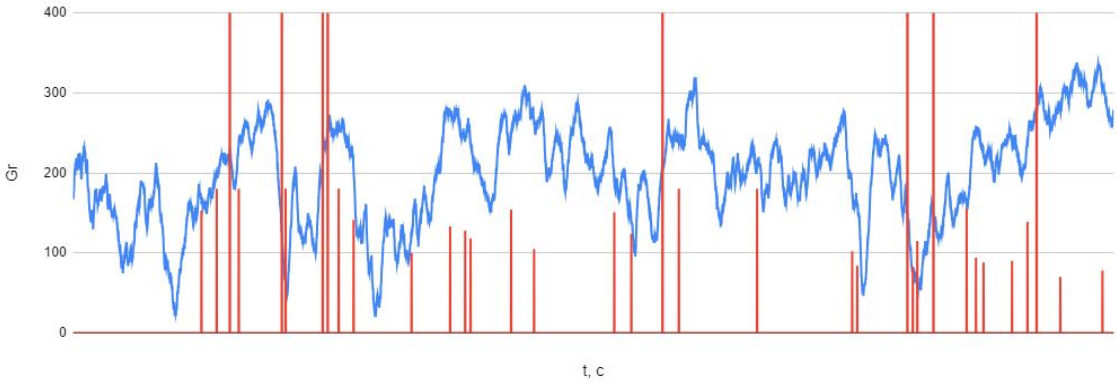


Рис. 2. Зависимость результатов полётов участников от значения критерия Грасгофа

Литература

1. Stefan Notter, Gregor Müller, Walter Fichter. Integrated Updraft Localization and Exploitation: End-to-End Type Reinforcement Learning Approach. May 2022. Conference: CEAS EuroGNC 2022 At: Berlin.

2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. – 392 с.

3. Oliver Predelli, Ronald Niederhagen, Humidity, the Dominating Force of Thermal Updrafts // Preprint to Technical Soaring (TS), May 16, 2019.

4. Nilton O. Renno, Jasper F. Kok. Electrical activity and dust lifting on Earth, Mars, and beyond. Chapter in Space Science Reviews, October 2008.

5. Electrical Activity and Dust Lifting on Earth, Mars, and Beyond. Nilton O. Rennó, Jasper Kok, October 2008.

УДК 621.565.93/.95-0.46.54

ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ТЕПЛООТДАЧЕ СТАНДАРТИЗИРОВАННОЙ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ОРЕБРЕННОЙ ТРУБЫ С КРУГЛЫМИ АЛЮМИНИЕВЫМИ РЕБРАМИ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ ВОЗДУХА

Е. С. Данильчик[1], А. Б. Сухоцкий[1], Г. С. Маршалова[1], А. Д. Чорный[2], Ю. В. Жукова[2]

[1]Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Проведено обобщение полученных результатов по теплоотдаче в ходе экспериментального исследования биметаллической оребренной трубы со спиральными накатными круглыми ребрами в условиях свободной конвекции. Получено уравнение подобия для расчета средней приведенной теплоотдачи одиночной оребренной трубы с разной высотой ребра (0–14,6 мм) при различных углах наклона γ = 0, 15, 30, 45, 60 и 90° трубы к горизонтальной плоскости. Диапазон применимости уравнения подобия в пределах числа Релея: Ra = 32 000–450 000. Получено, что удельный тепловой поток одиночной оребренной трубы при возрастании высоты ее ребра в пределах h ≈ 0–12 мм увеличивается в 1,2–1,9 раза, а при достижении h = 14,6 мм снижается в 1,1–2,71 раза в зависимости от угла наклона трубы.

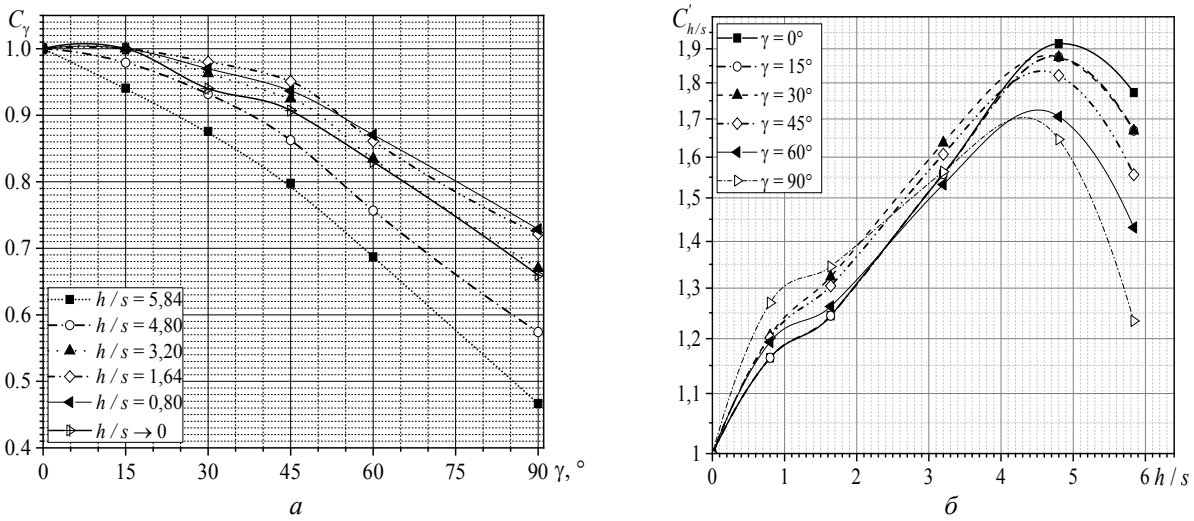
Ключевые слова: *свободная конвекция, оребренная труба, высота ребра, угол наклона, число Нуссельта, число Релея, обобщение, воздухоохлаждаемые теплообменники.*

Биметаллические ребристые трубы (БРТ) с круглыми спиральными алюминиевыми ребрами, изготавливаемые по различным технологиям, широко применяются в промышленности и технике. Из них собираются теплообменные секции рекуперативных конвективных воздухоохлаждаемых теплообменников, которые используются в топливно-энергетическом комплексе, воздушно-отопительных агрегатах, приточно-вытяжной системе вентиляции зданий и сооружений, калориферов общего назначения и т. д. [1]. Данные теплообменники в основном эксплуатируются в режиме вынужденной конвекции воздуха, на привод которых затрачивается значительное количество электроэнергии. Одним из актуальных направлений реализации энергосберегающих технологий для таких аппаратов является расширенное использование режима свободно-конвективного теплообмена.

В работе проведено обобщение полученных результатов по теплоотдаче в ходе экспериментального исследования биметаллической оребренной трубы со спиральными накатными ребрами в условиях свободной конвекции, представленных в работе [2]. Геометрические размеры трубы следующие: наружный диаметр оребрения d = 56,0 мм; диаметр трубы по основанию d_0 = 26,8 мм; высота ребра h = 14,6 мм; шаг ребра s = 2,5 мм; средняя толщина ребра Δ = 0,5 мм; коэффициент оребрения трубы φ = 19,3 (I тип, h/s = 5,84). Материал ребристой оболочки – алюминиевый сплав АД1М, материал несущей трубы – углеродистая сталь, длина трубы $l_п$ = 330 мм (теплоотдающая длина l = 300 мм). Диаметр несущей трубы $d_н$ = 25 мм, толщина стенки δ = 2 мм. Для изменения высоты оребрения трубы ее ребра стачивались путем шлифования с образованием новых типов труб: II тип – h = 12,0 мм, d = 50,8 мм, φ = 15,1 (h/s = 4,80); III тип – h = 8,0 мм; d = 42,8 мм; φ = 9,4 (h/s = 3,20); IV тип – h = 4,1 мм; d = 35,0 мм; φ = 4,8 (h/s = 1,64); V тип – h = 2,0 мм; d = 30,8 мм; φ = 2,8 (h/s = 0,80); VI тип – условно гладкая труба [3], $h/s \approx 0$. Все типы труб изучались при углах наклона осей труб к горизонтальной плоскости γ = 0, 15, 30, 45, 60 и 90°.

Для обобщения полученных результатов по теплоотдаче одиночной оребренной трубы в режиме свободной конвекции на рисунке, *а* представлена графическая зависимость попра-

вочного коэффициента $C_\gamma = \mathrm{Nu}_\gamma^{h/s} / \mathrm{Nu}_{\gamma=0°}^{h/s}$ на угол наклона γ для различных типов экспериментальных труб (различные *h/s*, типы I–VI, с отклонением не более ±2%, только при γ = 90° – ±7%), который определялся как отношение чисел Нуссельта одиночной трубы при γ (γ = 15, 30, 45, 60 и 90°) и γ = 0° (горизонтальной трубы). Поправочный коэффициент $C_{h/s} = \mathrm{Nu}_{h/s}^{\gamma} / \mathrm{Nu}_{h/s\to 0}^{\gamma}$ на относительную высоту ребра *h/s* определялся как отношение чисел Нуссельта одиночной трубы с *h/s* (типы I–V) и *h/s* → 0 (тип VI – гладкой трубы) при различных углах наклона трубы к горизонту γ = 0, 15, 30, 45, 60 и 90°. Для оценки увеличения теплового потока оребренной трубы по сравнению с гладкой трубой использовался коэффициент $C_{h/s}\varphi = C'_{h/s}$ с отклонением до ±5% (рисунок, *б*).



а *б*

Графические зависимости поправочных коэффициентов: *а* – $C_\gamma = f(\gamma)$; *б* – $C'_{h/s} = f(h/s)$ при определении теплоотдачи одиночной оребренной трубы различных типов I–VI при углах наклона γ = 0, 15, 30, 45, 60 и 90° в режиме свободной конвекции

Физический смысл данного коэффициента $C_{h/s}\,\varphi = C'_{h/s} = (\alpha_к F)_{h/s} / (\alpha_к F)_{h/s\to 0}$ следующий: удельное (на единицу температурного напора Δt = 1 °С) увеличение теплового потока от оребренной трубы к воздуху по сравнению с гладкой трубой. При определении поправочных коэффициентов C_γ и $C_{h/s}$ ($C'_{h/s}$) числа Нуссельта Nu при соответствующих числах Релея Ra вычислялись по уравнениям (1) и (2) с применением табл. 1 из [2]. Коэффициенты определялись как среднее арифметическое расчетных точек на исследованном диапазоне Ra = 32 000–450 000.

Таким образом, используя постоянные коэффициенты *A* и *n* из табл. 1 для уравнения (2) [2] – гладкой горизонтальной трубы (тип VI) (можно использовать и зависимость М. А. Михеева [4]) и графические зависимости поправочных коэффициентов рисунке, получаем обобщающее уравнение для определения теплоотдачи одиночной оребренной трубы различных типов I–VI (*h/s* ≈ 0–5,84) при углах наклона γ = 0, 15, 30, 45, 60 и 90° в режиме свободной конвекции с отклонением до ±10% (при γ = 90° – до ±17%), действительное в диапазоне Ra = 32 000–450 000:

$$\mathrm{Nu} = 0{,}518 \cdot \mathrm{Ra}^{0{,}25}\, C_\gamma^0\, C_{h/s}^\gamma, \qquad (1)$$

где C_γ^0 – поправочный коэффициент гладкой горизонтальной трубы на угол ее наклона γ = 15, 30, 45, 60 и 90° к горизонту (рисунок, *а*, сплошная жирная линия); $C_{h/s}^\gamma = C'_{h/s} / \varphi$ – поправочный коэффициент гладкой трубы при углах наклона γ = 0, 15, 30, 45, 60 и 90° на

относительную высоту ребра труб в пределах h/s = 0,8–5,84 (рисунок, *б*, коэффициент оребрения φ из геометрических размеров труб), т. е. осуществляется переход от теплоотдачи гладкой трубы под наклоном к горизонту к теплоотдаче трубы с различной высотой ребра при том же угле наклона.

Оценка тепловой эффективности одиночных оребренных труб с различной высотой ребра проводилась с помощью коэффициента увеличения теплового потока оребренной трубы по сравнению с гладкой трубой, учитывающего теплоотдачу и площадь труб. Из рисунка, *б* видно, что коэффициент увеличения теплового потока одиночной оребренной трубы при возрастании высоты ее ребра в пределах $h/s \approx 0$–4,80 увеличивается в 1,2–1,9 раза, а при достижении h/s = 5,84 снижается в 1,1–2,71 раза в зависимости от угла наклона трубы. Максимальное его увеличение (в 1,7−1,9 раз) достигается при эффективной высоте ребра в интервале $h_{эф}$ = 0,0108−0,0123 м (h/s = 4,3−4,9) в зависимости от угла наклона трубы, причем с ростом угла наклона эффективная высота $h_{эф}$ ребра уменьшается. При дальнейшем увеличении высоты ребра $h > h_{эф}$ коэффициент увеличения теплового потока одиночной оребренной трубы снижается.

Литература

1. Бессонный А. Н. и др. Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения: справочник / Под ред. В. Б. Кунтыша, А. Н. Бессонного. СПб.: Недра, 1996. – 512 с.

2. Данильчик Е. С. Экспериментальные исследования теплоотдачи одиночной биметаллической ребристой трубы с различной высотой оребрения к воздуху в режиме свободной конвекции // Тепло- и массоперенос−2019: сб. науч. тр. / Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2020. С. 42–52.

3. Данильчик Е. С. Сухоцкий А. Б. Экспериментальные исследования влияния угла наклона оребренной трубы на свободно-конвективную теплоотдачу теплообменников воздушного охлаждения // Энергоэффективность. 2020. № 7. С. 16–20.

4. Михеев М. А., Михеева И. М. Краткий курс теплопередачи. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1960. – 208 с.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ГИДРОДИНАМИКИ В МИКРОТРУБКАХ

А. В. Дмитренко[1,2], А. В. Костин[2], М. И. Колпаков[2], А. В. Иньшаков[2], И. В. Усанов[2], Е. И. Клементьев[2]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), г. Москва, Россия
[2]Российский университет транспорта (МИИТ), г. Москва, Россия

Дан анализ экспериментальных данных по коэффициенту трения в микротрубках. На основе анализа сделано заключение, что реализуемое в трубках ламинарное течение при наступлении ламинарно-турбулентного перехода может существенно зависеть не только от шероховатости в микротрубках и проскальзывания на стенке, но и от флуктуаций жидкости в микротрубках. Делается заключение, что основой теоретического исследования флуктуационного процесса в микротрубках является стохастическая теория турбулентности.

Ключевые слова: *микротрубка, коэффициент сопротивления, шероховатость, стохастические уравнения, турбулентность.*

Актуальность применения микротрубок в качестве основных элементов в системах охлаждения хорошо известна [1, 2]. Однако, естественно, что, несмотря на то что их применение сконцентрировано в основном на реализации ламинароного течения в микротрубках [3–8], вопрос охлаждения высокоэнергетических систем, как то суперкомпьютеры, мощные осветительные и иные высокотемпературные установки, потребуют более существенных расходов теплоносителя. В связи с этим вопросы гидродинамики в микротрубках на переходном ламинарно-турбулентном режиме приобретает важный аспект.

Одной из наиболее продвинутых в этой области следует считать работу [9]. Анализ и результаты этой работы в интересующем направлении можно свести к следующему. Коэффициенты трения представлены на необработанной гладкой поверхности микротрубки, начиная с $Re > 300$, для всех диаметров соответствуют теоретическому закону Хагена–Пуазейля, закон $64/Re$. В трубках с большим диаметром на гидрофобных стенках, как в трубки из силиконизированного материала, отрицают какое-либо влияние условий скольжения на общий коэффициент трения, для всех проверены диаметры и числа Рейнольдса. Однако при уменьшении диаметра микротрубок наблюдалось возникновение турбулентного потока, но стабильно в пределах $2000 < Re < 3000$, что соответствует классическим представлениям [5–7]. Важно подчеркнуть, что в исследовании [10] о точном механизме скользящего режима в микротрубках было сделано предположение, что кажущееся проскальзывание жидкости по гидрофобной стенке может быть результатом наличия нанопузырьков на поверхности, что объясняет наличие значительной скорости скольжения на стенке. Таким образом, два эффекта в микротрубке – проскальзывание на стенке и шероховатость стенки, как следует из экспериментальных исследований – с ростом числа Рейнольдса приводят к классическим результатам гидродинамики. Важно также и то, что потребность в системах охлажения высокоэнергетических систем приводила исследователей к необходимости исследований переходных ламинарно-турбулентных режимов в микротубках. Однако не удалось обнаружить исследования, которые бы изучали влияние возмущений в микротубках на коэффициенты сопротивления, наряду с влиянием проскальзывания на стенке и влияния шероховатости. Также не удалось найти работы, посвященные хотя бы теоретическому изучению данного процесса в микротрубках.

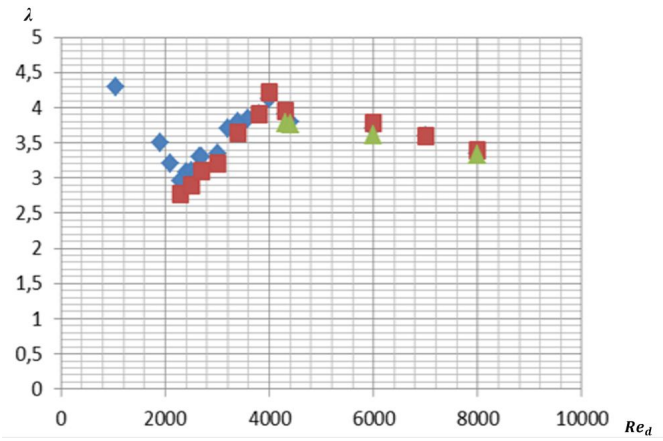
Теоретически ламинарно-турбулентный переход до некоторого времени в основном изучался на основе статистической физики (гидромеханики) [11–15] и численного моделирования [16, 17]. Результаты работ по стохастическим уравнениям в гидродинамике показали

теоретическую возможность расчета коэффициента трения в трубе и на пластине [18–20]. Согласно [20] уравнение для трубы с «технически» гладкой стенкой имеет вид

$$\lambda = \frac{8}{n}\left(\frac{(n+1)(2n+1)}{n^2}\right)^{1/n}\left(\frac{\sqrt{E_{st}/\rho}}{U_0}\right)^{1-1/n}\left(\frac{2}{2{,}5}\right)^{1-1/n}(Re_d)^{-1/n}. \quad (1)$$

Здесь n – показатель профиля скорости для конкретного числа Рейнольдса трубки Re_d диаметра d, $Tu = \frac{\sqrt{E_{st}/\rho}}{U_0}$ – интенсивность турбулентности потока в трубе, E_{st} – энергия турбулентности потока; U_0 – скорость на оси трубы.

На рисунке представлен расчет по формуле (1): ромбы соответствуют экспериментальным данным Никурадзе [13, 14], квадраты – расчетам по уравнению (1), полученному по стохастическим дифференциальным уравнениям [18–20], треугольники – турбулентному режиму течения в трубе согласно работе [21]: $\lambda \approx 0.125 \cdot Re_d^{-1/7}$.



Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления при ламинарно-турбулентном переходе в круглой трубе с технически гладкой поверхностью

Таким образом, на основе уравнения (1), в рамках гипотез и экспериментальных данных [3–15] представляется возможным теоретическое определение гидравлического сопротивления в микротрубках с учетом изменения интенсивности турбулентности потока в микротрубке. Расчеты показали (первые два нижних квадрата на рисунке), что, снижая интенсивность турбулентности, возможно моделировать начало перехода, ставя определенному значению относительной шероховатости микротубки определенное Tu.

Литература

1. Романов С. И., Пышный Д. В., Вандышева Н. В и др. Кремниевая микроканальная матрица для биочиповых технологий // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 9. С. 55–61.

2. Козулин И. А., Кузнецов В. В. Статистические характеристики двухфазного газожидкостного потока в вертикальном микроканале // Прикл. механика и техн. физика. 2011. Т. 52, № 6. С. 129–139.

3. Li Z. X., Du D. X., Guo Z. Y., Experimental study on flow characteristics of liquid in circular microtubes // Proceed. Intern. Conf. on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale. Banff, Canada, October 15–20 2000.

4. Mala G. M., Li D. Flow characteristics in microtubes // Int. J. Heat Fluid Flow. 1999. Vol. 20.

5. Peng X. F., Peterson G. P. Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannels structures // Int. J. Heat Mass Transfer. 1996. Vol. 39 (12). P. 2599–2608.

6. Weilin Q., Mala Gh. M., Dongqing L. Pressure-driven water fows in тrapezoidal silicon microchannels // Int. J. Heat Mass Transfer. 2000. Vol. 43. P. 353–364.

7. Mala Gh. M., Li D. Flow characteristics of water in microtubes // Int. J. Heat Fluid Flow. 1999. Vol. 20 P. 142–148.

8. Celata G. P., Cumo M., McPhail S., Zummo G. Characterization of fluid dynamic behaviour and channel wall effects in microtube // Int. J. Heat Fluid Flow. 2006. Vol. 27. P. 135–143.

9. Judy J., Maynes D., Webb B. W. Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through microchannels // Int. J. Heat Mass Transfer. 2002. Vol. 45. P. 3477–3489.

10. Tretheway D. C., Liu X., Meinhart C. D. Analysis of slip flow in microchannels // Proceed. of 11th Intern. Sympos. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon, July 8–11 2002.

11. Landau L. D., Lifshits E. F. Fluid Mechanics. London: Perg. Press Oxford, 1959.

12. Kolmogorov A. N. Dissipation of energy in locally isotropic turbulence // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1941. Vol. 32, No. 1. P. 16–18.

13. Hinze J. O. Turbulence. 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1975.

14. Schlichting H. Boundary-Layer Theory. 6th ed. New York: McGraw-Hill, 1968.

15. Dmitrenko A. V. Fundamentals of heat and mass transfer and hydrodynamics of single-phase and two-phase media. Criterialintegral statistical methods and direct numerical simulation. Moscow: Galleya print, 2008. http://search.rsl.ru/ru/catalog/record/6633402.

16. Orzag S. A., Kells L. C. Transition to turbulence in plane Poiseuille and plane Couette flow // J. Fluid Mech. 1980. Vol. 96, No. 1. P. 159–205.

17. Boiko A. V., Ivanov A. V., Borodulin V. I., Mischenko D. A.Quantification technique of transition to turbulence in boundary layers using infrared thermography // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2022. Vol. 183. P. 122065.

18. Dmitrenko A. V. Equivalence of measures and stochastic equations for turbulent flows // Dokl. Phys. 2013. Vol. 58, No. 6. P. 228–235.

19. Dmitrenko A. V. Prediction of laminar–turbulent transition on flat plate on the basis of stochastic theory of turbulence and equivalence of measures // Continuum Mech. and Thermodyn. 2022. Vol. 34. P. 601–615.

20. Dmitrenko A. V. Theoretical calculation of laminar–turbulent transition in the round tube on the basis of stochastic theory of turbulence and equivalence of measures // Continuum Mech. and Thermodyn. 2022. Vol. 34. P. 1375–1392.

21. Dmitrenko A. V. Stochastic equations for continuum and determination of hydraulic drag coeffi-cients for smooth flat plate and smooth round tube with taking into account intensity and scale of turbulent flow // Contin. Mech. Thermodyn. 2017. Vol. 29 (1). P. 1–9.

УДК 533.6.011.55

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ОБТЕКАНИЯ ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ ПЛАСТИНЫ НА РЕЖИМЕ ВЯЗКО-НЕВЯЗКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Г. Н. Дудин, А. В. Ледовский

ФАУ «Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е. Жуковского», г. Жуковский, Россия

Рассмотрено сверхзвуковое течение вязкого совершенного газа около теплоизолированной пластины конечной длины на режиме умеренного вязко-невязкого взаимодействия. Исследовано влияния возмущений давления на выходной границе расчетной области на локальные аэродинамические характеристики и распространение возмущений против потока. Численные расчеты выполнены в рамках решения уравнений Навье–Стокса. Установлено, что для данного течения интенсивность распространения возмущений против потока оказалась в два раза больше, чем в случае возмущения автомодельного решения на режиме предельного сильного взаимодействия.

Ключевые слова: *сверхзвуковое течение, пластина, вязко-невязкое взаимодействие.*

Обтекание пластины для параметра взаимодействия [1] $\chi = \mathrm{M}_\infty^2 \big/ \sqrt{\mathrm{Re}_{x0}} \to \infty$ исследовано в [2, 3]. В этом случае образуется более толстый пограничный слой, чем при умеренных сверхзвуковых скоростях [4], с высокой температурой и малой плотностью газа в нем. При исследовании течений около пластины конечной длины [5, 6] было показано, что разложения функций течения в окрестности передней кромки не являются единственными, а содержат параметр, выбор которого позволяет удовлетворить условию на задней кромке. Это означает распространение возмущений против потока до передней кромки. Интенсивность распространения определяется величиной собственного числа [5, 6], которое в случае теплоизолированной пластины равно $\alpha \approx 23.4$. В [5, 6] предполагалось, что уравнения пограничного слоя справедливы вплоть до передней кромки. Однако если учитывать, что при приближении к передней кромке местное число Рейнольдса $\mathrm{Re}_{x\infty} = \rho_\infty u_\infty x/\mu_\infty$ уменьшается и может стать, например, $\mathrm{Re}_{x\infty} < 100$, то справедливость применения в этой области уравнений Прандтля оказывается под вопросом [4]. Еще более проблематичным становится использование в этой области уравнений пограничного слоя при больших числах Маха, так как необходимо выполнять более жесткое условие $\mathrm{M}_\infty^2 \big/ \mathrm{Re}_{x\infty} < 0.01$ [4]. Это означает, что разложения в этой области могут оказаться не корректными. В случае обтекания пластины, когда $\chi = \mathrm{O}(1)$, автомодельных решений не существует [1], а, следовательно, построение разложений, которые представляют собой возмущения автомодельного решения, в принципе не представляется возможным.

В данной работе рассматривается обтекание теплоизолированной пластины $L = 0.3$ м. Передняя кромка закруглена с $r = 0.00015$м. Параметры течения задаются согласно МСА на высоте 50 км. Числа $\mathrm{Pr} = 1$, $\mathrm{M}_\infty = 10$ и $\mathrm{Re}_{L\infty} = \rho_\infty u_\infty L/\mu_\infty = 59595$. Параметр взаимодействия $\chi_L = \mathrm{M}_\infty^3 \big/ \sqrt{\mathrm{Re}_{L\infty}} = 4.096$. Расчет ламинарного течения совершенного воздуха выполнен пакетом ANSYS Fluent (лицензия № 501024). Распределение приращения давления на поверхности $10^{-1}\left(p_w - p_\infty\right)\big/ p_\infty$ (1) вдоль пластины приведено на рис. 1. На выходе справа из расчетной области была подобрана величина давления $p_d\left(x = 0.3 \text{ м}\right) = 233$ Па. Приведено индуцированное давление $p_0 = 0.813$ (4) для $\chi_{x\infty} \to \infty$ на теплоизолированной пластине в автомодельных переменных [7], тогда давление в размерном виде $p^0 = \delta_0^2 \rho_\infty u_\infty^2 \left(x/L\right)^{-1/2} p_0$. На рис. 1 также

приведена зависимость безразмерного индуцированного давления $10^{-1}\,p^0/p_\infty = 0.22166\left(x/0.3\right)^{-1/2}$ (2). Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что на основной части пластины $0.15 \le x/L \le 1$ вычисленное распределение давления при $\chi_{L\infty} \approx 4.1$ (1) примерно на 13% меньше, чем в автомодельном случае при $\chi_{L\infty} \to \infty$ (2). Заметим, что по мере приближения к передней кромке это различие начинает существенно увеличиваться и достигает 33% при $x/L = 0.01$. Этот результат на первый взгляд может показаться странным, так как значение параметра взаимодействия при приближении к передней кромке возрастает при $x/L = 0.01$, получаем $\chi_{x\infty} \approx 41$ и кривая 1 должна была бы приближаться к кривой 2 в этой области. Данное расхождение связано с нарушением условия применимости уравнений пограничного слоя $\mathrm{M}_\infty^2/\mathrm{Re}_{x\infty} < 0.01$, а, следовательно, асимптотическое решение не будет справедливым в этой области течения. На рис. 1 приведено распределение величины приращения давления $\left(p_w - p_\infty\right)_{в\ авт} = \sqrt{x/L}\,\delta_0^{-2} u_\infty^{-2} \rho_\infty^{-1} \left(p_w - p_\infty\right) = 0.004584\sqrt{x/0.3}\left(p_w - 80\right)$ (3) в автомодельных переменных [7]. Видно, что кривая *3* начинает уменьшаться при приближении к передней кромке при $x/L \le 0.1$. Можно утверждать, что для заданных параметров течения, решение задачи в рамках уравнений Навье–Стокса существенно отличается от автомодельного решения при $x/L < 0.1$. Данные расчеты показывают, что утверждение в [1] о том, что область сильного взаимодействия будет очень близка к передней кромке плоской пластины, не совсем корректно. Зависимости координат границы скачка уплотнения $\Delta_{ск} = y_{ск}\left(x/L\right)/L$ (2), нормированной границы скачка $\Delta_{ск}^N = \left[y_{ск}\left(x/L\right)/L\right]\left(x/L\right)^{-3/4}$ (*3*) и линии тока $\Delta_{\mathrm{M}=1} = y\left(x/L,\ \mathrm{M}=1\right)/L$ (1), а также отношение толщины дозвуковой области к толщине возмущенной $\Delta_{\mathrm{M}=1}/\Delta_{ск}$ (4) от продольной координаты представлены на рис. 2. Характер поведения границы скачка $\Delta_{ск}^N$ (3) показывает, что она не выходит на автомодельное решение – вблизи передней кромки для $x/L < 0.1$ она резко отходит от «трехчетверного» решения [2, 3]. Толщина дозвуковой области $\Delta_{\mathrm{M}=1}$ (*1*) монотонно растет и в окрестности задней кромки пластины составляет 23.4% от толщины возмущенной области.

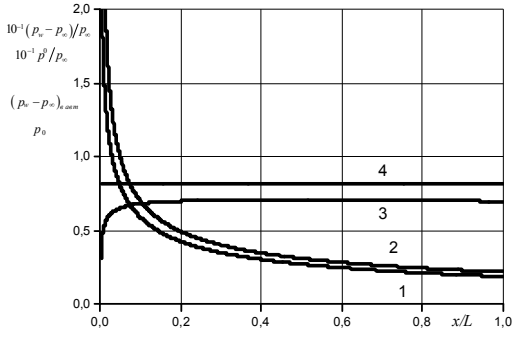


Рис. 1. Распределения давления вдоль пластины: $1 - 10^{-1}\left(p_w - p_\infty\right)/p_\infty$, $2 - 10^{-1}\,p^0/p_\infty$, $3 - \left(p_w - p_\infty\right)_{в\ авт}$, $4 - p_0$

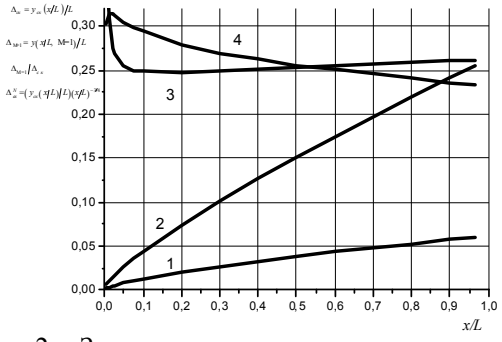


Рис. 2. Зависимости координат границ вдоль пластины: 1 – линии тока $\Delta_{\mathrm{M}=1}$, 2 – $\Delta_{ск}$, 3 – $\Delta_{ск}^N$, 4 – $\Delta_{\mathrm{M}=1}/\Delta_{ск}$

Далее рассмотрено обтекание пластин при наличии возмущений давления на задней кромке. Зависимости давления p/p_∞ на поверхности пластины от $x/L = 0.5$ до $x/L = 1$ при значениях $Dp = -90,\ -40,\ -12,\ 0,\ 12,\ 40,\ 90$ Па приведены на рис. 3. Кривые 1–3, для которых при $x/L = 1$ $Dp < 0$, соответствуют ускоряющимся течениям в окрестности задней кромки. Кривые 5–7, для которых $Dp > 0$, описывают течения с торможением. В случае когда

$Dp > 0$ (5–7), они распространяются против потока на большее расстояние. Физически это явление объясняется тем, что происходит торможение струек тока около поверхности пластины и толщина области дозвукового течения увеличивается. В случае когда $Dp < 0$ (1–3) эффект противоположен. Зависимость координаты $x\left(\Delta p/p_\infty = 0.1\%\right)/L$ от величины возмущения давления Dp, на которой распространяющиеся против потока возмущения приводят к отклонению» давления на 0.1%, приведена на рис. 4 (кривая 1). Используя зависимости возмущений давления $\Delta p/p_\infty = \left(p\left(Dp\right) - p\left(Dp = 0\right)\right)/p_\infty$ (1–7) рис. 3 и предполагая, что данные возмущения могут быть приближенно аппроксимированы степенными функциями $\Delta p/p_\infty = Dp/p_\infty \left(x/L\right)^n$, как и в [5–7], были вычислены показатели степени *n* при различных возмущениях давления на задней кромке. Зависимости величины $0.1n$ от возмущений давления Dp приведены на рис. 4 (2). Полученные показатели степени для разгонных течений примерно на 20% больше, чем для подтормаживающих. Полученные показатели степени для рассмотренного режима умеренного взаимодействия $\chi_L \approx 4.1$ в основном в два раза меньше, чем собственные числа, полученные в [5–7] при $\chi \to \infty$. Это означает, что область распространения возмущений функций течения против потока для рассмотренного режима умеренного взаимодействия оказывается больше, чем для предельного режима сильного взаимодействия.

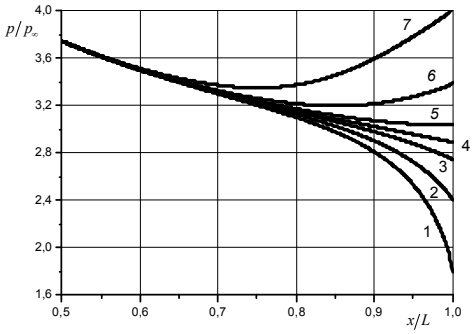


Рис. 3. Распределение давление p/p_∞ при $Dp = -90,\ -40,\ -12,\ 0,\ 12,\ 40,\ 90$ Па (кривые *1*–*7*)

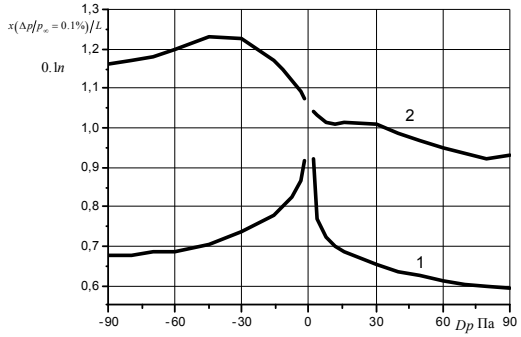


Рис. 4. Зависимости от Dp : $1 - x\left(\Delta p/p_\infty = 0.1\%\right)/L$, $2 - 0.1n$

Литература

1. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во ИЛ, 1962. – 607 с.

2. Lees L. On the boundary-layer equations in hypersonic flow and their approximate solutions // J. Aeronaut. Sci. 1953. No. 20. P. 143–145.

3. Stewartson K. On the motion of a flat plate at high speed in a viscous compressible fluid. II Steady motion // J. Aeronaut. Sci. 1955. No. 22. P. 303–309.

4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. – 904 с.

5. Нейланд В. Я. Распространение возмущений вверх по течению при взаимодействии гиперзвукового потока с пограничным слоем // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 4. С. 40–49.

6. Broun S. N., Stewartson K. A non-uniqueness of the hypersonic boundary layer // Q. J. Mech. Appl. Math. 1975. V. 28. Pt. 1. P. 75–90.

7. Дудин Г. Н., Нейланд В. Я. Влияние температуры поверхности пластины на распространение возмущений при гиперзвуковом обтекании // Ученые записки ЦАГИ. 2018. Т. 49, № 5. С. 3–16

УДК 532.5:536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И ТЕПЛООБМЕНА ДВУХФАЗНОГО ОТРЫВНОГО ПОТОКА ЗА ПРЕГРАДОЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ КАНАЛЕ

И. А. Евдокименко[1,2], П. Д. Лобанов[1], А. В. Чинак[1], Э-К. Си-Ахмед[2], К. Джентрик[2], В. Блель[2], Д. Легран[2]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Nantes Université, CNRS, GEPEA, UMR 6144, Saint-Nazaire, France

Проведено исследование гидродинамической структуры и теплообмена двухфазного пузырькового отрывного течения в прямоугольном канале в области за преградой. В качестве преграды использовалась ступенька прямоугольного, трапециевидного сечения, а также их комбинация в виде усеченной трапеции. Эксперименты проводились в диапазоне чисел Рейнольдса Re_H = 2.500–7500 и расходном газосодержании β от 0 до 5%. Для измерений гидродинамической структуры за преградой использовался PIV/PLIF метод. Было показано, что введение пузырей в поток смещает точку присоединения вверх по течению по сравнению с однофазным потоком. Для оценки теплообмена в качестве измеряемого объекта использовалась температура внешней стенки канала, которая выполнена из фольги из нержавеющей стали. Было показано, что введение пузырей в канал с преградой приводит к интенсификации теплообмена на величину до 20%.

Ключевые слова: *двухфазные течения, пузыри, отрывные течения, теплообмен, преграда.*

Пассивные завихрители потока широко используются для управления гидродинамической структурой и процессами переноса тепла и массы в одно- и двухфазных течениях. Они нашли свое применение в элементах установок ядерной энергетики [1], химической промышленности и биотехнологии [2, 3]. Пассивные завихрители бывают различной формы и геометрии: спирали, ребра, перфорированные пластины. Геометрическая форма завихрителя оказывает существенное влияние на структуру потока. Некоторые виды пассивных завихрителей приводят к отрыву потока. Особый интерес представляет использование преград в виде ступеней различной формы. Такие преграды представляют собой комбинацию направленной вперед и обратной ступени, тем самым создавая три области течения потока: перед преградой, на преграде и после прохождения преграды.

Отрывные течения являются сложными в процессе моделирования из-за сложности структуры течения, которая сопровождается зоной возвратного течения из-за преграды, провоцирующей отрыв [4]. Благодаря развитию вычислительной техники интерес к таким течениям снова возрос. Но отсутствие широкой экспериментальной базы даже для однофазного, не говоря уже о двухфазных, течения не позволяет создать универсальную достоверную модель, которая могла бы описать особенности влияния структуры на процессы переноса в таких течениях для разнообразия геометрических вариаций завихрителей и используемых каналов. Тем не менее данных о влиянии формы и высоты преград, а также состава газовой фазы на теплообмен в двухфазных пузырьковых потоках в прямоугольных каналах в литературе обнаружено не было. Целью данной работы является исследование влияния геометрической формы преграды на гидродинамическую структуру и теплообмен пузырькового потока за преградой.

Экспериментальная установка представляет собой оргстеклянный канал прямоугольного сечения с размерами 200x16x1000 мм. Установка оргстеклянных преград и их фиксация в канале осуществляется с помощью магнитов на высоте 730 мм от основания канала. Это позволяет перемещать преграды внутри канала для проведения измерений на различном расстоянии от преграды. В качестве преград используются прозрачные оргстеклянные ступени

прямоугольного (200x8x20 мм) и трапециевидного (200x8x20 мм, 45º) сечений, а также ступени в виде усеченной трапеции (200x8x15 мм, 45º) с высотой преграды H = 8 мм. Рабочая жидкость (дистиллированная вода) подается в канал при помощи центробежного насоса. Для равномерного распределения потока жидкости на входе в канал был установлен ханейкомб. Ввод газа осуществляется через 9 капилляров с диаметром 0,3 мм, размещенных по всей ширине канала. Массовый расход жидкости в эксперименте составлял от 0 до 7000 кг/ч, что соответствует числу Рейнольдса Re_H, рассчитанному по высоте преграды, от 0 до 7500. Расходное газосодержание β варьируется от 0 до 5%.

Для проведения оптических измерений использовались PIV/PLIF и метод теневой съемки. Измерительная область располагалась за ступенью и её размеры составляли 50x100 мм. Лазерный нож располагался перпендикулярно боковой стенке канала и перемещался с помощью координатно-перемещающего устройства по всей глубине канала с шагом в 1 мм. Такая техника измерений позволяет получать данные о распределении скорости жидкости как по ширине, так и по глубине канала.

Для проведения измерений теплообмена использовался идентичный оргстеклянный канал, в который был установлен теплообменный участок на высоте 730 мм от основания канала, который представляет собой фольгу из нержавеющей стали с размерами 70x145мм и толщиной 0,2 мм, установленную заподлицо со стенкой канала. Титановая фольга нагревается пропусканием через неё электрического тока от источника. Съемка термограмм проводится при помощи тепловизора марки Fluke Ti32. Эксперименты проводились при постоянном тепловом потоке (q = 10 000 Вт/м^2 = const). Температура воды в контуре контролировалась при помощи терморегулятора ОВЕН и поддерживалась постоянной при 25 °C.

Были проведена предварительная серия экспериментов по исследованию распределения скорости жидкости в однофазном потоке для преград различной формы. Было показано, что для всех типов преград характерно наличие отрицательных или околонулевых скоростей в области за преградой, что говорит о наличии рециркуляционной зоны. Постепенно по мере удаления от уступа профили скорости выравниваются за счет ослабевания вихревых структур в зоне рециркуляции.

Введение газовых пузырей в поток и увеличение расходного газосодержания до β = 1% оказывает значительное влияние на изменение структуры потока и приводит к асимметрии течения, которое характерно для всех типов преград. В то же время газовые пузыри позволяют уменьшить длину зоны рециркуляции в потоке, смещая точку присоединения потока ближе к преграде до 6H. На рис. 1 показано сравнение профилей скорости для однофазного и двухфазного потоков за прямоугольной преградой при Re_H = 2500.

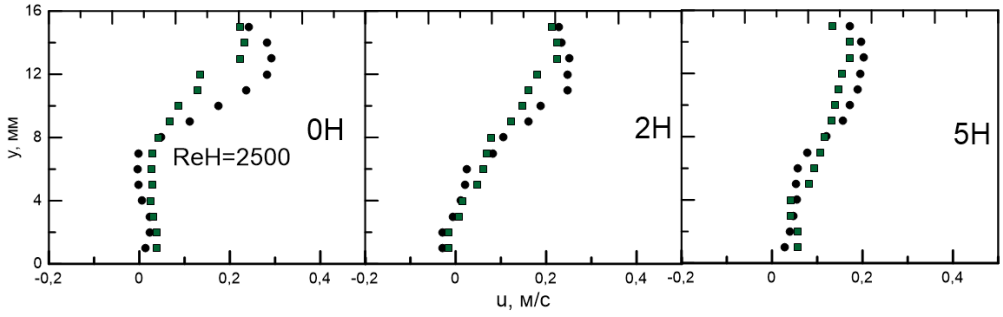


Рис. 1. Профили скорости жидкости за прямоугольной преградой: черный круг – β = 0%; зеленый квадрат – β = 1%

Изменение гидродинамической структуры потока за преградой влечет за собой изменения в процессах переноса тепла и массы. Для всех типов преград обнаружено наличие зоны ухудшения теплообмена сразу за преградой, после преодоления которой начинается рост коэффициента теплоотдачи α. Такой эффект наблюдается как и для однофазного, так и для

двухфазного потоков. Стоит отметить, что введение пузырей в поток с преградой позволяет интенсифицировать теплообмен на величину вплоть до 20%. На рис. 2 приведено сравнение числа Nu для однофазного и двухфазного потоков за прямоугольной преградой.

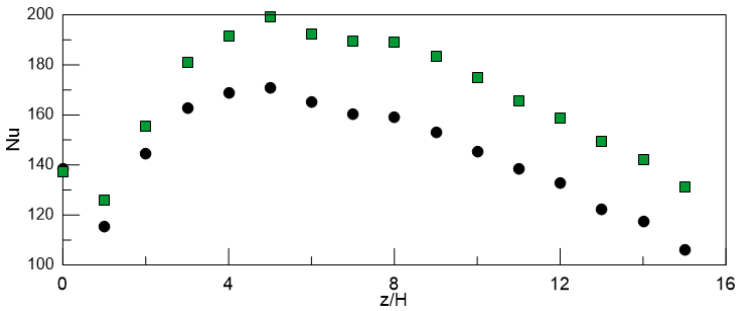


Рис. 2. Влияние введения пузырей на теплообмен за прямоугольной преградой: черный круг – β = 0%; зеленый квадрат – β = 1%

Было проведено исследование гидродинамической структуры и теплообмена двухфазного пузырькового потока в прямоугольном канале с преградами. Для однофазного потока было показано наличие возвратного течения сразу за уступом, что хорошо согласуется с информацией из литературы. Также было показано, что введение пузырей в поток оказывает влияние на изменение структуры течения за преградой. Выяснено, что присутствие газовых пузырей смещает точку присоединения в сторону преграды, тем самым сокращая зону рециркуляции. Изменение гидродинамической картины потока приводит к изменению протекания процессов переноса за преградой. Было выяснено, что введение пузырей позволяет интенсифицировать теплообмен за преградой на величину до 20%.

Работа выполнена в рамках госзадания ИТ СО РАН.

Литература

1. Митрофанова О. В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: Физматлит, 2010. – 288 с.

2. Degen J., Uebele A., Retze A., Schmid-Staiger U., Trösch W. A novel airlift photobioreactor with baffles for improved light utilization through the flashing light effect // J. Biotechnol. 2001. Vol. 92. P. 89–94.

3. Wang L., Hejcik J., Sunden B. PIV Measurement of separated flow in a square channel with streamwise periodic ribs on one wall // J. of Fluids Engineering. 2007. Vol. 129. P. 834–841.

4. Terekhov V. I., Yarygina N. I. and Zhdanov R. F. Heat transfer in turbulent separated flow in the presense of high free-stream turbulence // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. Vol. 46, No. 23. P. 4535–4551.

УДК 533.6.011.5

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛНЫ МАХА И ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ

И. В. Егоров

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия
Центральный аэрогидродинамический институт, Жуковский, Россия

Исследование возникновения турбулентности в сжимаемых пограничных слоях необходимо для развития перспективной высокоскоростной авиационной техники. Для предсказания и анализа тепловых потоков на поверхности сверхзвуковых летательных аппаратов необходимо определять положение ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) в пограничном слое, приводящего к значительному увеличению аэродинамического сопротивления и нагрева. В работе [1] показано, что сценарий ламинарно-турбулентного перехода в пограничных слоях существенно зависит от уровня возмущений в набегающем потоке. Кроме того, в сверхзвуковых аэродинамических трубах имеются акустические пульсации в рабочей части [2–4], обусловленные турбулентным пограничным слоем на стенках сопла и рабочей части, а также различными неровностями их поверхности. Зачастую ламинарно-турбулентный переход на гладких моделях сопровождается появлением турбулентных клиньев [5], приводящих к более раннему ЛТП. Оценки показывают, что увеличение протяженности участка турбулентного обтекания с 20% до 80% длины высокоскоростного летательного аппарата может уменьшить полезную нагрузку в два раза за счет увеличения системы теплозащиты. Причина возникновения турбулентных клиньев может быть различной. В данной работе рассмотрен один из возможных механизмов их образования в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине, обусловленный слабой волной Маха, генерируемой неровностью на боковой стенке аэродинамической трубы [6].

В настоящей работе на основе результатов прямого численного моделирования [7] исследуется влияние следа, индуцированного N-волной, на ламинарно-турбулентный переход, вызванный нарастанием и нелинейным распадом первой моды на острой пластине. Первая мода искусственно возбуждается в пограничном слое с помощью периодического вдува–отсоса газа через узкий участок обтекаемой поверхности. Основные параметры набегающего потока и пластины соответствуют эксперименту [8].

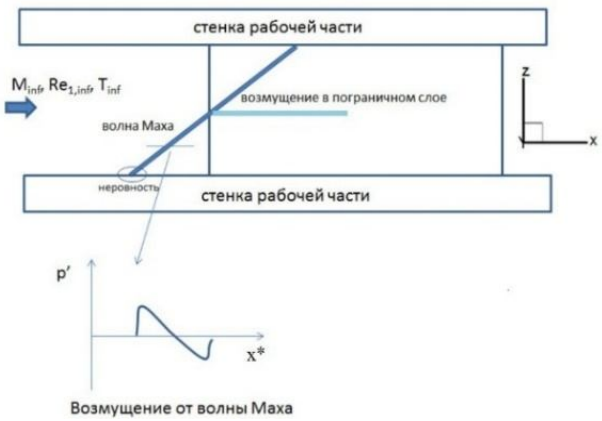


Рис. 1. Схема взаимодействия N-волны, возбуждаемой двумерной неровностью на боковой стенке аэродинамической трубы (вид сверху)

Постановка задачи настоящей работы соответствовала эксперименту в сверхзвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ [8]. Схематично на рис. 1 показана общая конфигурация течения газа в рабочей части данной установки.

Численное решение задачи осуществлялось в два этапа. На первом этапе рассчитывалось стационарное поле течения взаимодействия волны Маха, генерируемой неровностью на боковой стенке аэродинамической трубы, и сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине. Полная расчетная сетка на данном этапе состояла из 61 млн. узлов. Стационарное решение

полных уравнений Навье–Стокса для модели совершенного газа получалось методом установления по времени с высокой степенью точности. На втором этапе расчетов полученное стационарное решение было использовано в качестве начального условия для решения краевой задачи с нестационарными возмущениями в виде вдува–отсоса, возбуждающими наиболее неустойчивую моду. Применение такого подхода позволяет получить полную картину развития малых возмущений, включая все основные стадии ламинарно-турбулентного перехода (линейную и нелинейную стадии).

Основные определяющие параметры задачи соответствовали эксперименту [8]: число Маха набегающего потока M = 2.5, единичное число Рейнольдса $\mathrm{Re} = 5\cdot10^6$ м$^{-1}$, температура торможения потока 293 К. В эксперименте для генерации волны Маха на боковой стенке наклеивалась изолента толщиной 0.2 мм, шириной 20 мм и длиной около 150 мм на расстоянии $x^* = -231$ мм вверх по потоку от передней кромки пластины (координата $x^* = 0$ соответствовала передней кромке плоской пластины). Для математического моделирования неровности использована эквивалентная модель, основанная на формуле Аккерета. При численном решении задачи рассмотрены два случая, моделирующие неровность толщиной 0.2 мм (амплитуда $\varepsilon = 1\%$) и 1 мм (амплитуда $\varepsilon = 5\%$).

Параметры контролируемых нестационарных возмущений (волн Толлмина–Шлихтинга) выбраны таким образом, чтобы ламинарно-турбулентный переход находился примерно в средней части пластины. При низком уровне внешних возмущений ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое на аэродинамически гладкой поверхности развивается по так называемому модальному сценарию: внешние возмущения возбуждают моды пограничного слоя с малыми начальными амплитудами (стадия восприимчивости); неустойчивые моды экспоненциально растут вниз по потоку в соответствии с линейной теорией устойчивости (линейная стадия развития неустойчивости); когда амплитуда возмущения достигает порогового уровня, начинается его нелинейный распад, который связывают с началом ламинарно-турбулентного перехода (x_t). В окрестности сечения x_t, как правило, рождаются турбулентные пятна. Развиваясь вниз по потоку, пятна растут и сливаются между собой. Этот процесс заканчивается в сечении $x = x_T$, начиная с которого течение всюду является турбулентным.

Для иллюстрации течения в пограничном слое на рис. 2 показаны вихревые структуры в пограничном слое для случая отсутствия волны Маха (рис. 2, *а*) при наличии волны Маха с амплитудой $\varepsilon = 1\%$ (рис. 2, *б*) и волны Маха с амплитудой $\varepsilon = 5\%$ (рис. 2, *в*). Согласно этим данным наличие волны Маха с амплитудой $\varepsilon = 5\%$ приводит к образованию хорошо различимого турбулентного клина. Анализ расчетных данных для волны Маха с амплитудой $\varepsilon = 1\%$ показал, что в этом случае существенного отличия в характере поведения ламинарно-турбулентного перехода от ситуации с $\varepsilon = 0$ не наблюдается. Из данных рис. 2 также видно, что в окрестности взаимодействия переднего фронта волны Маха с кромкой пластины ($z^* \approx 0.0122$ м) имеет место вершина турбулентного клина, тогда как в окрестности взаимодействия заднего фронта волны Маха с кромкой пластины ($z^* \approx -0.0022$ м) пульсации, наоборот, слегка затухают.

Анализ осредненного по времени значения коэффициента трения, представленного на рис. 3, свидетельствует о том, что волна Маха с амплитудой $\varepsilon = 1\%$ слабо влияет на линию фронта ламинарно-турбулентного перехода. В случае волны Маха с амплитудой $\varepsilon = 5\%$ фронт ламинарно-турбулентного перехода сильно искривляется, образуется хорошо заметный турбулентный клин. В поперечном направлении вершина турбулентного клина находится вблизи переднего фронта волны Маха. Задний фронт волны Маха не оказывает существенного влияния на положение ламинарно-турбулентного перехода.

Анализ результатов численного моделирования показал, что на нелинейной стадии ламинарно-турбулентного перехода для сверхзвукового пограничного слоя хорошо просматривается полосчатая вихревая структура течения.

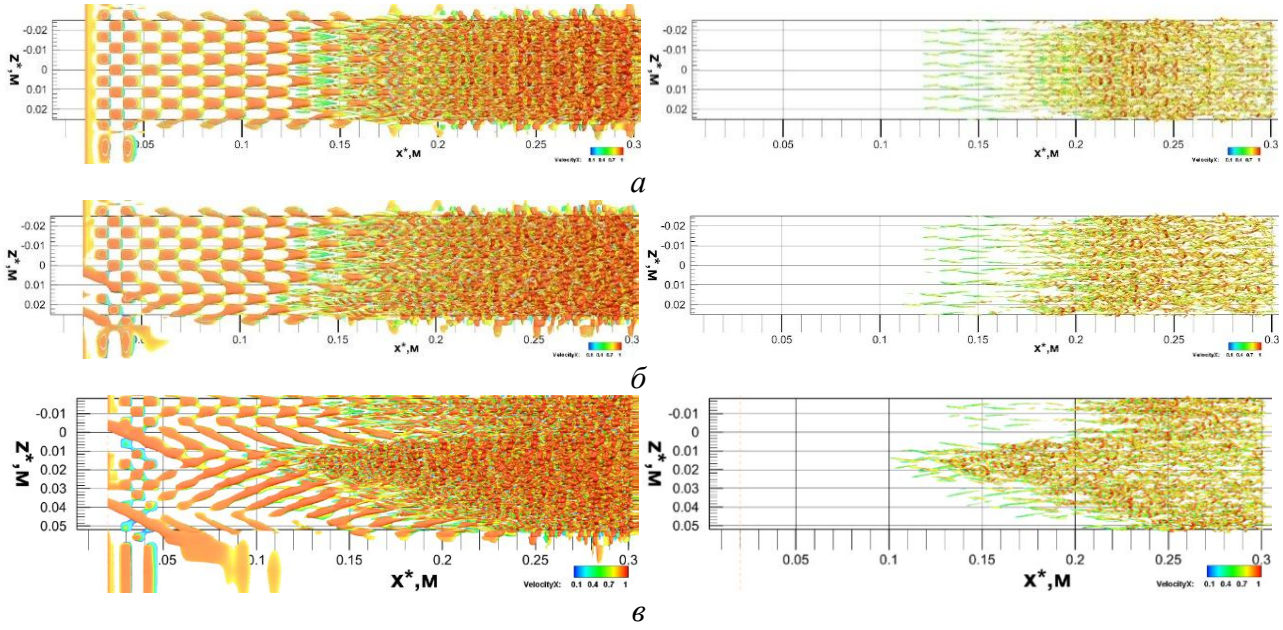


Рис. 2. Изоповерхности Q-критерия, раскрашенные значением продольной компоненты вектора скорости: *а* – ε = 0%, *б* – 1%, *в* – 5%. Вид сверху

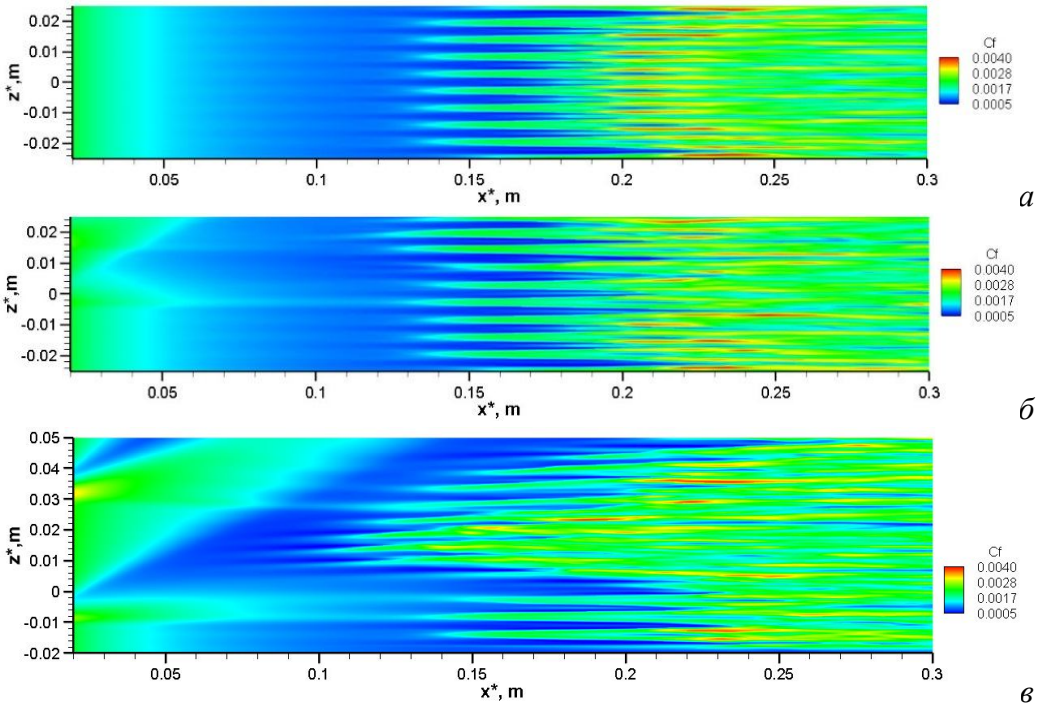


Рис. 3. Осредненное по времени значение коэффициента трения: *а* – ε = 0%, *б* – 1%, *в* – 5%

При взаимодействии волны Маха относительно малой амплитуды (менее 1%) со сверхзвуковым пограничным слоем имеет место ее слабое влияние на положение ламинарно-турбулентного перехода. В случае амплитуды волны Маха 5% имеет место заметное ее влияние на линию ламинарно-турбулентного перехода. В этом случае образуется хорошо заметный турбулентный клин, вершина которого совпадает с вихревым следом от переднего фронта волны Маха. Турбулентный клин порождает более ранний ламинарно-турбулентный переход, приводящий к существенному увеличению локального и интегрального аэродинамического нагревания обтекаемой поверхности тела.

Работа выполнена в Московском физико-техническом институте при финансовой поддержке РНФ (код проекта 23-79-10072).

Литература

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. – 144 с.

2. Laufer J. Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels // Aerospase Sci. 1961. Vol. 28, No. 9. P. 685−692.

3. Kendall J. M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition // AIAA J. 1975. Vol. 13, No. 3. P. 290−299.

4. Приданов В. Г., Харитонов А. М., Черных В. В. Совместное влияние чисел Маха и Рейнольдса на переход в пограничном слое // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 1. С. 160−163.

5. Боровой В. Я., Егоров И. В., Мошаров В. Е., Скуратов А. С., Радченко В. Н. Экстремальный нагрев тел в гиперзвуковом потоке. М.: Наука, 2018. – 390 с.

6. Егоров И. В., Зыонг Н. Х., Нгуен Н. К., Пальчековская Н. В. Численное моделирование влияния волны Маха на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое // Докл. РАН. Физика, технические науки. 2022. Т. 504. № 1. С. 36–40.

7. Егоров И. В., Новиков А. В., Федоров А. В. Прямое численное моделирование ламинарно-турбулентного перехода при гиперзвуковых скоростях потока на супер-ЭВМ // Журн. вычислит. математики и мат. физики. 2017. Т. 57, № 8. С. 1347–1373.

8. Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Колосов Г. Л., Косинов А. Д., Панина А. В., Семенов Н. В., Яцких А. А. К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 1.

УДК 533.6.011.5

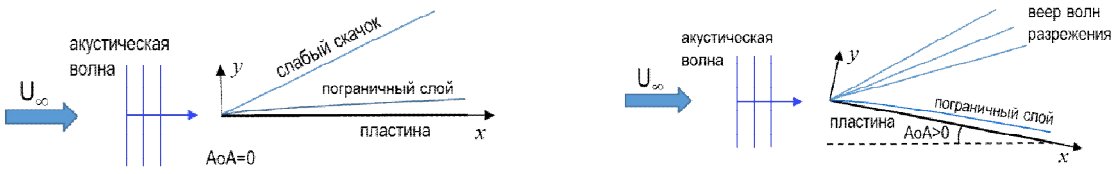
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ НАЛИЧИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

И. В. Егоров, Н. В. Пальчековская

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

При низком уровне внешних возмущений ламинарно-турбулентный переход (ЛТП) в пограничном слое на аэродинамически гладкой поверхности развивается по так называемому модальному сценарию: внешние возмущения возбуждают моды пограничного слоя с малыми начальными амплитудами (стадия восприимчивости); неустойчивые моды экспоненциально растут вниз по потоку в соответствии с линейной теории устойчивости (линейная стадия развития неустойчивости); когда амплитуда возмущения достигает порогового уровня, начинается его нелинейный распад, который связывают с началом ламинарно-турбулентного перехода (x_t). В окрестности сечения x_t, как правило, рождаются турбулентные пятна. Развиваясь вниз по потоку, пятна растут и сливаются между собой. Этот процесс заканчивается в сечении $x = x_T$, начиная с которого течение всюду является турбулентным. В инженерной практике участок $x_t < x < x_T$ называют областью ЛТП. В настоящей работе рассматривается возбуждение и развитие неустойчивых волн первой моды на пластине при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 3$, температуре стенки близкой к адиабатической и числе Рейнольдса $Re_\infty = 2 \cdot 10^7$, что типично для натурного сверхзвукового полета. Исследование проводится методом прямого численного моделирования основных стадий ЛТП, включая возбуждение, развитие и нелинейный распад неустойчивости вплоть до рождения турбулентных пятен. Рассматриваются два режима обтекания верхней поверхности пластины: (а) угол атаки AoA = 0°, когда акустическая волна взаимодействует со слабым скачком уплотнения, обусловленным вязко-невязким взаимодействием (рис. 1, *а*); (б) угол атаки AoA = 5°, когда акустическая волна взаимодействует с веером волн разрежения, исходящим от передней кромки пластины (рис. 1, *б*). В обоих случаях переход обусловлен возбуждением и развитием конвективно-неустойчивых волн первой моды по классификации Мэка [1]. Случай (а) изучался численно [2–5], теоретически [6–8] и экспериментально [9]. Хотя случай (б) не менее практичен, он до сих пор не исследован.

Основная цель работы: выполнить целостное численное моделирование всех стадий перехода вплоть до рождения турбулентных пятен, оценить возможность практической реализации амплитудного метода для предсказания начала перехода.



а *б*

Рис. 1. Схемы обтекания пластины сверхзвуковым потоком

Расчеты выполнялись с помощью авторского пакета программ для решения нестационарных трехмерных уравнений Навье–Стокса [10]. Этот пакет дает возможность проводить параллельные вычисления на супер-ЭВМ кластерного типа. Использовались вычислитель-

ные сетки с числом узлов более 10^6. Число процессоров равно более 500. Сначала рассчитывается двумерное ламинарное (невозмущенное) обтекание пластины в рамках уравнений Навье–Стокса для совершенного газа с параметрами набегающего потока: число Прандля Pr = 0.72, показатель адиабаты γ = 1.4, коэффициент вязкости зависит от температуры по степенному закону $\mu = \mu_{ref}\left(T/T_{ref}\right)^{0.7}$, число Рейнольдса $Re_\infty \equiv \rho_\infty^* U_\infty^* L^*/\mu_\infty^*$=2·10^7, число Маха M_∞= 3. Средняя температура стенки равна температуре восстановления, которая близка к температуре теплоизолированной пластины: $T_w = 1 + 0.5\mathrm{Pr}^{1/2}(\gamma - 1)M_\infty^2$. В таких условиях неустойчивой является только первая мода [10]. Затем двумерное поле течения вместе с сеткой преобразуется в трехмерное с помощью их трансляции по поперечной координате z. На входной и верхней границах расчетной области добавляются нестационарные условия, моделирующие косую акустическую волну.

На рис. 2 показаны распределение пульсаций давления $p'_w(x)$ на поверхности пластины вдоль средней линии z = 0 и изоповерхность Q-критерия, иллюстрирующая поле возмущения завихренности в фиксированный момент времени, для случая AoA = 0°, медленная акустическая волна. Протяженность области восприимчивости отмечена желтым прямоугольником. Она составляет около двух характерных длин волн и сосредоточена в малой (по сравнению с масштабом L^*) окрестности передней кромки. В этой области вещественная часть фазовой скорости $c_r = \omega/\alpha_r$ первой моды быстро сближается с фазовой скоростью $c_{ac} = 1 - 1/(M_\infty \cos\beta)$ медленной акустической волны, что приводит к резонансному режиму возбуждения. Ниже по потоку от области восприимчивости линейная теория устойчивости хорошо предсказывает рост амплитуды возмущения вплоть до сечения $x \approx 0.3$ (рис. 2) в котором максимальные пульсации продольной скорости равны $u'_{max} \approx 3.5\%$. Далее начинается слабо-нелинейное насыщение первичной волны и ее нелинейный распад при $x > 0.6$. На стадии насыщения наблюдается модуляция амплитуды, которая, по-видимому, связана с возбуждением субгармоники. Относительно большая протяженность слабо-нелинейной стадии обусловлена тем, что в расчетную область не вводятся фоновые возмущения, необходимые для затравки вторичных гармоник. Такой фон дает численный шум, уровень которого очень мал. Поэтому требуется протяженный участок для резонансного усиления вторичных гармоник до уровня первичной волны. На относительно коротком участке нелинейного распада формируются мелкие вихревые структуры. Здесь амплитуда пульсаций p'_w в несколько раз больше, чем в слабо-нелинейной области.

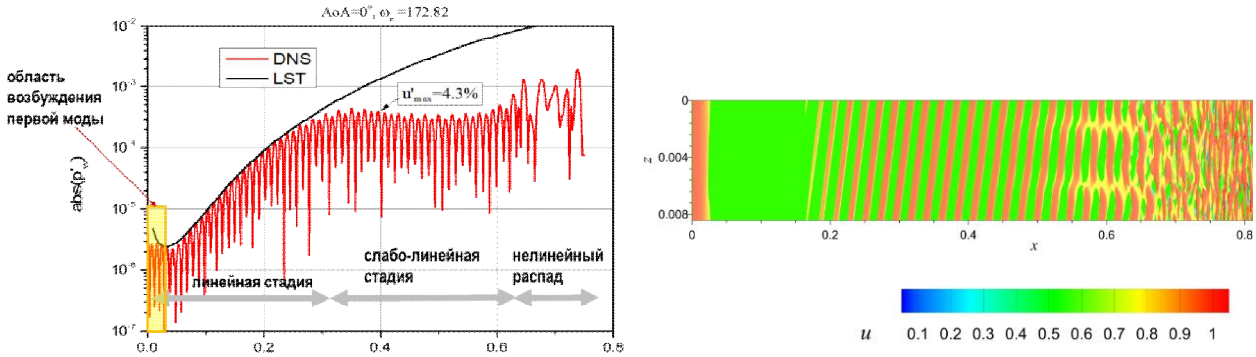


Рис. 2. Распределение возмущения давления $p'_w(x)$ вдоль средней линии z = 0 и изоповерхность Q = 100, иллюстрирующая поле возмущения завихренности в фиксированный момент времени

Расчеты показали, что быстрые акустические волны практически не возбуждают первую моду, так как их фазовая скорость значительно больше фазовой скорости неустойчивости и резонанс не реализуется. В случае AoA = 5° медленная акустическая волна возбуждает в пограничном слое возмущение, которое развивается аналогично случаю AoA = 0°, т. е. веер

волн разрежения не приводит к качественно новым эффектам. Тем не менее амплитуда пульсаций p'_w при AoA = 5° оказывается значительно (в 1.7 раза) меньше, чем при AoA = 0°. Было замечено, что это различие существенно уменьшается, если нормировать p'_w на местное давление P_e невозмущенного потока на границе пограничного слоя.

Работа выполнена в Московском физико-техническом институте при финансовой поддержке РНФ (код проекта 23-79-10072).

Литература

1. Mack L. M. Boundary-layer Stability Theory. Part B. Doc. 900-277, JPL, Passadena, California, May 1969.

2. Ma Y. and Zhong X. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate. Part 2. Receptivity to free-stream sound // J. Fluid Mech. 2003. Vol. 488. P. 79–121.

3. Ma Y. and Zhong X. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate. Part 3: effects of different types of free-stream disturbances // J. Fluid Mech. 2005. Vol. 532. P. 63–109.

4. Malik M. R. and Balakumar P. Acoustic receptivity of Mach 4.5 boundary layer with leading-edge bluntness // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2007. Vol. 21. P. 323–342.

5. Egorov I. V., Fedorov A. V. and Soudakov V. G. Receptivity of a hypersonic boundary layer over a flat plate with a porous coating // J. Fluid Mech. 2008. Vol. 601. P. 165–187.

6. Fedorov A. V. and Khokhlov A. P. Excitation of unstable modes in supersonic boundary layer by acoustic waves // Fluid Dyn. 1991. Vol. 9. P. 456–467.

7. Fedorov A. V. and Khokhlov A. P. Excitation and evolution of unstable disturbances in supersonic boundary layer // Proc. ASME Fluid Engng Conf. FED. 1993. Vol. 151. P. 1–13.

8. Fedorov A. V. Receptivity of a high-speed boundary layer to acoustic disturbances // J. Fluid Mech. 2003. Vol. 491. P. 101–129.

9. Maslov A. A., Shiplyuk A. N., Sidorenko A., Arnal D. // JFM 2001. Vol. 426. P. 73–94.

10. Egorov I. V. and Novikov A. V. Direct numerical simulation of laminar-turbulent flow over a flat plate at hypersonic flow speeds // Comput. Math. Math. Phys. 2016. Vol. 56 (6). P. 1048–1064.

УДК 532.526.4

МЕХАНИЗМ СНИЖЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ТРЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ТОНКОЙ ПЛАСТИНОЙ ОГРАНИЧЕННОЙ ШИРИНЫ

В. Л. Жданов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты численного моделирования поля скорости в турбулентном пограничном слое за тонкой пластиной с короткой хордой и ограниченной шириной. Показано, что поверхностное трение уменьшается в результате торможения течения у стенки при формировании нормальных и поперечных потоков, генерируемых следом и концевыми вихрями.

***Ключевые слова**: турбулентный пограничный слой, трение на поверхности, след, концевые вихри.*

Исследования турбулентного пограничного слоя (ТПС) за последние десятилетия установили, что рост пульсаций у поверхности, обуславливающий высокое поверхностное трение, вызван взаимодействием высокоскоростных и низкоскоростных потоков, генерируемых вихревыми образованиями во внутренней области (буферная и логарифмическая области) ТПС [1–3]. Процесс образования этих потоков автомодельный и его можно контролировать, оказывая воздействие на вихревые структуры этой области.

Основываясь на этой модели генерации турбулентности в ТПС, были выполнены численные исследования методом LES воздействия на структуру ТПС короткой пластины ($c = 0.53\delta$) ограниченной ширины ($l = 1.3\delta$) при трех ее положениях: $h/\delta = 0.053$, 0.11 и 0.19. Представляемые ниже результаты детализируют влияние следа и концевых вихрей на поле скорости внутренней области ТПС и на эффективность снижения поверхностного трения.

Область дефицита скорости в следе за пластиной, очевидно, ограничивает поток у стенки от остального течения в ТПС. Это приводит к снижению градиента у границы ламинарного подслоя за пластиной на высоте $h/\delta = 0.053$ почти в три раза до расстояния $x/\delta \le 1.11$, что указывает на существенное торможение течения (рис. 1, *а*).

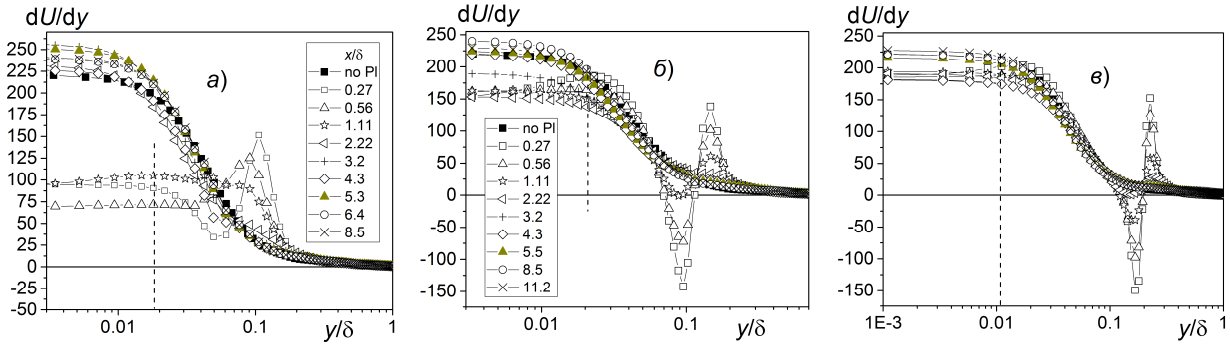


Рис. 1. Эволюция градиента скорости в ТПС за пластиной: *а*) $h/\delta = 0.053$; *б*) 0.11; *в*) 0.19. Штриховая линия отражает границу ламинарного подслоя

С удалением пластины от поверхности канала дефицит скорости в следе увеличивается, а скорость пристеночного потока, изолированного от остального течения следом, возрастает. В результате градиент скорости у стенки увеличивается тем сильнее, чем дальше пластина расположена от поверхности канала, но участок поверхности, на которой снижается градиент, удлиняется до $x/\delta \le 4.3$ при $h/\delta = 0.19$ (рис. 1, *в*).

След за пластиной генерирует два нормальных потока: поток низкоскоростной среды от поверхности канала, вовлекаемый в нижний сдвиговой слой, и поток высокоскоростной

среды, вовлекаемый в верхний сдвиговой слой. Градиент скорости у стенки обуславливает формирование более толстого нижнего сдвигового слоя следа, и восходящие потоки превосходят нисходящие (рис. 2).

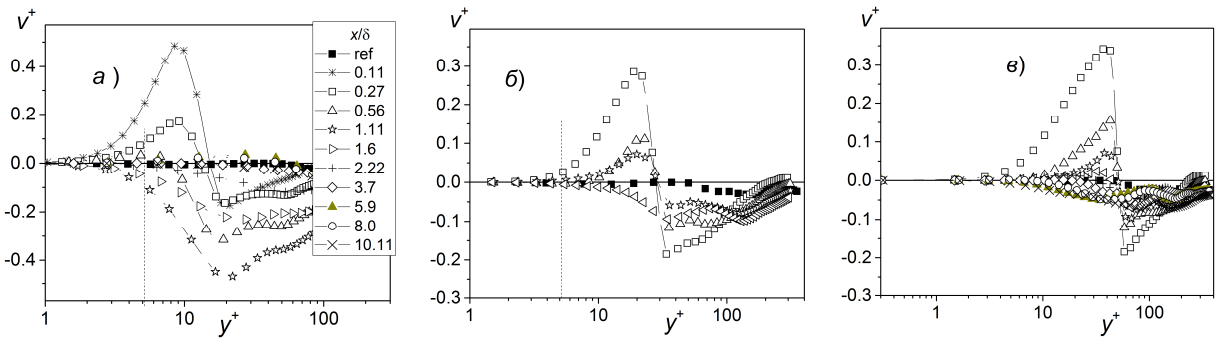


Рис. 2. Профили нормальной скорости за пластиной: *а*) $h/\delta = 0.053$; *б*) 0.11; *в*) 0.19

Восходящие потоки от стенки, очевидно, снижают скорость течения у поверхности. Однако значения этой скорости у границы ламинарного подслоя почти в 10 раз меньше локальной продольной скорости. Поэтому нормальные потоки не могут привести к существенному снижению градиента скорости у стенки, по крайней мере для положения пластины $h/\delta = 0.053$ и 0.11. С удалением пластины от поверхности нормальные скорости возрастают и вырождаются более медленно, но их влияние на пристеночное течение снижается. Поперечные скорости в ТПС за пластиной на три порядка меньше продольной скорости вдоль оси канала, т. е. их влияние несущественное [4].

Влияние концевых вихрей на изменение нормальной и поперечной скоростей рассматривается на полуширине канала от его центра $z/\delta = 0$ до координаты боковой кромки пластины $z/\delta = 1.17$. Под влиянием концевых вихрей нормальные скорости возрастают от центра канала к границам следа существенно (рис. 3, *а*–*в*).

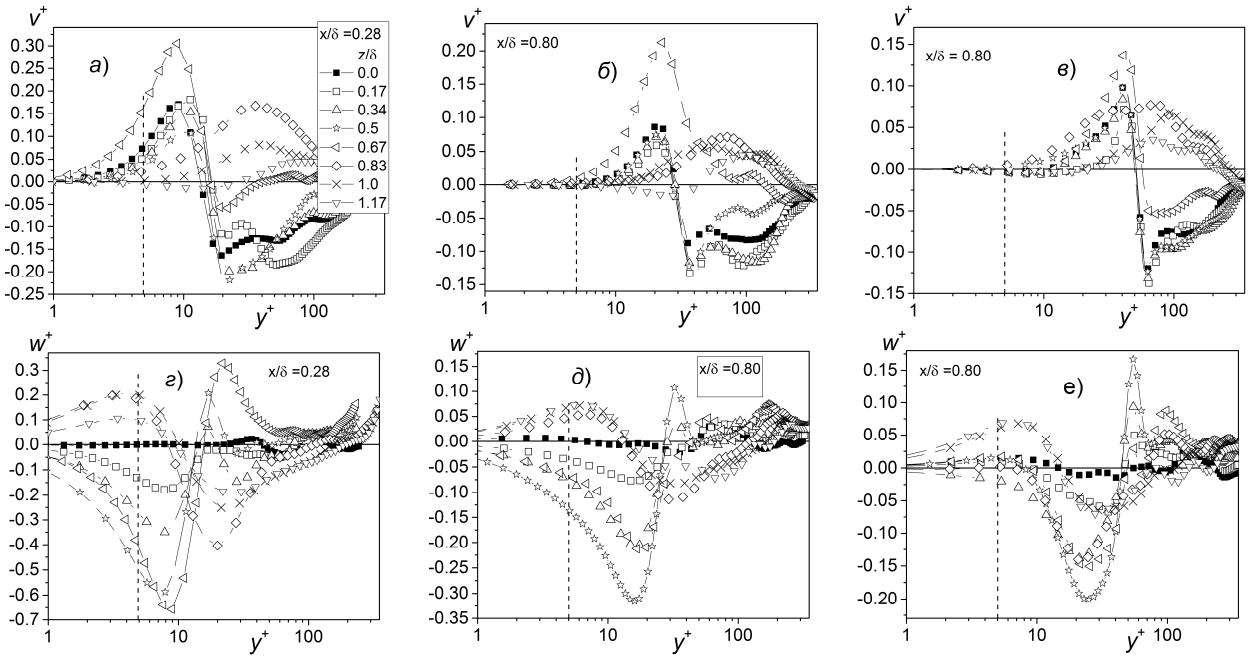


Рис. 3. Профили нормальной и поперечной скоростей за пластиной: *а*, *г*) $h/\delta = 0.053$; *б*, *д*) 0.11; *в*, *е*) 0.19

Этот рост почти двукратный за пластиной на высоте $h/\delta = 0.053$. Возрастают как восходящие, так и нисходящие потоки, снижая продольную скорость в ТПС. Нормальная скорость за пластиной на высоте $h/\delta = 0.11$ увеличивается в три раза и только на ~40% за

пластиной на высоте $h/\delta = 0.19$. Под влиянием концевого вихря образуется сопутствующий вихрь и в результате их взаимодействия формируются восходящие потоки за пределами следа. Они уменьшаются с удалением пластины от поверхности, но их интенсивность сохраняется на уровне потоков в центре канала, генерируемых следом.

Поперечная скорость под воздействием концевых вихрей возрастает многократно от центра канала в направлении границы следа (рис. 3, *г–е*). Знак этой скорости у поверхности отрицательный, т. е. формирующиеся поперечные потоки отводят среду от центра канала, и они в разы превосходят восходящие потоки. Влияние концевых вихрей на нормальную и поперечную скорости ослабевает при перемещении пластины от поверхности канала, поскольку их размер уменьшается с вырождением градиента продольной скорости в ТПС.

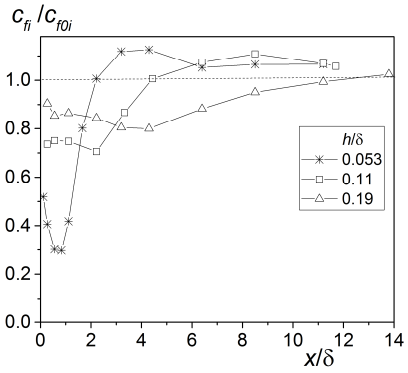


Рис. 4. Изменение коэффициента трения за пластиной

Таким образом, снижение градиента продольной скорости у стенки обусловлено, прежде всего, формированием области дефицита скорости в следе, которая изолирует пристеночное течение от остальной части ТПС. Влияние этой области, однако, сильно ослабевает к границе буферной области. Вторичный эффект имеют потоки, генерируемые сдвиговыми слоями следа и концевыми вихрями. При этом влияние концевых вихрей более сильное и продолжительное, поскольку след быстро вырождается. Изменение градиента скорости у поверхности относительно его значений в канале без пластины проявляется в изменение коэффициента трения, которое снижается тем сильнее, чем ближе располагается пластина к поверхности (рис. 4).

Обозначения

U, V и W – продольная, нормальная и поперечная скорости, м/с; $v^+ = V/u_\tau$, $w^+ = W/u_\tau$, $u_\tau = \sqrt[2]{\tau/\rho}$ – скорость торможения, м/с; $\tau = \mu\,\partial U/\partial y$ – напряжения сдвига на поверхности, Па; δ – толщина ТПС в месте установки пластины, м; $c_f = 2\tau/\rho U^2$ – коэффициент трения; y, z – координаты вдоль потока по направлению нормали к стенке и поперек ее, м; $y^+ = y\,u_\tau/\nu$; μ – динамическая вязкость Па·с; ν – кинематическая вязкость, м^2/с; ρ – плотность, кг/м^3.

Литература

1. Jimenez J., Pinelli A. The autonomous cycle of near-wall turbulence // J. Fluid Mech. 1999. Vol. 389. P. 335–359.

2. Jodai Y., Elsinga G. E. Experimental observation of hairpin auto-generation events in a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 2016. Vol. 795. P. 611–633.

3. Wang Ch., Gao Qi., Wang Ji., Wang B., Pan Ch. Experimental study on dominant vortex structures in near-wall region of turbulent boundary layer based on tomographic particle image velocimetry // J. Fluid Mech. 2019. Vol. 874. P. 426–454.

4. Жданов В. Л., Иванов Д. А., Кухарчук И. Г. Воздействие трехмерной пластины на структуру турбулентного пограничного слоя // ИФЖ. 2021. Т. 94, № 5. С. 1271–1284.

УДК 532.517.2:4.621.396.6.019:536.5.001.24

АНОМАЛЬНАЯ ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ. ОТКРЫТИЕ ГЕНЕРАЦИИ СМЕРЧЕЙ В НАКЛОННЫХ КАНАВКАХ

С. А. Исаев[1,2], А. А. Клюс[2], Д. В. Никущенко[1]

[1]Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации имени Главного маршала авиации А. А. Новикова, г. Санкт-Петербург, Россия

Представляется генезис открытия аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена (АИОТТ) на структурированных наклонными канавками энергоэффективных поверхностях. Установлено, что определяющую роль играют экстраординарные сосредоточенные перепады статического давления между зонами торможения на наветренных кромках и разрежения в ядрах смерчей. Возникают ультравысокие скорости возвратного и вторичного потоков, соизмеримые и превышающие максимальные скорости течения вдоль гладких поверхностей. Наблюдаются аномально высокие абсолютные величины относительной теплоотдачи и отрицательного трения на дне канавки, многократно превышающие аналогичные характеристики на плоской стенке. Обнаружено ускорение потока в ядре канала с 1.5–2.5-кратным увеличением продольной скорости в пристеночном слое над канавками. Открытые численно явления подтверждены экспериментально. Установлены числа Рейнольдса, относительные глубины, удлинения, углы наклона канавок, при которых реализуется АИОТТ. Перспективные формы канавок типа поперечно ориентированных зигзагов, дуговых, V и /\ образных канавок, канавок с изломом образующей типа бумеранг, профилированных канавок переменной глубины исследуются в качестве рациональных форм поверхностных генераторов смерчей и интенсивных П-образных вихрей с максимальной теплоотдачей и низким лобовым сопротивлением.

Ключевые слова: *Интенсификация теплообмена, вихри, турбулентность, пластина, канал, наклонные канавки, расчет, эксперимент.*

Интенсификация физических процессов является актуальной междисциплинарной и мультимасштабной проблематикой. Структурированные поверхности с упорядоченными вогнутостями-ямками давно рассматриваются как компромиссные для достижения высокой теплоотдачи при умеренном росте гидравлических потерь.

В [1–4] открыта смерчевая генерация в наклонных канавках с полусферическими концами, расположенных на стенках каналов и пластин. Благодаря ней возникает аномальная интенсификация теплообмена внутри наклонных канавок и ускорение пристеночного потока над входными частями однорядных пакетов наклонных канавок [5–7].

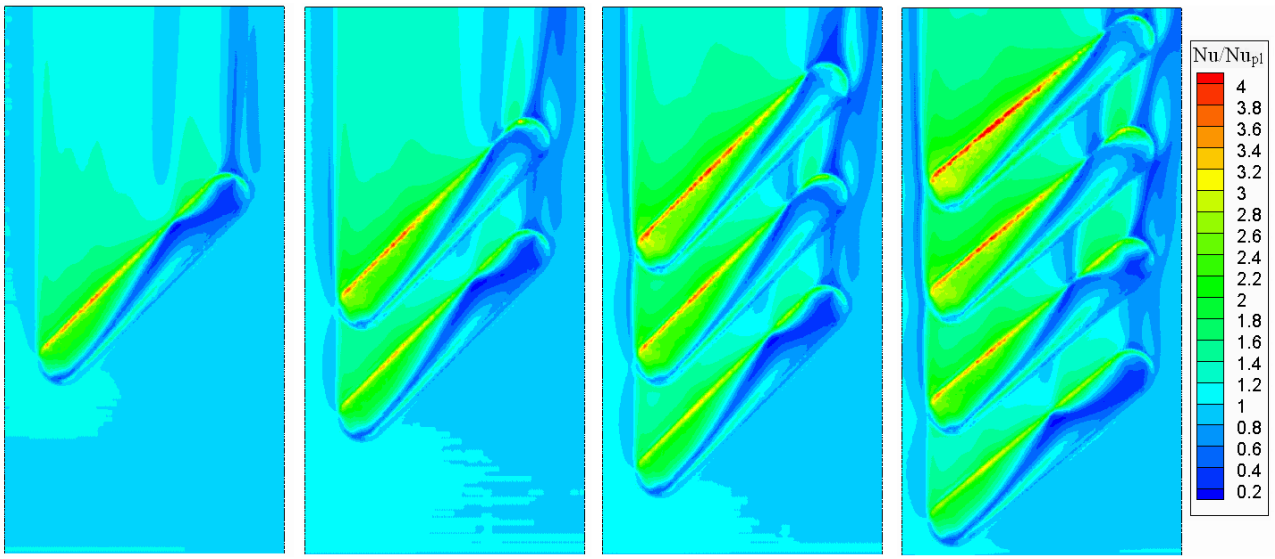
Механизм интенсификации связан с экстраординарными перепадами давления, обуславливающими ультравысокие скорости возвратных и вторичных потоков в единичных канавках. Дано их расчетное и экспериментальное подтверждение на аэродинамических стендах НИИ механики МГУ и их цифровых двойниках [8–13].

Открыто ускорение потока с двух и более кратным ростом максимальной скорости в ядре узкого канала с одно- и многорядными наклонными канавками на стенке. Экспериментальное обоснование численных прогнозов измерениями скорости методом SIV (аналог PIV) выполнено на установке КазНЦ РАН.

Экспериментальное подтверждение с помощью метода градиентной теплометрии установленного численно двукратного роста в сравнении с плоской стенкой локальной теплоотдачи на дне единичной наклонной канавки на нагретом изотермическом участке пластины проведено на теплофизическом стенде СПбПУ [14]. Выполненные исследования позволили установить влияние на механизм аномальной интенсификации теплообмена в канавках угла наклона, глубины и удлинения канавки, числа Рейнольдса.

Интенсификация теплообмена в одно- и многорядных пакетах наклонных канавок на стенках каналов, межреберных зазоров и пластин систематически рассматривается на начальном гидродинамическом участке ламинарного и турбулентного течения в каналах и около пластин, а также на стабилизированном участке течения в каналах. Открыт механизм ускорения пристеночного и канального потоков над структурированной наклонными канавками поверхностью [5–14].

На рисунке представлены поля относительных чисел Нуссельта на нагретом участке пластины с единичной канавкой и ограниченным пакетом канавок с полусферическими концами глубиной 0.25 и длиной 6, взятых в отношении к характерному размеру – ширине. Шаг между центрами канавок – 2.5, число Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^4$. Как и в [14], пластина находится в равномерном воздушном потоке. Демонстрируется интенсификация теплообмена по мере увеличения количества наклонных канавок.



Сравнение полей чисел Нуссельта Nu на изотермическом участке пластины с пакетом наклонных канавок, отнесенных к числам Нуссельта Nu_{pl} на плоской пластине, при обтекании воздухом с $Re = 3 \cdot 10^4$. Угол наклона канавок для случаев с одной, двумя и тремя канавками равен 45^o, а в случае четырех канавок – 50^o

Новые формы канавок и их взаимного расположения исследуются. Поперечно ориентированные зигзаги, дуговые, V и /\ образные канавки, канавки с изломом образующей типа бумеранг, профилированные канавки переменной глубины рассматриваются в качестве рациональных форм поверхностных генераторов смерчей и интенсивных П-образных вихрей с максимальной теплоотдачей и низким лобовым сопротивлением.

Новые типы химических реакторов и устройств пленочного охлаждения, основанных на вдуве струи на дне наклонных канавок и усилении интенсификации физико-химических и теплообменных процессов, предлагаются в [15].

Литература

1. Isaev S., Gritckevich M., Leontiev A., Popov I. Abnormal enhancement of separated turbulent air flow and heat transfer in inclined single-row oval-trench dimples at the narrow channel wall // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163 (Part A). P. 202–207.

2. Isaev S. A., Leontiev A. I., Milman O. O., Popov I. A., Sudakov A. G. Influence of the depth of single-row oval-trench dimples inclined to laminar air flow on heat transfer enhancement in a narrow micro-channel // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 134. P. 338–358.

3. Isaev S. A., Gritckevich M. S., Leontiev A. I., Milman O. O., Nikushchenko D. V. Vortex enhancement of heat transfer and flow in the narrow channel with a dense packing of inclined one-row oval-trench dimples // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 145 (118737). P. 1–13.

4. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Никущенко Д. В., Судаков А. Г., Усачов А. Е. Интенсификация отрывного течения в наклонных однорядных овально-траншейных лунках на стенке узкого канала // ИФЖ. 2021. Т. 94, № 1. С. 160–168.

5. Исаев С. А., Мазо А. Б., Никущенко Д. В., Попов И. А., Судаков А. Г. Влияние на аномальную интенсификацию отрывного турбулентного течения угла наклона однорядных овально-траншейных лунок на стабилизированном гидродинамическом участке узкого канала // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46, вып. 21. С. 18–21.

6. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Мильман О. О., Никущенко Д. В., Попов И. А. Энергоэффективные поверхности с многорядными наклонными овально-траншейными лунками для воздушных конденсаторов // Изв. РАН. Энергетика. 2020. № 4. С. 3–10.

7. Исаев С. А., Чулюнин А. Ю., Никущенко Д. В., Судаков А. Г., Усачов А. Е. Анализ аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена на стабилизированном участке узкого канала с однорядными наклоненными овально-траншейными лунками при использовании различных сеток и моделей турбулентности // ТВТ. 2021. Т. 59, № 1. С. 116–125.

8. Isaev S., Nikushchenko D., Sudakov A., Tryaskin N., Iunakov L., Usachov A. and Kharchenko V. Numerical simulation of heat transfer enhancement in the paths of propulsion systems with single-row spherical and oval dimples on the wall // Energies. 2022. Vol. 15. P. 7198.

9. Isaev S., Leontiev A., Gritskevich M., Nikushchenko D., Guvernyuk S., Sudakov A., Chung K.-M., Tryaskin N., Zubin M., Sinyavin A. Development of energy efficient structured plates with zigzag arrangement of multirow inclined oval trench dimples // Int. J. Thermal Sciences. 2023. Vol. 184. P. 107988.

10. Исаев С. А. Генезис аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена в наклонных канавках на структурированных поверхностях // Изв. РАН. МЖГ. 2022. № 5. С. 13–24.

11. Исаев С. А. Аэрогидродинамические механизмы интенсификации физико-энергетических процессов на структурированных энергоэффективных поверхностях с вихревыми генераторами // Теплофизика и аэромеханика. 2023. Т. 30, № 1. С. 83–88.

12. Исаев С. А., Гувернюк С. В., Никущенко Д. В., Судаков А. Г., Синявин А. А., Дубко Е. Б. Взаимосвязь аномальной интенсификации отрывного течения и экстраординарных перепадов давления в канавке на пластине при изменении угла наклона от 0 до 90° // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, вып. 15. С. 39–42.

13. Исаев С. А., Судаков А. Г., Никущенко Д. В., Усачов А. Е., Зубин М. А., Синявин А. А., Чулюнин А. Ю., Дубко Е. Б. Тесты для валидационных задач аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена на структурированных поверхностях с экстраординарными перепадами давления // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 5. С. 70–81.

14. Исаев С. А., Сапожников С. З., Никущенко Д. В., Митяков В. Ю., Сероштанов В. В., Дубко Е. Б. Аномальная интенсификация вихревого теплообмена при отрывном обтекании воздухом наклонной канавки на нагретом изотермическом участке пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2024. № 1. С. 15–22.

15. Исаев С. А., Никущенко Д. В., Яновский Л. С., Чулюнин А. Ю. Влияние выдува струи из тонкой трубки на генерацию торнадоподобного вихря и интенсификацию развивающегося закрученного турбулентного потока в наклонной канавке на стенке канала // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, вып. 18. С. 28–32.

УДК 532.6

ВЛИЯНИЕ УГЛА НАКЛОНА НА ТЕПЛООБМЕН ВНУТРИ ОДИНОЧНОЙ ОВАЛЬНО-ТРАНШЕЙНОЙ ЛУНКИ НА ПЛАСТИНЕ

С. А. Исаев[1], В. В. Сероштанов[1,2], В. Ю. Митяков[1,2], С. З. Сапожников[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование конвективного теплообмена внутри одиночной овально-траншейной лунки (ОТЛ) при различных углах между продольной осью лунки и вектором скорости набегающего потока φ. Методами численного моделирования с помощью RANS-SST и в натурном эксперименте с помощью градиентной теплометрии получены распределения местного коэффициента теплоотдачи внутри ОТЛ. Показано, что в диапазоне углов 30–75° наблюдается аномальная интенсификация теплообмена в наветренной области лунки. В переходном поперечном сечении коэффициент теплоотдачи увеличивается более чем в два раза по сравнению с гладкой поверхностью. Обсуждается механизм интенсификации теплоотдачи, связанный с отрывным течением и образованием вихревой структуры в лунке.

Ключевые слова: *овально-траншейная лунка, интенсификация теплообмена, отрывное течение, градиентная теплометрия, численное моделирование.*

Интенсификация теплообмена методом модификации поверхности является одной из актуальных проблем теплофизики и энергетики [1]. На практике широко применяются криволинейные стенки с дискретными или распределенными элементами шероховатости. Такой подход позволяет повысить интенсивность теплообмена на порядок и выше по сравнению с гладкой стенкой, однако гидравлические потери растут опережающими темпами.

В данном исследовании рассматривается обтекание обогреваемой единичной овально-траншейной лунки [2, 3], установленной на пластине под углом к вектору набегающего потока θ. В работе [3] показано, что теплогидравлическая эффективность поверхностей с ОТЛ превосходят таковую для сферических аналогов. Это связано со сложной структурой отрывного и вторичного течений внутри ОТЛ. Целью работы стало экспериментальное и расчетное определение коэффициента теплоотдачи (КТО) на поверхности ОТЛ при ее обтекании под различными углами φ для $\mathrm{Re} = 10^4$.

Эксперимент проводился в аэродинамической трубе НОЦ «Теплофизика в энергетике» СПбПУ. Модель представляла собой пластину с овально-траншейной лункой шириной $D = 40$ мм, относительной глубиной $h/D = 0{,}25$ и удлинением цилиндрической части $s/D = 5$ (рис. 1). Угол наклона ОТЛ φ – угол между продольной осью ОТЛ и вектором скорости набегающего потока – менялся в диапазоне от 0 до 90°. Модель обогревалась насыщенным водяным паром при атмосферном давлении, обеспечивая температуру поверхности теплообмена постоянной.

Измерения плотности теплового потока проводились с помощью градиентных датчиков теплового потока (ГДТП) из монокристаллического висмута размерами 2,5×2,5×0,2 мм и вольт-ваттной чувствительностью 5 мВ/Вт. Действие ГДТП основано на поперечном эффекте Зеебека: при прохождении теплового потока через пластину с анизотропией тепло- и электрофизических свойств в ней возникает термоЭДС, нормальная вектору плотности теплового потока и пропорциональная его модулю [4, 5]. Сигналы ГДТП регистрировались с помощью аналого-цифрового преобразователя NI 9216 фирмы National Instruments.

Расчетные исследования основываются на высокоточных численных методах с использованием многоблочных вычислительных технологий и гибридных сеток, реализованные

в специализированном пакете прикладных программ теплофизического профиля VP2/3 (Velocity-Pressure, 2D/3D). Особенности и детали численного решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS), замкнутые с помощью SST-модели Ментера турбулентности, решения уравнения энергии, параметры сетки и ее сходимость подробно описаны в [5].



Рис. 1. Модель ОТЛ на пластине в аэродинамической трубе

На рис. 2 представлено сравнение результатов численного решения и экспериментальных данных, полученных с помощью ГДТП. Полученные местные числа Нуссельта отнесены к соответствующему значению на плоской пластине в сходственных точках. В качестве характерного размера для расчета чисел подобия и безразмерной координаты принята ширина лунки *D*.

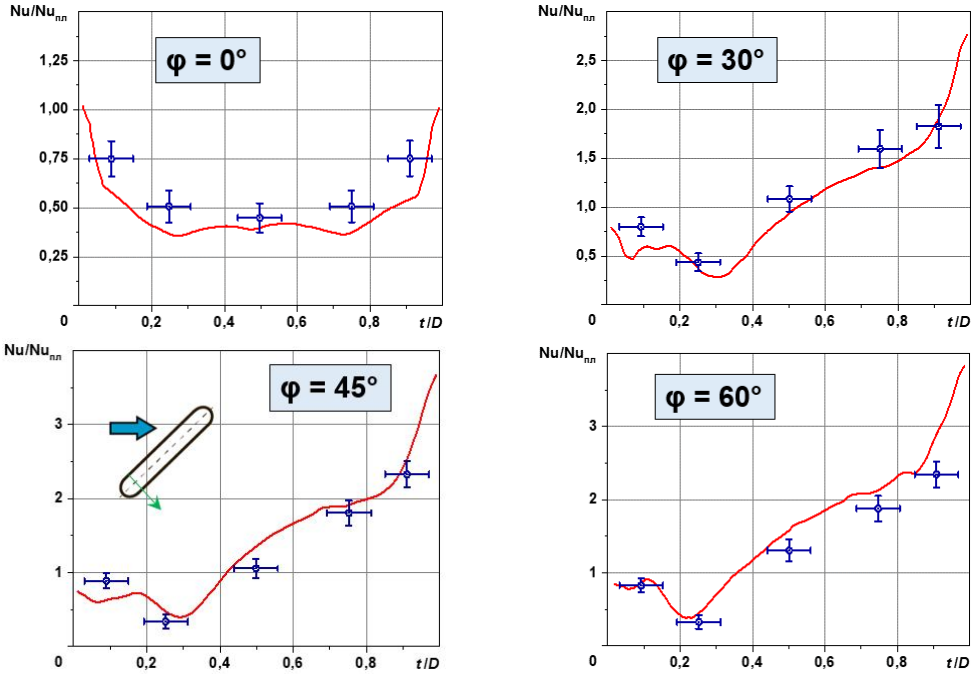


Рис. 2. Распределение местного относительного числа Нуссельта в переходном сечении ОТЛ: красная линия – расчет, точки – эксперимент

Профили местных относительных чисел Нуссельта в переходном сечении демонстрируют удовлетворительное согласование как по характеру кривых, так и по величине. В качестве характерного сечения выбрано поперечное сечение перехода от полусферического сегмента к траншейной части с отсчетом координаты *t* от наветренной кромки.

При φ = 0° (продольное обтекание ОТЛ) профиль КТО схож с поперечным распределением внутри сферической лунки: интенсивность теплообмена снижается в два раза на дне лунки. При увеличении угла φ наблюдается повышение КТО на подветренной кромке и снижение на наветренной. Явление можно объяснить возникновением в этой области торнадо-

образного вихря, генерирующегося в этой области, где перепад давлений на кромках также максимален. Генерация моносмерчевой структуры, открытая с помощью численного моделирования и подробно описанная в работе [3], приводит к локальному ускорению потока и, как следствие, к интенсификации теплообмена внутри лунки.

Установлено, что в диапазоне углов φ = 45–60° на подветренной кромке число Нуссельта более чем в два раза превышает КТО на плоской пластине.

Литература

1. Tsay Ming-yueh, Lai Chien-hui. A scientometric study of heat transfer journal literature from 1900 to 2017 // Int. Com. in Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 98. P. 258–264.

2. Леонтьев А. И., Алексеенко С. В., Волчков Э. П. и др. Вихревые технологии для энергетики / Под общей ред. акад. А. И. Леонтьева. М.: Издательский дом МЭИ, 2017. – 350 с.

3. Исаев С. А., Грицкевич М. С., Леонтьев А. И., Попов И. А., Судаков А. Г. Аномальная интенсификация турбулентного отрывного течения в наклоненных однорядных овально-траншейных лунках на стенке узкого канала // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57, № 5. С. 797–800.

4. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Y., Mityakov A. V., Gusakov A. A., Zainullina E. R., Grekov M. A., Seroshtanov V. V., Bashkatov A., Babich A. Y., Pavlov A. V. Gradient heatmetry advances // Energies. 2020. Vol. 13 (23). P. 6194.

5. Маслов В. А., Селезнева М. Д., Князев С. А., Яковлева В. В. Теплообмен в паре круговых цилиндров при их рядном и шахматном расположении // Бутаковские чтения: сб. ст. II Всерос. с междунар. участием молодёжной конф. Томск, 13–15 декабря 2022 г. Томск: Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 2022. С. 202–205.

6. Исаев С. А., Баранов П. А., Усачов А. Е. Многоблочные вычислительные технологии в пакете VP2/3 по аэротермодинамике. LAP LAMBERT Academic Publishing. Саарбрюкен, 2013. – 316 с.

УДК 533.6.011

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ВЫХОДНОМ УЧАСТКЕ КАНАЛА С ПОВОРОТОМ НА 90 ГРАДУСОВ С УСТАНОВЛЕННОЙ СКРУЧЕННОЙ ЛЕНТОЙ

К. Ф. Каримов, С. Э. Тарасевич, А. М. Ермаков

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия
e-mail: kamil_karimov_1991@mail.ru

Представлены результаты численного моделирования движения и теплообмена однофазной жидкости с изменением направления потока. Отработка методики численного моделирования потока в колене на базе коммерческого пакета Ansys Fluent 20.0 с входным и выходным участками позволяет разработать рекомендации по расчету гидравлического сопротивления и теплоотдачи и получить физическую картину течения и установить закономерности влияния геометрических и режимных параметров на гидравлическое сопротивление, а также провести в дальнейшем изучение теплообмена в таких каналах.

Ключевые слова: *модель турбулентности, гидродинамическая стабилизация потока, коэффициент теплоотдачи, местный коэффициент гидравлических потерь.*

На практике распространены случаи, когда канал представляет собой колено с входным и выходным участками разной длины. В большинстве своем оценка местного гидравлического сопротивления в каналах с коленом ведется по известным рекомендациям, полученным, в основном экспериментальным путём и для достаточно габаритных конструкций [1, 2]. Потери напора в значительной степени зависят от расхода теплоносителя, геометрии канала, свойств жидкости и в основном определяются вихреобразованием на внешней и внутренней стенках канала.

В настоящее время всё более важное значение в теоретической и прикладной теплофизике приобретают проблемы, связанные с изучением условий возникновения и устойчивости крупномасштабных вихревых структур в пространственно-криволинейных или неоднородных потоках.

На данный момент мало исследованными остаются вопросы влияния входных и выходных условий на теплообмен и гидродинамику в каналах с закруткой.

В представленной работе выполнено численное моделирование в канале с поворотом потока на 90 градусов с установленной скрученной лентой. Для вычислений использовалась двухпараметрическая RNG k-ε модель турбулентности. Версия модели k-ε–RNG получена на основе теоретического анализа уравнений Навье–Стокса (Renormalization Group (RNG) Method). Опыт применения данной модели показал улучшенное (по сравнению со стандартной версией k-ε модели) согласование расчётных и экспериментальных данных для некоторых типов течений, в частности, большой кривизне линий тока и в областях больших деформаций поля скорости, более подробная информация о которых указана в [4–6]. Результаты вычислений, проведённые с данной моделью, при расчёте в случае гладкой трубы дали хорошее согласование с известными работами [1–3, 7].

Моделирование течения потока в колене было выполнено средствами коммерческого пакета Ansys Fluent 20.0 в трехмерной постановке при разных по геометрии и граничных условиях вариантах. В работе представлены результаты численного исследования гидравлических характеристик потока жидкости при течении в канале с установленной скрученной лентой и различными условиями входа. В качестве расчётной области было выбрано колено диаметрами 8, 10 и 14 мм с поворотом на 90°. Длина входного участка изменялась в каждом варианте и составляла 25, 50, 75, 100, 125 и 150 мм соответственно. Выходной же участок

имел длины 400, 600, 800 и 1200 мм соответственно (рисунок). В расчетах стенки канала принимались аэродинамически гладкими. Выполнены расчеты при радиальном входе в канал со скрученной лентой с относительным шагом 2,5; 3; 4 при числе Re = 10 000–50 000.

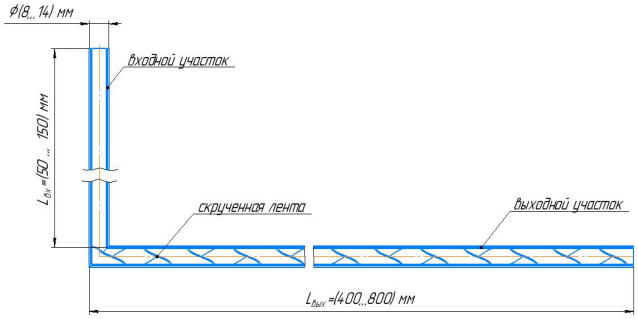


Схема канала с прямоугольным коленом

Полученные результаты численного моделирования дали возможность проанализировать влияние входных и выходных условий на длину гидродинамического участка стабилизации потока в выходном канале. Анализ проведенных расчетов позволил установить, как меняется протяженность участка влияния на входе в канал с коленом. Также было исследована зависимость коэффициента гидравлических потерь от граничных условий.

В канале с закруткой потока и радиальным входом установленная лента существенно меняет картину течения: значительно уменьшается протяженность вихревых зон, сокращается длина участка гидродинамической стабилизации. Использование скрученных лент приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи и гидросопротивления по сравнению с каналом без ленты при тех же режимных параметрах. Интенсификация теплообмена обеспечивается за счет лучшего перемешивания жидкости в трубе между ядром потока и пристеночным слоем.

В работе представлены первичные данные расчётов с подводом тепла к выходному участку после поворота в рассматриваемых каналах. По результатам расчётов получены коэффициенты теплоотдачи α для колена с установленной скрученной лентой и без неё. Установка скрученной ленты ведёт к увеличению коэффициента теплоотдачи. Меняется характер кривых, свидетельствующих о развитии пограничного слоя с ламинарной его части и до переходной, для этой длины выходного участка.

Исследование выполнено за счёт Российского национального фонда, грант 22-19-00373.

Литература

1. Повх И. Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1974. – 480 с.

2. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение. 1992. – 672 с.

3. Гиргидов А. Д. Механика жидкости и газа (гидравлика): учебник для вузов. 3-е изд., испр. и доп. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2007. – 545 с.

4. Снегирёв А. Ю. Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений: учеб. пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. – 143 с.

5. Белов И. А, Исаев С. А. Моделирование турбулентных течений. СПб.: Балт. гос. техн. ун-т., 2001. – 108 с.

6. Морозов И. И., Ляскин А. С. Теоретические основы вычислительной газовой динамики: учеб. пособие. Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2010. – 64 с.

7. Тарасевич С. Э., Гиниятуллин А. А. Численное исследование течения и теплообмена в трубе со вставками в виде оребрённых скрученных лент // Тепловые процессы в технике. 2021. Т. 13, № 2. С. 78–84.

УДК 536.2

ВЛИЯНИЕ РАСПОЛОЖЕНИЯ ДВУХ ЦИЛИНДРОВ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ ИХ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ

С. А. Князев, М. Д. Селезнева, В. В. Сероштанов, А. А. Гусаков

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Проведено экспериментальное исследование конвективного теплообмена при обтекании тандема круговых цилиндров методом градиентной теплометрии. Рассмотрены рядная и шахматная компоновки цилиндров при одинаковом продольном шаге. Получены распределения местного коэффициента теплоотдачи по поверхности цилиндров. Показано влияние поперечного шага на уровень и положение экстремумов коэффициента теплоотдачи. Установлено, что расположение цилиндров влияет на интенсивность теплообмена второго по потоку цилиндра сильнее, чем для первого.

Ключевые слова: *градиентная теплометрия, обтекание цилиндров, градиентный датчик теплового потока, коэффициент теплоотдачи.*

Одна из важнейших задач энергетики – повышение энергетической эффективности теплообменных аппаратов, используемых в различных отраслях промышленности и транспорта. Кожухотрубные теплообменники – наиболее распространенная группа теплообменных аппаратов. При их создании и проектировании наиболее важными задачами являются: выбор компоновки (коридорное или шахматное расположение труб), уменьшение металлоемкости и увеличение производительности. Важно отметить, что вопросами течения и теплообмена при обтекании цилиндров занимаются уже давно, однако исследования в большей степени связаны со структурой потока и определение аэродинамических сил, тогда как исследованию теплообмена посвящено не так много работ.

Для решения описанных задач предлагается методика, основанная на прямом измерении теплового потока с помощью градиентной теплометрии, успешно развивающейся в Научно-образовательном центре «Теплофизика в энергетике» СПбПУ, где созданы, апробированы и внедрены в натурный эксперимент быстродействующие градиентные датчики теплового потока (ГДТП) [1, 2].

В работе представлено экспериментальное исследование конвективного теплообмена при обтекании пары цилиндров для двух случаев их взаимного положения: в ряд один за другим и со смещением по вертикали. Цель работы – определить местный коэффициент теплоотдачи (КТО) на поверхности цилиндров и выявить связь параметров теплообмена с их расположением.

Исследования проводились в дозвуковой аэродинамической трубе, разработанной, изготовленной и используемой в НОЦ «Теплофизика в энергетике» СПбПУ. Параметры и конструктивные особенности трубы подробно описаны в работах [3, 4]. В рабочую зону трубы помещалась модель – два полых цилиндра кругового сечения диаметром 66 мм и длиной 600 мм, обогреваемые насыщенным водяным паром при атмосферном давлении. Экспериментальная модель исследовалась в двух конфигурациях: $h = 0$ и $h = d$ при фиксированном расстоянии между цилиндрами $S = 2d$ (рис. 1).

На наружной поверхности исследуемого цилиндра монтировался ГДТП, выполненный из монокристаллического висмута. Датчик имеет размеры в плане 2,5×2,5 мм и толщину 0,2 мм. Вольт-ваттная чувствительность ГДТП составляет 5 мВ/Вт.

Исследуемый цилиндр мог проворачиваться вокруг оси на угол $\varphi = 0–180°$, что позволило получить распределение регистрируемой ГДТП плотности теплового потока от угла поворота. Кроме того, в эксперименте измерялась температура набегающего потока (для рас-

чета КТО) и варьировалась скорость набегающего потока *W*. Экспериментальная установка позволяет перемещать по вертикали второй цилиндр на расстояние от ± 0,5 калибров *d*.

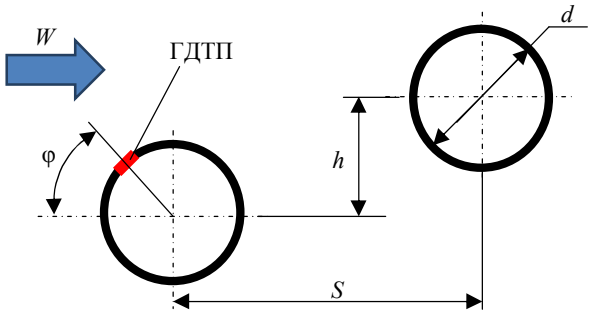


Рис. 1. Схема расположения цилиндров

В результате исследования получены круговые диаграммы распределения безразмерного числа Нуссельта на поверхности цилиндров для различных чисел Рейнольдса, определяемых по диаметру цилиндров при фиксированном расстоянии *S* между центрами цилиндров вглубь ряда (продольном шаге). На рис. 2 совмещены кривые для трех режимов.

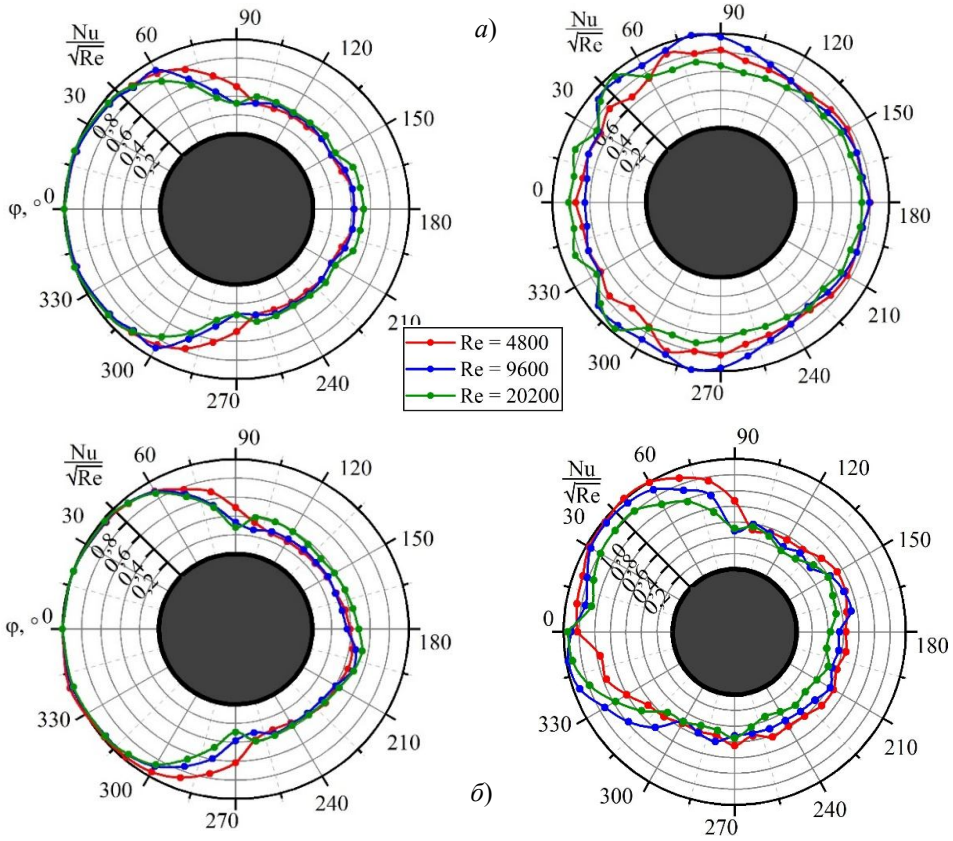


Рис. 2. Распределение местного числа Нуссельта по поверхности двух цилиндров при их обтекании в рядном (*а*) и шахматном (*б*) расположении

Литература

1. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Y., Mityakov A. V., Gusakov A. A., Zainullina E. R., Grekov M. A., Seroshtanov V. V., Bashkatov A., Babich A. Y., Pavlov A. V. Gradient heatmetry advances // Energies. 2020. Vol. 13 (23). P. 6194.

2. Зайнуллина Э. Р., Митяков В. Ю. Мониторинг теплообмена при конденсации методом градиентной теплометрии // Тепловые процессы в технике. 2023. Т. 15, № 7. С. 332–343.

3. Mityakov V., Seroshtanov V., Vlasov A. [et al.]. Heat transfer and air flow near a pair of circular cylinders // E3S Web of Conferences: Intern. Scientific Conf. on Energy, Environmental and Construction Engineering, EECE 2019, Saint-Petersburg, 19–20 ноября 2019 года. Vol. 140. Saint-Petersburg: EDP Sciences, 2019. P. 06012.

4. Seroshtanov V. V., Selezneva M. D., Maslov V. A., Gusakov A. A. Flow and heat transfer characteristics during the flow around tandem of circular cylinders // J. of Siberian Federal University. Mathematics and Physics. 2023. Vol. 16, No. 5. P. 628–638.

УДК 533.92:533.6.01

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ РАДИАЦИОННОГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТЬ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ

И. М. Козлов, Н. И. Мисюченко, Л. В. Рудак, Л. К. Станчиц, А. В. Тетерев

Белорусский государственный университет, г. Минск

Построена простая модель для расчета радиационных тепловых потоков на поверхность осесимметричного спускаемого аппарата, основанная на локальном термодинамическом равновесии. Оптические свойства газа могут быть заданы либо в сером приближении, когда коэффициенты поглощения усреднены по Планку, либо с помощью спектральных коэффициентов поглощения с учетом сильных спектральных линий. Приведены результаты моделирования, выполненные в двумерном приближении на прямоугольной пространственной сетке в цилиндрической системе координат по данным, полученным для различных углов входа в атмосферу Венеры со скоростью 12 км/с.

Ключевые слова: *радиационный поток, уравнение переноса, спускаемый аппарат, спектральные коэффициенты поглощения, атмосфера Венеры.*

Используем декартову систему координат (x, y, z), в которой ось x совпадает с осью симметрии цилиндрической системы координат и главной осью тела спускаемого аппарата (СА) и направлена по движению тела. Ось y совпадает с радиусом цилиндрической системы в плоскости расчетной 2D сетки. Ось z перпендикулярна осям x и y, образуя с ними правостороннюю систему (рис. 1). Расчет плотности потока излучения производится с помощью интегрирования стационарного кинетического уравнения переноса вдоль луча с последующим интегрированием по телесному углу в заданной точке поверхности СА скалярного произведения интенсивности излучения с нормалью к поверхности.

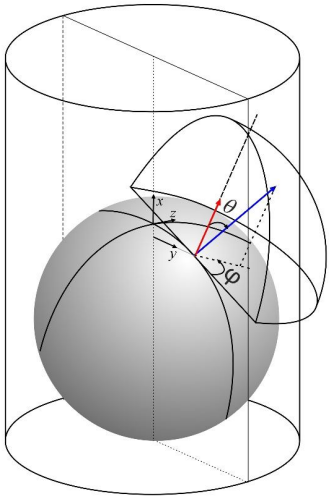


Рис. 1. Схема построения базовой системы лучей для случая сферического СА

Под базовой системой будем понимать систему нормалей, совпадающих с направлением лучей и для ее построения можно использовать сферические углы – азимутальный θ и полярный φ.

Базовая сетка нормалей для лучей имеет вид

$$n_x = cos(\theta_i),\ \ i = 1, \dots, N_\theta, \qquad \Delta\theta = \frac{\pi}{2 \cdot N_\theta},\ \theta_i = \left(i - \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta\theta,$$

$$n_y = sin(\theta_i) \cdot cos\left(\varphi_j\right),\ \ j = 1, \dots, N_\varphi, \qquad \Delta\varphi = \frac{\pi}{N_\varphi}, \qquad \varphi_j = \left(j - \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta\varphi,$$

$$N_z = sin(\theta_i) \cdot sin\left(\varphi_j\right),\ \ N_\varphi = 2N_\theta, \qquad \Delta\Omega_{ij} = sin(\theta_i) \cdot \Delta\theta \cdot \Delta\varphi.$$

Для того чтобы построить сетку нормалей лучей для произвольной точки выпуклой поверхности СА, необходимо повернуть базовую сетку нормалей лучей на угол ϕ от оси x в плоскости (x, y), где угол ϕ – это угол между осью x и нормалью $\overline{np}$, ортогональной к поверхности в заданной точке. Для каждого конкретного луча из системы лучей для заданной точки наблюдения на поверхности аппарата можно построить последовательность значений s_k, где $k = 0,1, \dots, M$, соответствующую последовательности точек пересечения луча с гра-

нями ячеек по мере возрастания расстояния от точки наблюдения и до границы расчетной области сетки. Очевидно, что по координатам точек на луче можно определить и последовательность пересекаемых ячеек, присвоив им номера, соответствующие номерам s_k, но где $k = 1,2,\dots,M$. Тогда получим для каждой ячейки из данной последовательности длину отрезка луча, проходящего через нее $\Delta s_k = s_k - s_{k-1}$. В этом случае вычисление интенсивности излучения в точке наблюдения для конкретного луча вычисляется по рекуррентной формуле в обратном направлении луча, начиная от границы расчетной области и заканчивая в начальной точке луча:

$$I_{k-1} = B_k + e^{-\tau_k}(I_k - B_k), \qquad k = M, M-1, \dots, 1, \qquad I_M = 0,$$

где B – функция излучения, определение которой зависит от спектральной модели вещества, $\tau_k = \kappa(T_k, \varrho_k)\Delta s_k$ – оптическая толщина для каждой ячейки из указанной последовательности. В программной реализации описываемой модели предусмотрены два подхода к описанию оптических свойств атмосферы:

1. Серое вещество, обладающее коэффициентом поглощения, не зависящим от энергии квантов. В этой модели используется планковское среднее спектрального коэффициента поглощения.

2. Вещество со спектральным коэффициентом поглощения, рассчитанным для реального состава заданной атмосферы в диапазоне до 20 эВ энергии квантов на 591 спектральных точках (рис. 2).

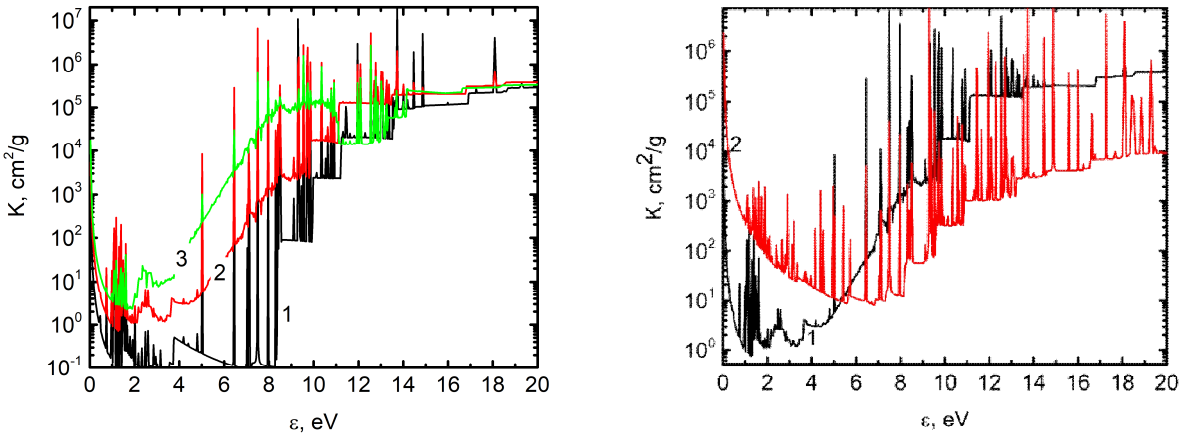


Рис. 2. Спектральные коэффициенты поглощения для атмосферы Венеры

На рис. 2 (слева) приведены зависимости спектральных коэффициентов поглощения для температуры 8000 К для трех значений плотности: 1 – ρ = $1.94\cdot10^{-6}$ кг/м^3, 2 – $1.94\cdot10^{-3}$, 3 – 1.94 в зависимости от энергии кванта, а на правом графике поведение коэффициентов поглощения от температуры: 1 – T = 8000 K, 2 – 20 000 для одной плотности ρ = $1.94\cdot10^{-3}$ кг/м^3.

Результирующая плотность потока энергии излучения S, падающего на поверхность аппарата, вычисляется путем интегрирования по телесному углу:

$$S = \int (\overline{np} \cdot \overline{ns}) \cdot I(\Omega)\mathrm{d}\Omega.$$

Благодаря симметрии система лучей выбрана так, что интегрирование производится либо по 1/4 сферы телесного угла для точек, не расположенных на оси, либо по 1/8 сферы телесного угла для осевых точек.

Для валидации реализованной модели было проведено сопоставление полученных по ней результатов с расчетными и экспериментальными данными по радиационным тепловым потокам на поверхность СА в атмосфере Земли, приведенными в [1], которое показало, учитывая ее простоту, вполне приемлемую точность.

На рис. 3 приведены результаты моделирования радиационных тепловых потоков на поверхность сферического СА радиусом 1.3 м в критической точке и в точке, расположенной в 30° центрального угла от нее, входящего в атмосферу Венеры под углами –7° и –12° со скоростью 12 км/с на высоте 120 км.

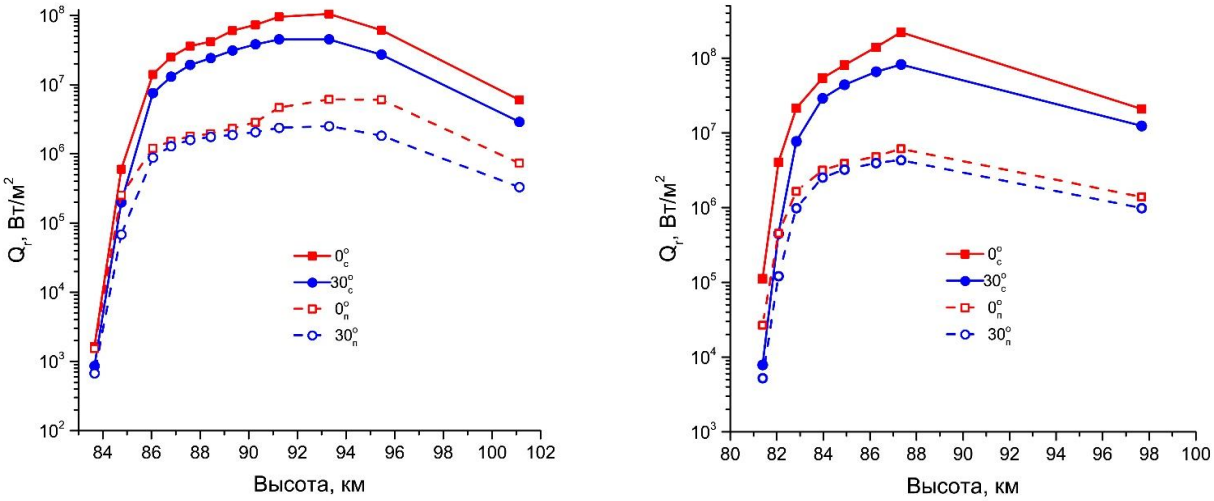


Рис. 3. Зависимость радиационных потоков от высоты

Под углом –7° расчет проведен для 12 точек траектории, при этом высота менялась от 101.13 км до 83.66 км, а скорость снижалась с 10.96 км/с до 5.15 км/с. Для –12° входа в атмосферу Венеры высота менялась от 87.34 км до 81.39 км, а скорость снижалась с 9.60 км/с до 5.58 км/с. Общим для обоих вариантов является завышение величины потоков в сером приближении, что в принципе очевидно. Что касается выбора оптимального угла входа, то необходимо проведение дополнительных исследований, поскольку если при меньшем угле максимальный поток несколько меньше, то время воздействия явно больше, и поэтому надо оценивать не только интегральный радиационный поток, но и учитывать конвективный поток. Для улучшения расчета последнего предполагается проводить его с использованием алгебраических моделей турбулентности [2].

Литература

1. Суржиков С. Т., Шувалов М. П. Анализ радиационно-конвективного нагрева четырех типов спускаемых космических аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15, вып. 4. С. 1–18.

2. Суржиков С. Т. Анализ экспериментальных данных по конвективному нагреву модели марсианского спускаемого аппарата с использованием алгебраических моделей турбулентности // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2019. № 6. С. 129–140.

УДК 614.841.12

ОЦЕНКА ПОВЕДЕНИЯ ОГНЕЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ В ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУР ОТ –162 °С ДО +1300 °С, ФОРМИРУЮЩЕГОСЯ ПРИ АВАРИЯХ С УЧАСТИЕМ СЖИЖЕННОГО ПРИРОДНОГО ГАЗА

П. С. Копылов[1], С. Н. Копылов[1,2], И. П. Елтышев[1], А. В. Пехотиков[1]

[1]Всероссийский НИИ противопожарной обороны МЧС России, г. Балашиха, Россия
[2]Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

Проанализированы сценарии развития аварийных ситуаций с участием сжиженного природного газа (СПГ). Показано, что единый стандартный метод испытаний на крио- и огнестойкость защитных покрытий, отражающий специфику аварий с участием СПГ, отсутствует, в существующих методах испытаний на криостойкость реализуются более жесткие условия, чем при воздействии СПГ, а испытания на огнестойкость проводятся при более низкой температуре, чем температура горения паров СПГ. Проведен теплофизический расчет поведения ряда защитных покрытий, нанесенных на стальную пластину, при воздействии температур – 176 °С и 1100 °С, – 162 °С и 1300 °С в условиях криокамеры и печи по критерию времени достижения пределов хрупкости и текучести.

Ключевые слова: *метан, сжиженный, газ, криозащита, огнезащита, покрытие, тепломассообмен.*

Ожидаемое увеличение производства сжиженного природного газа в России до 100–120 млн. тонн к 2035 г. [1] повысит риск развития аварийной ситуации, при которой строительные конструкции и оборудование на объектах с применением СПГ могут подвергнуться воздействию в широком диапазоне температур от –162 °С до 1300 °С (сжиженный природный газ является криогенной жидкостью с температурой кипения –162 °С, а при горении паров СПГ достигаются температуры до 1300 °С [2]).

Элементы строительных конструкций и производственного оборудования изготавливаются из углеродистой стали, которая при низких температурах становится хрупкой (условный предел хрупкости –45 °С [3]), а при высоких (500 °С [4, п. 5.4.8]) – текучей, и поэтому должна защищаться от воздействия внешних температур теплозащитным покрытием, способным сохранять целостность и теплоизолирующую способность в диапазоне воздействующих температур [5, 6].

В международной практике нет единого стандарта для проведения испытаний огнезащитных покрытий, применимых на объектах с обращением СПГ. Стойкость покрытий к криогенному воздействию исследуется в соответствии с методами, устанавливаемыми стандартом ИСО 20088–2016 [7–9] (криогенная жидкость – негорючий жидкий азот, точка кипения – 196 °С). При комбинированных испытаниях на крио- и огнезащиту за рубежом, как правило, применяется метод воздействия криогенной струи [9], затем образец подвергается испытаниям по методу воздействия струйной горелки [10], который по схеме проведения близок к [9]. В России стандартизованные методы подобных испытаний отсутствуют. Настоящая работа предпринята с целью дальнейшей разработки стандарта ЕАЭС, регламентирующего методы испытаний покрытий, обеспечивающих и крио- и огнезащиту.

Отсутствие единого стандарта для испытаний на крио- и огнезащиту создает неопределенность длительности паузы между окончанием криогенных испытаний и началом огневого воздействия. Кроме того, при струйном воздействии азотом температура на поверхности образца стабилизируется на отметке –176 °С [5], что существенно ниже, чем при воздействии СПГ. Методы в [7–10] основаны на воздействии струй, при которых невозможно достичь стабильности температуры воздействия на испытываемый образец, и возникает сильная неоднородность условий [11]. При испытаниях по стандартам [10, 12] реализуются температуры не выше 1100 °С [13, 14], что значительно ниже, чем максимальная температура при горении

СПГ. В настоящей работе предпринимается попытка расчетным путем оценить поведение различных огнезащитных покрытий в условиях воздействия на них температурного диапазона от –162 °С до 1300 °С: синтактической пены на эпоксидной основе толщиной $\delta = 34 \cdot 10^{-3}$ м [6], дуплексного покрытия (криозащитный нижний слой $\delta_1 = 30 \cdot 10^{-3}$ м и огнезащитный верхний $\delta_2 = 4 \cdot 10^{-3}$ м) и вспучивающегося покрытия $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$ м.

В ходе расчета определялось время наступления критических температур τ для стальной пластины толщиной 36 мм с покрытием, исходя из значений действующих на нее тепловых потоков при конвекции, теплопроводности, излучения:

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(T_0 - T_{ж}), \tag{1}$$

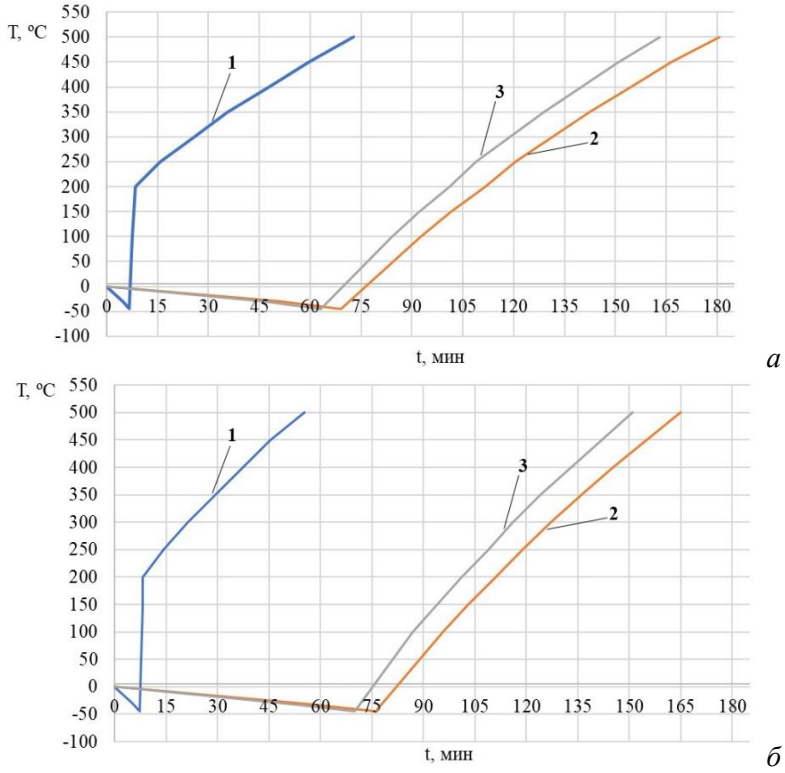
$$q = \alpha(T - T_{ж}), \tag{2}$$

$$q = \varepsilon\sigma_0\left(T_{ж}{}^4 - T_0{}^4\right), \tag{3}$$

$$\tau = \frac{\mathrm{Fo}\delta^2}{\mathrm{a}}, \tag{4}$$

где q – тепловой поток, λ – коэффициент теплопроводности, δ – толщина пластины (слоя покрытия), T_0 – начальная температура, $T_ж$ – температура воздействия, α – коэффициент теплоотдачи, ε – степень черноты обменивающейся излучением системы, σ_0 – постоянная Стефана–Больцмана, Fo – число Фурье, a – температуропроводность.

Результаты расчета представлены на рисунке.



Результаты расчета изменений температуры на стальной пластине с огнезащитными покрытиями при воздействии температурного диапазона от –176 °С до 1100 °С (*а*) и от –162 °С до 1300 °С (*б*): 1 – вспучивающееся покрытие, 2 – покрытие синтактической пеной, 3 – дуплексное покрытие

Для определения времени нахождения образца на открытом воздухе (20 °С) после криогенного воздействия по формулам (2) и (4) рассчитано время прогрева стальной пластины от –45 до 0 °С. Среднее время прогрева стальной пластины с различными защитными по-

крытиями 178 мин, промежуток времени между крио- и огневым испытанием может составлять до 30 мин.

Расчетные данные демонстрируют хорошую сходимость с результатами экспериментов при температурах –176 °С и 1100 °С [5, 13, 14], оказываясь несколько ниже экспериментальных вследствие меньших размеров расчетного образца по сравнению с использовавшимся в опытах. Из них следует, что синтактическая пена и дуплексное покрытие способны выдерживать воздействие температур –162 °С и 1300 °С в течение больших промежутков времени, а вспучивающееся огнезащитное покрытие неэффективно при низких температурах. Увеличение максимальной температуры огневого воздействия до 1300 °С приводит к существенному уменьшению времени достижения предела текучести стали, а повышение криогенной температуры до –162 °С сказывается на времени достижения образцом предела хрупкости незначительно.

Литература

1. Baranov A. Yu., Sokolova E. V., Ivanov L. V., Ikonnikova A. Yu. Prospects for the development of LNG technologies in the Russian Federation // J. of Int. Academy of Refrigeration. 2023. No. 1. P. 23–34.

2. Архипова Н. В. Аналитический обзор аварий с пожарами аварий с пожарами и взрывами на объектах с обращением сжиженного природного газа // Вестник науки. 2023. Т. 4, № 6. С. 1041–1046.

3. Муханов К. К. Проектирование стальных конструкций. М.: Государственное издательство по строительству и архитектуре. 1956. – 376 с.

4. ГОСТ Р 53295-2009 Средства огнезащиты для стальных конструкций. Общие технические требования. Метод определения огнезащитной эффективности.

5. Mikalsen R. F., Glansberg K., Wormdahl E. D., Stolen R. Jet fires and criogenic spills: how to document extreme industrial incidents // Sixth Magdeburg Fire and Explosion Days (MBE2019) conference proceedings. Magdeburg, 2019. P. 1–6.

6. Suardin J. A., Qi R., Cormier B. R., Rana M. A., Zhang Y., Mannan S. Application of fire suppression materials on suppression of LNG pool fires // J. of Loss Prevention in the Process Industries. 2011. Vol. 24, No. 1. P. 63–75.

7. ISO 20088-1: 2016 Determination of the resistance to cryogenic spillage of insulation materials. Part 1: Liquid phase.

8. ISO 20088-2: 2020 Determination of the resistance to cryogenic spillage of insulation materials. Part 2: Vapour phase.

9. ISO 20088-3: 2018 Determination of the resistance to cryogenic spillage of insulation materials. Part 3: Jet release.

10. ISO 22899-1: 2021 Determination of the resistance to jet fires of passive fire protection materials Part 1: General requirements.

11. Bradley I., Willoughby D., Royle M. A review of the applicability of the jet fire resistance test of passive fire protection materials to a range of release scenarios // Process Safety and Environmental Protection. 2019. Vol. 122. P. 185–191.

12. ГОСТ Р ЕН 1362-2-2014 Конструкции строительные. Испытания на огнестойкость. Часть 2 Альтернативные и дополнительные методы.

13. Stolen R., Mikalsen R., Glansberg K. Heat flux in jet fires, unified method for measuring the heat flux levels of jet fires // Nordic Fire & Safety Days, Book of Abstracts. Trondheim, 2018. P. 21.

14. Gravit M., Klementev B., Shabunina D. Fire Protection of steel structures with epoxy coatings under cryogenic exposure // Buildings. 2021. Vol. 11, No. 11. P. 537.

УДК 533.15:536.25

ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗВИТИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ, ВЫЗВАННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ТРОЙНЫХ ГАЗОВЫХ СИСТЕМ С ДВУОКИСЬЮ УГЛЕРОДА

В. Н. Коссов[1], О. В. Федоренко[2], В. Мукамеденкызы[2], Т. Сейдаз[1]

[1]Казахский национальный педагогический университет имени Абая, г. Алматы, Казахстан
[2]Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

Проведено численное моделирование образования конвективных структур в трехкомпонентных газовых смесях, содержащих двуокись углерода. Получены распределения концентраций, давления и кинетической энергии по длине диффузионного канала. Определены времена, при которых в системе образуются конвективные структуры.

Ключевые слова: *диффузия, конвекция, неустойчивость.*

Для определенных условий, когда такие физико-химические свойства как плотность, скорость диффузии имеют зависимость от концентрации и температуры, в системе могут возникать конвективные движения, оказывающие действие на парциальный тепломассоперенос [1]. При этом генерация конвективного течения в поле силы тяжести связана с распределением плотности исследуемой смеси в полости заданной геометрии. Для изначально неустойчивой стратификации системы по плотности реализуется конвекция Рэлея–Тейлора, которая в силу большого числа научных и технологических приложений была предметом детальных исследований [2–4]. Противоположное направление градиента плотности смеси, предполагающее устойчивую стратифицированность по плотности исследуемой системы, до недавних пор не связывалось с реализацией в таких системах конвективных механизмов. В бинарных газовых смесях это условие определяет диффузионный механизм переноса вещества. Измеренные при этих условиях диффузионные (термодиффузионные) характеристики [5] удовлетворительно согласуются с вычисленными в рамках кинетических представлений [6]. Однако добавление третьего (и более) компонентов в исследуемую смесь может привести к возникновению новых особенностей парциального переноса. Одной из таких особенностей является эффект преимущественного переноса определенного компонента смеси. Этот эффект характеризуется возникновением конвективных течений, приводящих к синергетическому росту интенсивности массопереноса, как правило, самого тяжелого по плотности компонента смеси [7]. С практической точки зрения указанный эффект может быть использован при очистке отработанных газовых смесей от экологически опасных компонентов, в частности от углекислого газа [7]. Для реализации этого метода очистки необходимо знание условий, при которых в системе реализуется приоритетный перенос двуокиси углерода. Параметры, определяющие кинетический переход от диффузионного смешения к конвективному, возможно получить в рамках теории устойчивости [2, 8], распространенной на случай изотермической тройной газовой смеси. Однако этот подход не позволяет рассмотреть процесс образования конвективных структур во времени. Для рассмотрения динамики процесса возможно использование методов численного моделирования.

В данной работе проведено численное моделирование возникновения и динамики развития конвективных течений в трехкомпонентных газовых смесях, где одним из компонентов является двуокись углерода.

Возникновение конвективных течений в трехкомпонентных газовых смесях может быть описано системой уравнений, состоящей из уравнений Навье–Стокса, сохранения числа частиц смеси и компонентов.

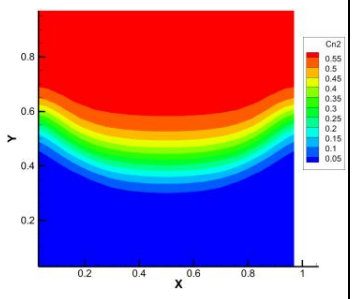
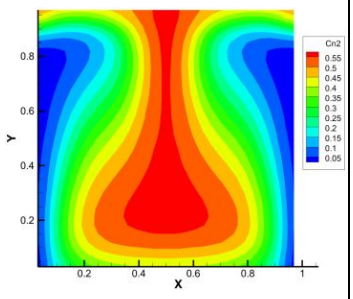
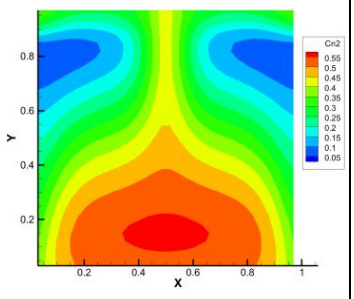
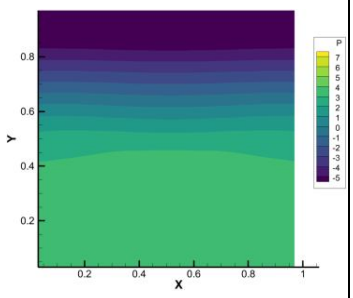
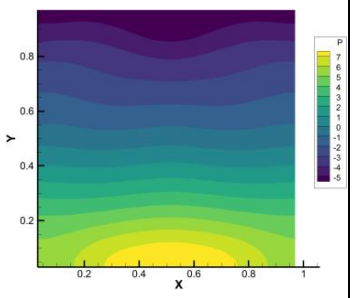
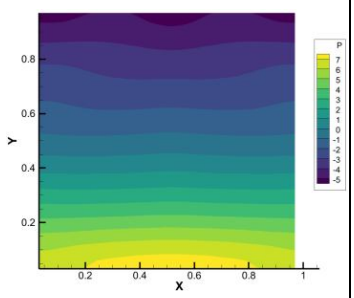
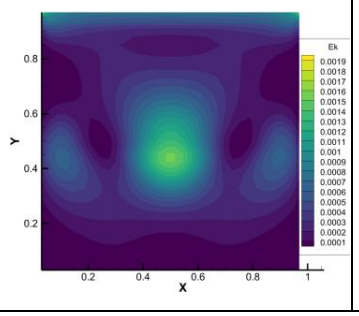
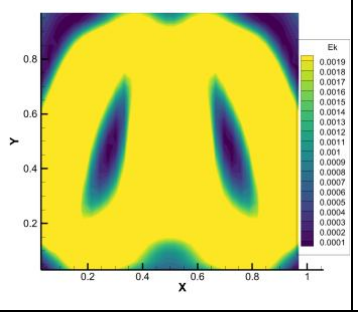
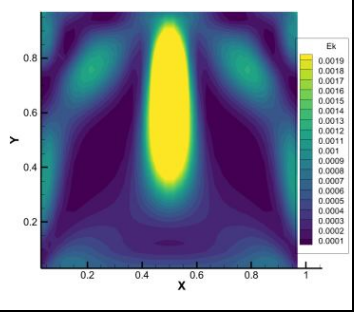
Применение метода малых возмущений к указанной системе уравнений позволяет получить систему уравнений для возмущенных величин, которая в дальнейшем при соответствующем выборе масштабов единиц измерения записывается в безразмерных величинах. Для численного решения полученной системы уравнений используется схема расщепления по физическим параметрам [9]. Полный алгоритм численного решения приведен в работе [10].

В расчетах рассматривается двумерная область сечения цилиндрической области $H \times d$ в декартовой системе координат, где H – высота цилиндрического канала, а $d = 2r$ – диаметр. Для регистрации изоконцентрационных линий, распределений давления и кинетической энергии, характеризующих возникновение и развитие конвекции, расчеты проводились в безразмерной сетке с размерами 128×128.

Численное моделирование проводилось для следующих газовых смесей: $0.44He + 0.56CO_2 - N_2$, $0.55N_2 + 0.45CO_2 - Ar$, $0.212C_3H_8 + 0.788CO_2 - N_2O$, экспериментально исследованных в [11], и $0.4163H_2 + 0.5837CO_2 - N_2$, изученной экспериментально в [12].

В таблице приведены результаты расчета динамики развития конвективных течений для системы $0.44He + 0.56CO_2 - N_2$ при следующих условиях: $p = 1.5$ MPa, $T = 298.0$ K, $L = 64 \cdot 10^{-3}$ м, $r = 2 \cdot 10^{-3}$ м.

Распределения концентрации CO_2, давления и кинетической энергии для системы $0.44He + 0.56CO_2 - N_2$

Параметр	$t_3 = 0.79$ с	$t_5 = 1.90$ с	$t_6 = 2.42$ с
Концентрация			
Давление			
Кинетическая энергия			

Для рассматриваемой системы в моменты времени $t_1 = 0.33$ с и $t_2 = 0.59$ с (в таблице не приведены) наблюдается слабая нелинейность изоконцентрационных линий, распределение давления аналогично моменту времени $t_3 = 0.79$ с. В распределении кинетической энергии в момент времени $t_1 = 0.33$ с начинает формироваться область, которая ко времени $t_3 = 0.79$ с имеет максимальное значение энергии в центре. В момент времени $t_4 = 1.44$ с в распределении концентрации начивает формироваться капля, а распределения давления и кинетической энергии аналогичны моменту времени $t_5 = 1.90$ с, но с меньшими значениями. В момент времени $t_5 = 1.90$ с в распределении концентрации сформированная капля имеет тенденцию к отрыву, в распределении давления формируется область повышенного давления, а в распределении кинетической энергии формируется область с максимальным значением энергии, внутри которой наблюдаются области с низким значеним энергии. При достижении момента времени $t_6 = 2.42$ с в распределении концентрации наблюдается отрыв капли, характеризующийся макмимальными значениями давления и кинетической энергии по объему капли.

Аналогичные расчеты были проведены и для систем $0.212C_3H_8 + 0.788CO_2 – N_2O$, $0.4163H_2 + 0.5837CO_2 – N_2$. Для системы $0.4163H_2 + 0.5837CO_2 – N_2$ формирование капли наблюдается в момент времени $t_4 = 1.45$ с, а для системы $0.212C_3H_8 + 0.788CO_2 – N_2O$ капля формируется в момент времени $t_4 = 6.18$ с. Как показали эксперименты, система $0.55N_2 + +0.45CO_2 – Ar$ является диффузионно устойчивой. Расчеты, проведенные для этой системы, не показали искривления изоконцентрационных линий и каких-либо особенностей в распределениях давления и кинетической энергии.

Таким образом, проведенные численные расчеты позволили проследить динамику развития конвективных течений в системах, содержащих двуокись углерода, а также оценить время возникновения конвективных течений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (проект AP14870237).

Литература

1. Drazin P. J., Reid W. H. Hydromagnetic stability. Cambridge: Cambridge University Press, 2004. – 607 p.

2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. – 392 с.

3. Lyubimova T., Vorobev A., Prokopev S. Rayleigh-Taylor instability of a miscible interface in a confined domain // Phys. Fluids. 2019. Vol. 31, No. 1. P. 014104.

4. Banerjee A. Rayleigh–Taylor instability: a status review of experimental designs and measurement diagnostics // J. Fluids Eng. 2020. Vol. 142, No. 12. P. 120801.

5. Nezovitina N. A., Bogatyrev A. F., Makeenkova O. A. Dependence of the thermodiffusion constant of a mixture of two gases on the addition of a third gas to it // J. Eng. Phys. Thermophys. 2016. Vol. 89, No. 3. P. 733–740.

6. Bird R. B., Stewart W. E., Lightfoot E. N. Transport Phenomena. Revised Second edition. New York: John Wiley & Sons, 2007. – 522 p.

7. Косов В. Н., Кульжанов Д. У., Жаврин Ю. И., Красиков С. А., Федоренко О. В. Особенности разделения углеводородных изотермических газовых смесей при конвективной диффузии. Алматы: MV-Принт, 2014. – 144 с.

8. Nield D. A., Bejan A. Convection in Porous Media. New York: Springer, 2006. – 654 p.

9. Navon M. Pent: a periodic penta-diagonal system solver // Commun. Appl. Num. Meth. 1987. Vol. 3, No. 1. P. 63–69.

10. Косов В. Н., Федоренко О. В., Жакебаев Д. Б., Кизбаев А. П. Особенности возникновения структурированных формирований на границе смены режимов «диффузия – концен-

трационная конвекция» при изотермическом смешении бинарной смеси, в равной степени разбавленной третьим компонентом // ТиА. 2019. Т. 26, № 1. С. 31–40.

11. Kossov V., Fedorenko O., Asembaeva M., Mukamedenkyzy V., Moldabekova M. Intensification of the separation of ternary gas mixtures containing carbon dioxide // Chem. Eng. Tech. 2021. Vol. 44, No. 11. P. 2034–2040.

12. Kossov V., Fedorenko O., Kalimov A., Zhussanbayeva A. Diffusion mechanisms for the occurrence of the instability of mechanical equilibrium of a ternary gas mixture containing carbon dioxide // Fluids. 2021. Vol. 6. P. 177.

УДК 536.2

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД ВОЗМУЩЕНИЙ: ТЕПЛОПЕРЕНОС В РЕБРЕ ПРИ ТЕПЛООБМЕНЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. А. Кот

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
valery.kot@hmti.ac.by

Работа посвящена описанию нового метода возмущений. В ней удалось «расщепить нелинейный оператор дифференциального уравнения и получить гораздо более точное начальное приближение по сравнению с методом гомотопических возмущений Хе (HPM). На примере решения сильно нелинейной задачи о теплопереносе в ребре при теплообмене излучением продемонстрировано существенное превосходство предложенного нового подхода по сравнению с HPM и методом гомотопического анализа Ляо (HAM).

Ключевые слова: *метод гомотопических возмущений Хе, метод гомотопического анализа Ляо, модифицированный метод возмущений, теплообмен излучением.*

Большинство научных проблем и явлений по своей сути являются нелинейными и описываются нелинейными уравнениями. Среди множества аналитических методов особое место занимают методы возмущений [1–3]. С их помощью выявлено множество очень важных свойств и нелинейных явлений. Отметим, что методы сингулярных возмущений относятся к одним из десяти лучших достижений теоретической и прикладной механики XX века [4]. Методы возмущений остаются краеугольным камнем прикладной математики. Данные методы основаны на существовании малых или больших параметров и используют возмущающие величины для преобразования нелинейной задачи в бесконечное число линейных подзадач. Однако величина возмущения способна наложить весьма серьезные ограничения: аппроксимации применимы в основном для задач со слабой нелинейностью.

В настоящей работе предложена модификация классического метода возмущений посредством «расщепления» нелинейного оператора $N(u)$ дифференциального уравнения

$$A(u) - f(r) = L(u) + N(u) - f(r) = 0, \qquad r \in \Omega, \tag{1}$$

где $L(\cdot)$ – линейная часть оператора $A(\cdot)$. Уравнения (1) преобразуется к новому виду

$$L(v) + \tilde{L}(v) + \tilde{N}(v) - f(r) = 0, \qquad r \in \Omega, \tag{2}$$

где $v(r)$ – функция, линейно связанная с $u(r)$, $\tilde{L}(\cdot)$ – дополнительный линейный оператор. Данный метод (Modified Perturbation Method – MPM) будет нами изложен на примере рассмотрения сильно нелинейной задачи теплопереноса в излучающем ребре.

Постановка и точное решение задачи. Будем рассматривать установившийся теплоперенос в тонком прямоугольном ребре, излучающем в свободное (космическое) пространство радиационным механизмом. Эту задачу, в частности, решали Ганджи [5] и Аббасбанди [6] с помощью PM, HPM и HAM соответственно. Рассмотрим прямоугольное ребро с площадью поперечного сечения A_c, периметром P, длиной L, с теплопроводностью λ и излучательной способностью E. Допустим, что основание ребра поддерживается при более высокой температуре T_b, причем ребро отдает тепловую энергию в пространство в режиме излучения. Тогда приходим к задаче, описываемой сильно нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка [7]

$$\frac{d}{dX}\left(A_c \lambda \frac{dT}{dX} \right) = P\sigma E\left(T^4 - T_s^4 \right),$$
$$\frac{dT(0)}{dX} = 0, \qquad T(L) = T_b. \tag{3}$$

Заменяя космическую температуру T_s абсолютной нулевой температурой $T_s = 0$ [5–7] и используя безразмерные параметры

$$\theta = \frac{T}{T_b}, \qquad x = \frac{X}{L}, \qquad \varepsilon = \frac{E\,\sigma\,P\,T_b^3 L^2}{\lambda A_c}, \tag{4}$$

из (3) получаем

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} = \varepsilon\theta^4, \qquad \frac{d\theta(0)}{dx} = 0, \quad \theta(1) = 1. \tag{5}$$

В работе [7] получено в неявной форме точное решение задачи (5):

$$\sqrt{\frac{5}{2\varepsilon\left(\theta^5 - \theta_0^5\right)}}\,\theta\sqrt{1 - \frac{\theta^5}{\theta_0^5}}\,HG_2F_1\left[\frac{1}{5}, \frac{1}{2}, \frac{6}{5}, \frac{\theta^5}{\theta_0^5}\right] - i\sqrt{\frac{5\pi}{2\varepsilon}}\,\frac{1}{\theta_0^{3/2}}\,\frac{\Gamma\left[\frac{6}{5}\right]}{\Gamma\left[\frac{7}{10}\right]} = x\,. \tag{6}$$

Неизвестный параметр θ_0 рассчитывается как решение нелинейного трансцендентного уравнения, вытекающего из (6) при удовлетворении граничному условию $\theta(1) = 1$, где $\Gamma[z]$ и $HG_2F_1\left[a,b,c,z\right]$ – функция Гаусса и гипергеометрическая функция Гаусса соответственно:

$$\Gamma[z] = \int_0^\infty t^{z-1}\mathrm{e}^{-t}dt,$$
$$HG_2F_1\left[a,b,c,z\right] = \frac{\Gamma[c]}{\Gamma[b]\Gamma[c-b]}\int_0^1 t^{b-1}(1-t)^{c-b-1}(1-tz)^{-a}dt.$$

РМ. Для малых ε, предположив регулярное разложение искомой функции θ по возмущениям, вычислим первые три члена такого разложения. Запишем [5]

$$\theta \approx \theta_0 + \varepsilon\theta_1 + \varepsilon^2\theta_2\,. \tag{7}$$

Подстановка (7) в (5) с выделением членов с одинаковыми степенями ε дает

$$\varepsilon^0: \quad \frac{d^2\theta_0}{dx^2} = 0, \qquad \frac{d\theta_0(0)}{dx} = 0, \qquad \theta_0(1) = 1, \tag{8}$$
$$\varepsilon^1: \quad \frac{d^2\theta_1}{dx^2} - \theta_0^4 = 0, \qquad \frac{d\theta_1(0)}{dx} = 0, \qquad \theta_1(1) = 0, \tag{9}$$
$$\varepsilon^2: \quad \frac{d^2\theta_2}{dx^2} - 4\theta_1\theta_0^3 = 0, \qquad \frac{d\theta_2(0)}{dx} = 0, \qquad \theta_2(1) = 0. \tag{10}$$

Запишем решения уравнений (8)–(10):

$$\theta_0 = 1, \qquad \theta_1 = \frac{x^2}{2} - \frac{1}{2}, \qquad \theta_2 = \frac{1}{6}\left(x^4 - 6x^2 + 5\right). \tag{11}$$

Объединяя решения (11) согласно (7), получаем [5]

$$\theta_{\text{РМ}} \cong 1+\frac{\varepsilon}{2}\left(x^2-1\right)+\frac{\varepsilon^2}{6}\left(x^4-6x^2+5\right). \tag{12}$$

Точно такое же решение задачи (12) дает НРМ [5, 6].

НАМ. Аббасбанди [6] получил приближенное решение задачи на основе НАМ. (С целью сокращения материала описание данного метода мы опускаем.) Для второго приближения получена следующая формула:

$$\theta_{\text{НАМ}} \cong 1-\frac{\varepsilon}{2}h\left(x^2-1\right)-\frac{\varepsilon}{2}h\left(1+h\right)\left(x^2-1\right)+\frac{\varepsilon^2}{6}h^2\left(x^4-6x^2+5\right). \tag{13}$$

МРМ. С учетом граничного условия $\theta(1)=1$ запишем функцию $\theta(x)$ в виде

$$\theta(x)=\omega(x)+\theta(1)=\omega(x)+1. \tag{14}$$

Из (5) и (14) получаем

$$\begin{gathered}\frac{d^2\omega}{dx^2}=\varepsilon(1+\omega)^4,\\ \frac{d\omega(0)}{dx}=0, \qquad \omega(1)=0.\end{gathered} \tag{15}$$

Согласно РМ функцию ω представим как

$$\omega \cong \omega_0+\varepsilon\,\omega_1+\varepsilon^2\,\omega_2. \tag{16}$$

Следуя РМ и группируя члены разложения с одинаковыми степеням ε^k, имеем

$$\varepsilon^0: \quad \frac{d^2\omega_0}{dx^2}=0, \qquad \frac{d\omega_0(0)}{dx}=0, \quad \omega_0(1)=0, \tag{17}$$

$$\varepsilon^1: \quad \frac{d^2\omega_1}{dx^2}=1+4\omega_0+6{\omega_0}^2+4{\omega_0}^3+{\omega_0}^4, \qquad \frac{d\omega_1(0)}{dx}=0, \quad \omega_1(1)=0, \tag{18}$$

$$\varepsilon^2: \quad \frac{d^2\omega_2}{dx^2}=\left(4+12\,\omega_0+12\,{\omega_0}^2+4\,{\omega_0}^3\right)\omega_1, \qquad \frac{d\omega_2(0)}{dx}=0, \quad \omega_2(1)=0. \tag{19}$$

Как видим, благодаря преобразованию (14), (15) мы получили не только линейное уравнение (17), но и два новых уравнения, которые вытекают из (17) и (18):

$$\left\{\varepsilon^0,\varepsilon^1\right\}: \quad \frac{d^2\omega_0}{dx^2}-\varepsilon=0, \qquad \frac{d\omega_0(0)}{dx}=0, \quad \omega_0(1)=0, \tag{20}$$

$$\left\{\varepsilon^0,\varepsilon^1\right\}: \quad \frac{d^2\omega_0}{dx^2}-\varepsilon\left(4\,\omega_0+1\right)=0, \qquad \frac{d\omega_0(0)}{dx}=0, \quad \omega_0(1)=0. \tag{21}$$

Если остановиться на варианте (21), то вместо (17)–(19) имеем

$$\left\{\varepsilon^0,\,\varepsilon^1\right\}: \quad \frac{d^2\omega_0}{dx^2}-\varepsilon\left(4\,\omega_0+1\right)=0, \qquad \frac{d\omega_0(0)}{dx}=0, \quad \omega_0(1)=0, \tag{22}$$

$$\varepsilon^1: \quad \frac{d^2\omega_1}{dx^2}=6{\omega_0}^2+4{\omega_0}^3+{\omega_0}^4, \qquad \frac{d\omega_1(0)}{dx}=0, \quad \omega_1(1)=0, \tag{23}$$

$$\varepsilon^2: \quad \frac{d^2\omega_2}{dx^2} = \left(4 + 12\,\omega_0 + 12\,{\omega_0}^2 + 4\,{\omega_0}^3\right)\omega_1, \qquad \frac{d\omega_2(0)}{dx} = 0, \quad \omega_2(1) = 0\,. \tag{24}$$

Решение дифференциального уравнения (22) следующее:

$$\omega_0(x) = \frac{e^{2\sqrt{s}(1-x)} + e^{2\sqrt{s}(1+x)} - e^{4\sqrt{s}} - 1}{4\left(1 + e^{4\sqrt{s}}\right)} \quad \Rightarrow \quad \omega_0(x) = \frac{1}{4}\frac{\mathrm{ch}\left(2\sqrt{\varepsilon}\,x\right)}{\mathrm{ch}\left(2\sqrt{\varepsilon}\right)} - \frac{1}{4}. \tag{25}$$

Тогда согласно (14) получаем решение задачи в нулевом приближении

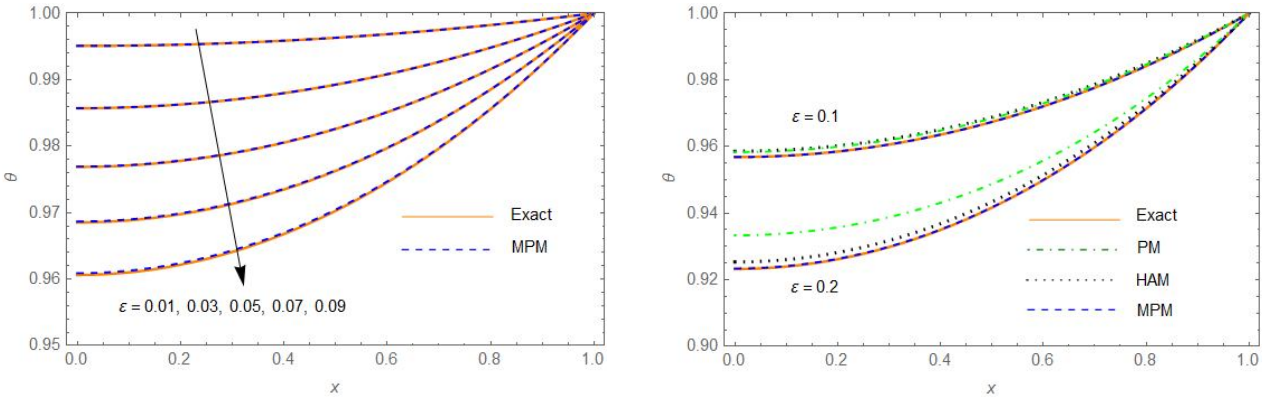
$$\theta(x) \cong \theta_0(x) = \frac{3}{4} + \frac{1}{4}\frac{\mathrm{ch}\left(2\sqrt{\varepsilon}\,x\right)}{\mathrm{ch}\left(2\sqrt{\varepsilon}\right)} \quad \Rightarrow \quad \theta_0(x) \cong \frac{3}{4} + \mathrm{sech}\left(2\sqrt{s}\right)\left(\frac{1}{4} + \frac{\varepsilon}{2}x^2 + \frac{\varepsilon^2}{6}x^4\right). \tag{26}$$

Формулы (26) достаточно хорошо описывают распределение температуры в ребре при малых значениях параметра ε (рисунок, *а*). Из (23) и (24) приходим к решению задачи во втором приближении, причем разложим $\theta_0(x)$, $\theta_1(x)$ и $\theta_2(x)$ в ряд Тейлора с сохранением первых трех ненулевых членов ряда. В частности, при $\varepsilon = 0.1$ и $\varepsilon = 0.2$ получаем

$$\varepsilon = 0.1: \quad \theta(x) \cong 0.956828 + 0.0418988\,x^2 + 0.00122527\,x^4, \tag{27}$$

$$\varepsilon = 0.2: \quad \theta(x) \cong 0.923382 + 0.0725001\,x^2 + 0.00383844\,x^4. \tag{28}$$

Рассчитанные температурные профили на основе (27), (28), точного решения (6), а также РМ (12) и НАМ (13) представлены на рисунке, *б*. Отмечаем практически полное слияние графиков для точного решения (6) и МРМ. По сравнению с РМ (НРМ) и НАМ мы можем констатировать очень существенный выигрыш в точности аппроксимационного решения.



а *б*

Температурные профили для точного решения и решения (26) в нулевом приближении (*а*) и температурные профили во втором приближении согласно разным методам (*б*)

Литература

1. Murdock J. A. Perturbations: Theory and Methods. New York: John Wiley & Sons, 1991.
2. Nayfeh A. H. Perturbation Methods. New York: John Wiley & Sons, 2000.
3. Von Dyke M. Perturbation Methods in Fluid Mechanics. California: The Parabolic Press, Stanford, 1975.
4. Dai S. Q. et al. Top 10 progress of theoretical and applied mechanics in the 20th century // Advances in Mechanics. 2001. Vol. 31, No. 3. P. 322–326.

5. Ganji D. D. The application of He's homotopy perturbation method to nonlinear equations arising in heat transfer // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 355. P. 337–341.

6. Abbasbandy S. The application of homotopy analysis method to nonlinear equations arising in heat transfer // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 360. P. 109–113.

7. Danish M., Kumar Sh., Kumar S. Exact analytical solutions of three nonlinear heat transfer models // Proceed. of the World Congress on Engineering, 2011. London: WCE. 2011. Vol. 3.

УДК 536.2

МЕТОД КОМБИНИРОВАННОЙ РАЦИОНАЛЬНОЙ АППРОКСИМАЦИИ В РЕШЕНИИ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ ТЕПЛОПЕРЕНОСА

В. А. Кот

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
valery.kot@hmti.ac.by

Работа посвящена описанию нового приближенного метода, основанного на комбинированной рациональной аппроксимации. В качестве примера рассмотрена задача нелинейной теплопроводности в пластине. Показано существенное превосходство в точности аппроксимации предложенного нового подхода по сравнению с широко распространенным и популярным методом гомотопического возмущения.

Ключевые слова: *рациональная аппроксимация Паде, нелинейный теплоперенос, метод гомотопического возмущения, метод комбинированной рациональной аппроксимации.*

Большинство металлических материалов имеют переменные термические свойства, обычно зависящие от температуры, поэтому основные уравнения, описывающие распределение температуры в таких материалах, являются нелинейными. Точные аналитические решения таких нелинейных задач в целом недоступны, а потому для таких задач применяют различные методы аппроксимации: метод возмущений (PM) [1, 2], метод гомотопических возмущений (HPM) [3–5], что позволяет аппроксимировать решения в виде ряда. Однако эти методы имеют тот недостаток, что решение ряда не всегда сходится к решению задачи и порой дает крайне неточные результаты. В настоящей работе представлен новый метод комбинированной рациональной аппроксимации (Method of Combined Rational Approximation – MCRA), который может быть применен в решении нелинейных задач теплопереноса, причем в гораздо более широком классе нелинейных задач по сравнению с известными приближенными методами PM, HPM, ADM и др.

Рассмотрим теплопередачу в пластине толщиной L с теплопроводностью $\lambda = \lambda(T)$. Пусть обе поверхности пластины поддерживаются при температурах T_1 и T_2, причем $T_1 > T_2$. Уравнение, описывающее распределение температуры в пластине, имеет вид [6]

$$\frac{d}{dX}\left(\lambda(T)\frac{dT}{dX}\right)=0, \quad X\in[0,L], \qquad T(0)=T_1, \quad T(L)=T_2. \tag{1}$$

Предположим, что $\lambda = \lambda_2\left[1+\eta\left(T-T_2\right)\right]$, где η – константа, λ_2 – теплопроводность при температуре T_2. С введением безразмерных величин

$$\theta=\frac{T-T_2}{T_1-T_2}, \quad x=\frac{X}{L}, \quad \varepsilon=\eta\left(T_1-T_2\right)=\frac{\lambda_1-\lambda_2}{\lambda_2},$$

где λ_1 – теплопроводность при температуре T_1, задача принимает вид

$$\frac{d}{dx}\left((1+\varepsilon\theta)\frac{d\theta}{dx}\right)=0, \quad x\in[0,1], \qquad \theta(0)=1, \quad \theta(1)=0. \tag{2}$$

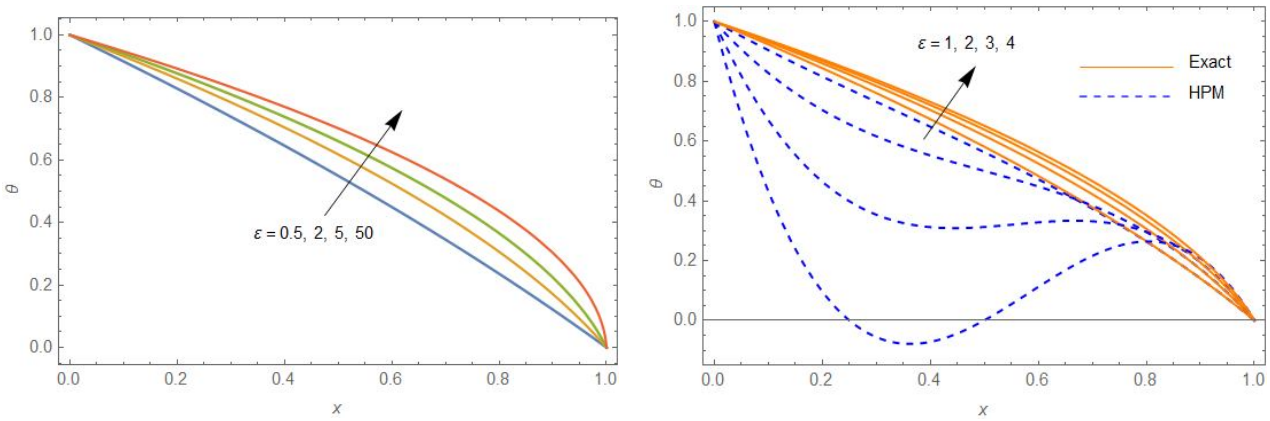
Известно точное решение данной задачи [7]:

$$\theta(x)=\frac{1}{\varepsilon}\left[\sqrt{(\varepsilon+1)^2-\varepsilon(\varepsilon+2)x}-1\right]. \tag{3}$$

Из (3) находим температурные градиенты в граничных точках:

$$\theta'(0)=-\frac{2+\varepsilon}{2(1+\varepsilon)},\qquad \theta'(1)=-1-\frac{\varepsilon}{2}. \tag{4}$$

Температурные кривые согласно (3) при разных значениях ε представлены на рис. 1, *а*.



а *б*

Рис. 1. Температурные профили точного решения (3) (*а*) и точного и приближенного решения HPM (*б*)

HPM. Согласно данному методу имеем [4]

$$H(v,p)=L(v)-L(\theta_0)+pL(\theta_0)+p\left[\varepsilon\theta\frac{d^2\theta}{dx^2}+\varepsilon\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2\right]=0,\quad p\in[0,1], \tag{5}$$

где $L(v)=\dfrac{d^2v}{dx^2}$, $L(\theta_0)=\dfrac{d^2\theta_0}{dx^2}$. Запишем решение согласно HPM во втором приближении [4]:

$$\theta\cong 1-x+\frac{\varepsilon}{2}\left(x-x^2\right)+\varepsilon^2\left(x^2-\frac{x^3}{2}-\frac{x}{2}\right). \tag{6}$$

Расчет на основе (6) показывает, что при $\varepsilon<1$ решение (6) является достаточно хорошим, в то же время при $\varepsilon>1$ приходим к крайне неточным результатам (рис. 1, *б*).

MCPA. Используется комбинация таких методов как HPM [4], TSS [8] и рациональная аппроксимация функций Паде [9, 10]. Метод включает несколько шагов (этапов).

Шаг 1. Используя HPM и решение в первом приближении

$$v=v_0+p\,v_1, \tag{7}$$

из (5) и (7) определяем первую производную $\theta'(1)$, т. е. в той точке $x=1$, где $\theta(1)=0$:

$$\theta'(1)=\omega=-1-\varepsilon/2.$$

Шаг 2. Применим метод TSS, основанный на разложении в ряд Тейлора в окрестности заданной точки. С этой целью запишем уравнение (2) в ином виде:

$$\frac{d^2\theta}{dx^2}=-\frac{\varepsilon}{(1+\varepsilon\theta)}\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2. \tag{8}$$

Применяя (8) в точке $x=1$ и далее последовательно дифференцируя (8), находим различные производные функции $\theta^{(n)}(1)$ ($n=1,2,3,\ldots$):

$$\theta^{(n)}(1)=(2n-3)!!\left(-\varepsilon\right)^{n-1}\omega^{n}=(2n-3)!!\left(-\varepsilon\right)^{n-1}\left(-1-\frac{\varepsilon}{2}\right)^{n}=-(2n-3)!!\varepsilon^{n-1}\left(1+\frac{\varepsilon}{2}\right)^{n}. \qquad (9)$$

Шаг 3. Запишем функцию $\theta(x)$ в виде

$$\theta(x)=\omega(x)+\theta(0)=\omega(x)+1 \quad\rightarrow\quad \omega(x)=\theta(x)-1, \qquad \omega(0)=0, \quad \omega(1)=-1. \qquad (10)$$

Уравнение (2) принимает вид

$$\frac{d}{dx}\left[\left((1+\varepsilon)+\varepsilon\,\omega\right)\frac{d\omega}{dx}\right]=0, \quad x\in\left[0,1\right], \qquad \omega(0)=0, \quad \omega(1)=-1. \qquad (11)$$

Для уравнения (11), следуя НРМ, получаем его гомотопическое разложение

$$\left(1+\varepsilon\right)v''-\left(1+\varepsilon\right)\omega_0''+p\left(1+\varepsilon\right)\omega_0''+p\varepsilon\left(v''+vv''+v'^{2}\right)=0. \qquad (12)$$

Подстановка (7) в (12) с учетом $\omega_0''=0$ и $\omega_0=-x$ дает уравнение

$$\left\{p^0,p^1\right\}: \quad (1+\varepsilon)\frac{d^2v_1}{dx^2}+\varepsilon\left(\frac{dv_0}{dx}\right)^2=0, \quad v_1(0)=0, \quad v_1(1)=0. \qquad (13)$$

Из (7) и (13) находим

$$\omega(x)=v_0+p\,v_1=-x+\frac{\varepsilon}{2(1+\varepsilon)}x(1-x) \quad\rightarrow\quad \theta(x)=1-x+\frac{\varepsilon}{2(1+\varepsilon)}x(1-x), \qquad (14)$$

что дает производную

$$\frac{d\theta(0)}{dx}=-\frac{2+\varepsilon}{2(1+\varepsilon)}. \qquad (15)$$

Шаг 4. Используя (9) с граничными условиями $\theta(0)=1$ и (21), разложим функцию $\theta(x)$ в ряд Тейлора в окрестности точки $x=1$, добавив два члена с коэффициентами C_1 и C_2:

$$\theta(x)=-\sum_{n=1}^{m}\frac{(2n-3)!!}{n!}\varepsilon^{n-1}\left(1+\frac{\varepsilon}{2}\right)^{n}\left(x-1\right)^{n}+C_1\left(x-1\right)^{m+1}+C_2\left(x-1\right)^{m+2}. \qquad (16)$$

Далее применим для ряда (16) рациональную аппроксимацию Паде [9]:

$$\theta_{\frac{m+3}{2},\frac{m+1}{2}}(x)=P_{\frac{m+3}{2}}(x,C_1,C_2)/Q_{\frac{m+1}{2}}(x,C_1,C_2). \qquad (17)$$

Из граничного условия $\theta(0)=1$ для (17) получаем уравнение

$$P_{\frac{m+3}{2}}(0,C_1,C_2)/Q_{\frac{m+1}{2}}(0,C_1,C_2)=1, \qquad (18)$$

позволяющее определить $C_2=C_2(C_1)$. Применив для (17) граничное условие (15), находим с учетом $C_2=C_2(C_1)$ коэффициент C_1, что дает в итоге окончательное решение задачи в виде

$$\theta_{\frac{m+3}{2},\frac{m+1}{2}}(x,\varepsilon)=P_{\frac{m+3}{2}}(x,\varepsilon)/Q_{\frac{m+1}{2}}(x,\varepsilon). \qquad (19)$$

Приближения для полиномов степени $N = 3$ и $N = 6$. Из (16) при $m = 1$ следует

$$\theta(x) \cong \omega(x-1) + C_1(x-1)^2 + C_2(x-1)^3 . \tag{20}$$

Применив для (20) аппроксимацию Паде вида $[2,1]$ и далее – граничное условие $\theta(0) = 1$, получаем алгебраическое уравнение, из которого находим $C_2 = C_2(C_1)$:

$$2C_1^2 + C_1\varepsilon + C_2\,\varepsilon = 0 \quad \rightarrow \quad C_2 = -C_1 - \frac{2}{\varepsilon}C_1^2 . \tag{21}$$

Из (18), (20) и (21) приходим уравнению, из которого находим второй коэффициент:

$$\frac{2\varepsilon C_1 + \varepsilon^2 + \varepsilon^3}{C_1(1+\varepsilon)} = 0 \quad \rightarrow \quad C_1 = -\frac{\varepsilon}{2}(1+\varepsilon) \quad \rightarrow \quad C_2 = -\frac{\varepsilon^2}{2}(1+\varepsilon) . \tag{22}$$

Подстановка в (19) найденных коэффициентов C_1 и C_2 дает решение задачи

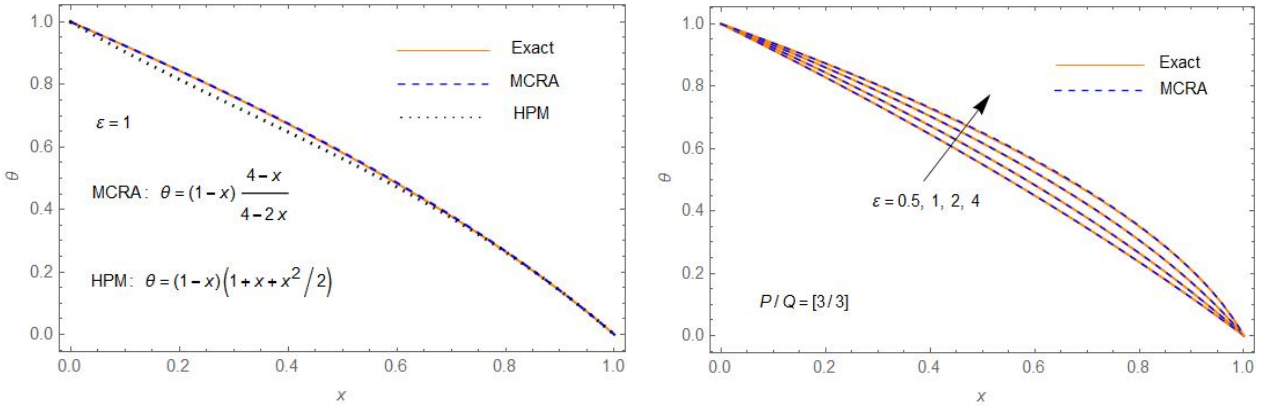
$$\theta(x) \cong (1-x)\frac{1+\varepsilon(1-x/2)}{1+\varepsilon(1-x)} . \tag{23}$$

Графики температурных профилей для (3), (6) и (23) при $\varepsilon = 1$ (рис. 2, *а*) свидетельствуют о гораздо более точном аппроксимационном решении на основе MCRA по сравнению с HPM.

Для $N = 6$ ($m = 4$) с решением вида (19) сразу запишем полученные коэффициенты:

$$C_1 = -\frac{\varepsilon^4(2+\varepsilon)^3}{512}\left(56 + 56\varepsilon + 13\varepsilon^2\right), \quad C_2 = -\frac{\varepsilon^5(2+\varepsilon)^3}{1024}\left(168 + 248\varepsilon + 114\varepsilon^2 + 17\varepsilon^3\right). \tag{24}$$

Графики функции $\theta(x)$ согласно (39), (44) при $\varepsilon = 1,2,3,4$ в сравнении с точным решением (3) представлены на рис. 2, *б*. Мы отмечаем очень хорошее решение задачи на основе MCRA.



а *б*

Рис. 2. Температурные профили точного и приближенных решений (*а*) и точного решения и MCRA (*б*)

Литература

1. Murdock J. A. Perturbations: Theory and Methods. New York: John Wiley & Sons, 1991.
2. Nayfeh A. H. Perturbation Methods. New York: John Wiley & Sons, 2000.
3. He J. Homotopy perturbation method a new nonlinear analytical nechnique // Appl. Math. Comput. 2003. Vol. 135. P. 73–79.
4. Jawad A. J. M. Homotopy Perturbation Method to Solve Heat Conduction Equation // Heat Transfer Phenomena and Applications. Croatia: Rijeka, 2012. P. 61–77.

5. Ganji D. D. The application of He's homotopy perturbation method to nonlinear equations arising in heat transfer // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 355. P. 337–341.

6. Khan A. R. The generalized approximation method and nonlinear heat transfer equations // Electronic J. of Theory of Differ. Equat. 2009. No 2. P. 1–15.

7. Heydari M. H., Bavi O. An efficient wavelet method for nonlinear problems arising in heat transfer // Engineering with Computers. 2021. https://doi.org/10.1007/s00366-021-014337-0.

8. Wazwaz A. M. The successive differentiation method for solving Bratu equation and Bratu-type equations // Rom. J. Phys. 2016. Vol. 61. No. 5-6. P. 774–783.

9. Бейкер Дж., Грейвс-Моррис Пю. Аппроксимации Паде. Основы теории. Обобщения и приложения. М.: Мир, 1986.

10. Гончар А. А. Рациональные аппроксимации аналитических функций // Тр. Междунар. конгресса математиков (США, Беркли, 1986 г.). 1987. Т. 1. С. 739–748.

УДК 62-6

ТЕПЛОВОЙ И КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ РЕЖИМЫ В ПОМЕЩЕНИИ С ГАЗОВЫМ ИНФРАКРАСНЫМ ИЗЛУЧАТЕЛЕМ, СИСТЕМОЙ ВОЗДУХООБМЕНА И ЛОКАЛЬНЫМ ОГРАЖДЕНИЕМ РАБОЧЕЙ ЗОНЫ

Г. В. Кузнецов, Б. В. Борисов, В. И. Максимов, Т. А. Нагорнова, С. О. Салагаев, Ф. Ю. Салихов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Для наиболее полного использования преимуществ отопительных систем на основе газового инфракрасного излучателя (ГИИ) при создании комфортных условий жизнедеятельности человека в процессе проектирования таких систем необходимо иметь методику определения основных параметров процесса обогрева с учетом того, что при работе ГИИ светлого типа в атмосферу помещения поступают продукты горения газа (CO_2). В переносе теплоты участвуют все три механизма: теплопроводность через ограждающие конструкции (пол, потолок, стены помещения) и по оборудованию, размещенному в анализируемом промышленном помещении; конвективный перенос теплоты за счет перемещения по объему помещения воздушных масс; лучистые теплообмен между замкнутой системой излучающих поверхностей во внутреннем объеме помещения. Перемещение воздушных масс генерируется совместным влиянием термогравитационной конвекции от взаимодействия воздуха с нагретыми до различных температур твердыми поверхностями и влиянием приточно-вытяжной вентиляции, которая продуцирует вынужденное перемещение воздуха.

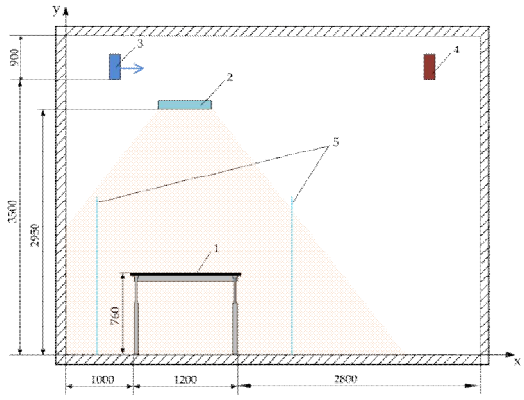


Рис. 1. Схема области решения: 1 – стол; 2 – ГИИ; 3 – система принудительного нагнетания воздуха; 4 – система пассивного удаления воздуха; 5 – временные ограждающие конструкции (ширмы). Размеры представлены в мм

При численном анализе процесса обогрева использовалось плоское приближение для области решения, схематично представленной на рис. 1. Определение основных параметров перемещения теплоты и воздушных масс дает возможность моделировать формирование поля концентраций CO_2. Принималось допущение о бинарном процессе диффузии «воздух–диоксид углерода» в рамках модели с использованием закона Фика [1].

Математическое моделирование переносов теплопереноса и диффузии в области решения задачи проведено с использованием пакета COMSOL Multiphysics – модули «The Heat Transfer in Fluids Interface», «The Turbulent Flow, k-ε Interface», переноса CO_2 – модуль «Transport of Concentrated Species» [2]. Параметры радиационного теплового потока вычислялись в модуле «Surface-to-Surface Radiation» в рамках зонной модели с учетом средних угловых коэффициентов аналогично [3].

Расчеты проводились при следующих основных исходных данных: начальная температура в помещении 7 °С, температура нагретой поверхности ГИИ 800 °С, температура на входе приточной вентиляции 7 °С, ширмы абсолютно прозрачные для теплового излучения высотой 2 м и расположены на расстоянии 0.6м и 3.0 м от левой стены.

Для минимизации атмосферы локальной рабочей зоны загрязнениями продуктами сгорания в расчетах моделируются временные ограждающие конструкции (ширмы), непроницаемые для перемещения газовой среды. Проводились вариативные расчеты с изменением

интенсивности работы приточной системы воздухообмена. Показатели массового притока воздушных масс относятся к анализируемому объему помещения 220 м^3.

Типичные результаты расчетов приведены на рис. 2, 3. На рисунках представлены поля температур с линиями тока (*а*, *б*) и поля концентраций (*в*, *г*). Для сравнительного анализа влияния временных ограждающих конструкций на рисунках представлены результаты численного моделирования процессов без ширм (*а*, *в*) и при их наличии (*б*, *г*).

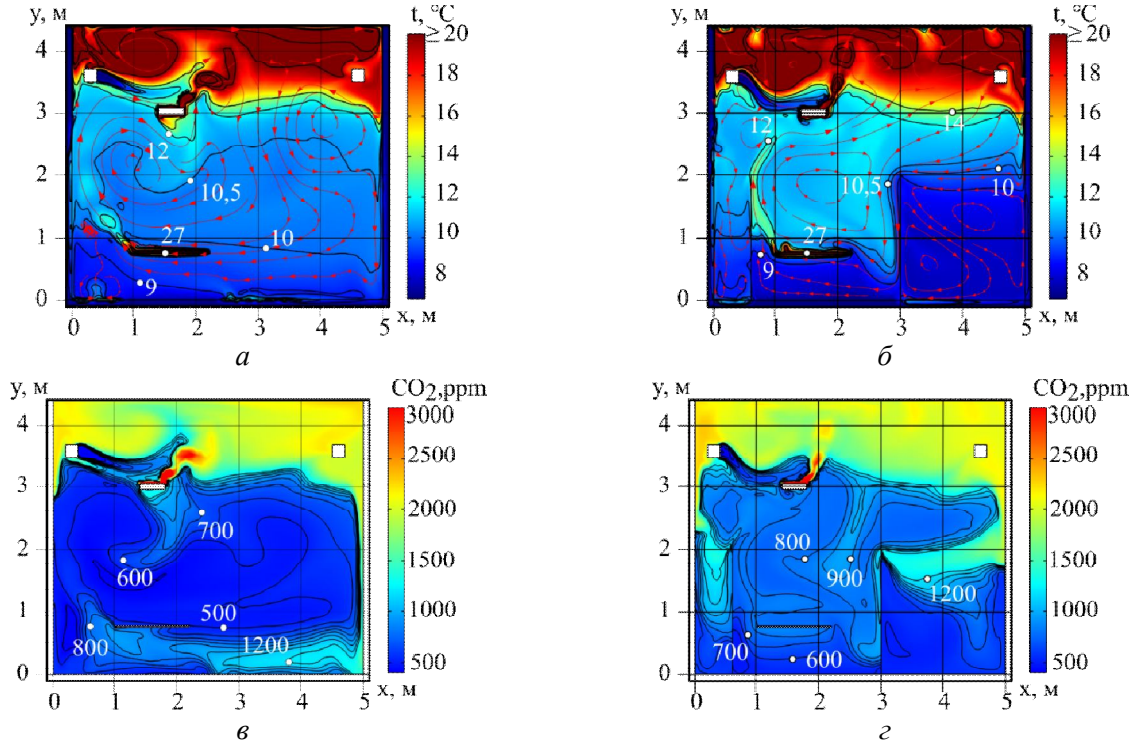


Рис. 2. Профили температуры (*а*, *б*) и концентраций CO_2 (*в*, *г*) при наличии (*б*, *г*) и отсутствии (*а*, *в*) локальной ограждающей конструкции при G = 0,01 кг/с

В случае малого притока воздуха от системы воздухообмена (рис. 2) его струя достаточно быстро нагревается, существенно охлаждая небольшое количество загрязненного продуктами сгорания воздуха в области ГИИ, что способствует их перемещению вниз. Охлаждение воздушных масс происходит и при контакте с непрогретыми стенами, что генерирует нисходящие потоки вдоль их поверхности. При этом наличие ширм способствует накоплению внутри огороженного ими объема CO_2. Туда поступает поток из области ГИИ вследствие охлаждения холодной струей из системы воздухообмена и потоки, перетекающие через ширмы, охлажденные стенами помещения. Последним потокам способствуют области холодного воздуха между ширмами и стенами помещения. Эти области не дают как в случае отсутствия временных ограждающих конструкций (рис. 2, *а*, *в*) свободно перемещаться воздушным массам вдоль стен и пола. Аккумулированные внутри ширм продукты сгорания несколько повышают температуру над поверхностью горизонтальной панели (на ~1.5 °C) и в среднем на 200 ppm загрязненность атмосферы CO_2.

Увеличение в три раза интенсивности воздухообмена способствует усилению рассмотренной выше тенденции (рис. 3). В этом случае холодная струя существенно влияет на всю область восходящих от ГИИ продуктов сгорания, сдвигая ее в правую сторону к системе пассивного воздухоудаления, что позволяет в этом случае более интенсивно перемещаться теплым загрязненным воздушным массам в центр помещения в случае отсутствия временных ограждающих конструкций и более интенсивно накапливаться CO_2 внутри ширм при их наличии.

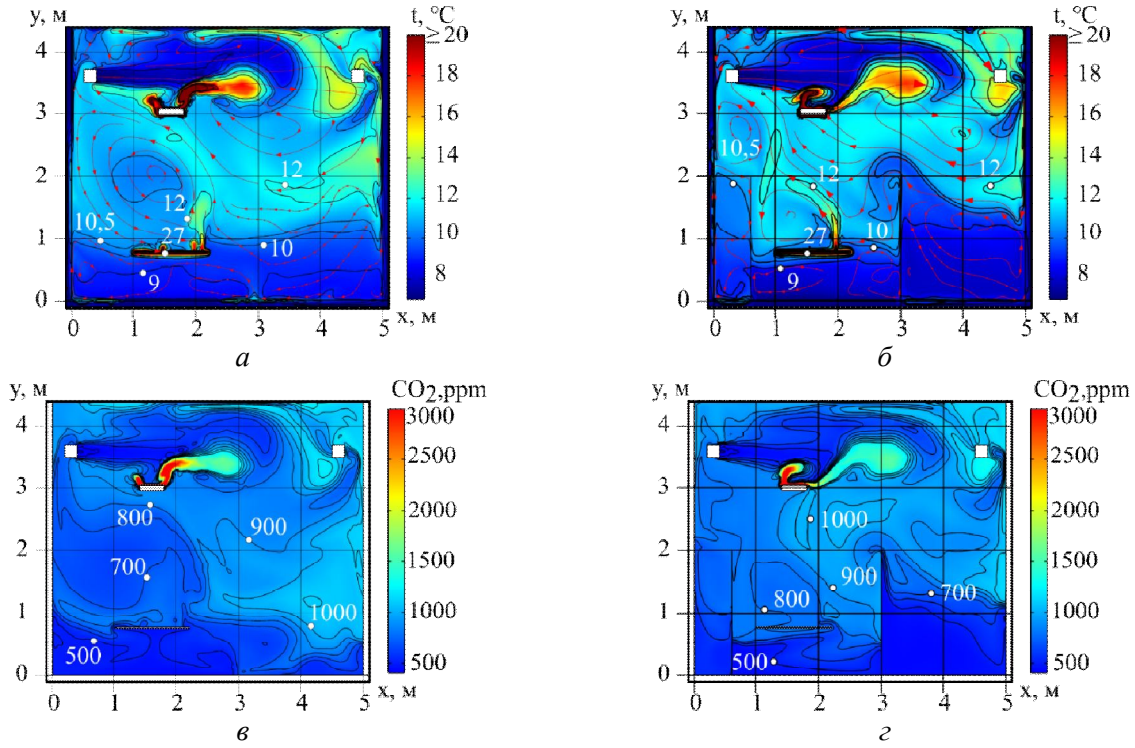


Рис. 3. Профили температуры (*а*, *б*) и концентраций CO_2 (*в*, *г*) при наличии (*б*, *г*) и отсутствии (*а*, *в*) локальной ограждающей конструкции при G = 0,03 кг/с

Удовлетворительное согласие данных численных расчетов с результатами проведенных экспериментальных исследований доказало их физическую адекватность.

Анализ результатов экспериментального и численного моделирования оформляется в виде рекомендаций для практического использования при проектировании систем отопления с использованием ГИИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 20-19-00226).

Литература

1. Bird R. B., Stewart W. E., Lightfoot E. N. Transport Phenomena, 2nd ed., John Wiley & Sons, Inc., 2007.

2. Russell J., Cohn R. Comsol Multiphysics. Scotland, United Kingdom: Lennex Corp, 2012. – 79 p.

3. Борисов Б. В., Вяткин А. В., Кузнецов Г. В., Максимов В. И., Нагорнова Т. А. Математическое моделирование теплопереноса в помещении с газовым инфракрасным излучателем, системой воздухообмена и локальным ограждением рабочей зоны // Сибирский журн. индустр. математики. 2023. Т. 26, № 1. С. 20–32.

УДК 532.526:533.6:538.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА УМЕНЬШЕНИЯ ТРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ СИЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЕННЫХ АКТУАТОРОВ

А. П. Курячий, Д. А. Русьянов, С. Л. Чернышев

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, г. Жуковский, Россия

Моделируется влияние поперечного объемного силового воздействия, создаваемого плазменным актуатором, на эволюцию вытянутых вдоль потока областей замедленного и ускоренного течений (стриков), которые индуцируются квазипродольными Λ-вихрями в пристеночной области турбулентного пограничного слоя. Оценивается эффект снижения осредненного по размаху поверхностного трения в зависимости от параметров рассматриваемого воздействия.

Ключевые слова: *турбулентный пограничный слой, Λ-вихрь, плазменный актуатор, объемная сила, поверхностное трение*

Проблема уменьшения поверхностного трения в турбулентных течениях имеет большое значение для различных инженерных приложений. Одним из способов решения этой проблемы является создание вблизи обтекаемой поверхности поперечного течения с помощью объемного силового воздействия плазменных актуаторов, функционирующих на основе барьерного разряда, с расположенными вдоль потока внешними электродами. Согласно экспериментальным данным [1] такой способ позволяет снизить поверхностное трение на 30–70% при существенном превышении сэкономленной механической мощности над мощностью, потребляемой актуаторами. Поперечное воздействие способствует ослаблению вертикального переноса импульса основного течения, который является причиной повышенного трения в турбулентных течениях и создается подковообразными вихрями (Λ-вихрями), формирующими чередующиеся продольные области (стрики) повышенной и пониженной скорости основного течения [2].

Целью данных исследований является теоретическая оценка влияния силового воздействия одиночного плазменного актуатора на эволюцию поперечного течения, индуцированного Λ-вихрями, и изменение поверхностного трения вследствие искажения продольного течения. Используется упрощенная двумерная модель течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя, предложенная в [2]. Рассматривается течение вязкой несжимаемой жидкости над бесконечной пластиной с линейным профилем скорости u. Используемая система координат показана на рис. 1. Продольные изменения параметров течения не учитываются ($\partial/\partial x \equiv 0$). На пластине вдоль оси x расположен плазменный актуатор, генерирующий объемную силу, вектор которой лежит в плоскости y-z. Силовое воздействие актуатора моделируется в квазистационарном приближении. Положительная горизонтальная компонента силы f_z индуцирует пристеночное поперечное течение w в этой плоскости, как показано на рис. 1.

Согласно модели [2] в начальный момент времени в поле течения мгновенно появляется пара вихревых пелен ω^+ и ω^-, имеющих противоположный знак, но одинаковые абсолютные значения полной циркуляции. Вихревые пелены сворачиваются в пару вихрей, индуцирующих течение в плоскости y-z, которое вызывает искажение линейного профиля продольной скорости и изменение ее градиента $(\partial u/\partial y)_w$ на поверхности пластины. Среднее по размаху

трение при этом возрастает. Под действием вязкости вихри и индуцированное ими течение затухают и трение возвращается к невозмущенному значению. Поперечное течение, индуцированное объемной силой, влияет на эволюцию вихревых пелен и, как следствие, на изменение поверхностного трения.

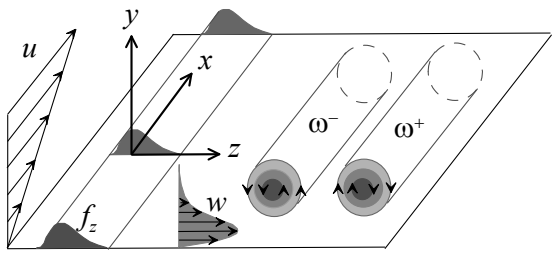


Рис. 1. Схема моделируемого течения: u – основное продольное течение, f_z – горизонтальная объемная сила, w – индуцированное поперечное течение, ω^+ и ω^- – продольные вихри

Для решения задачи в безразмерном виде используются так называемые динамические масштабы скорости, длины и времени: $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$, $l_\tau = \nu/u_\tau$, $t_\tau = l_\tau/u_\tau$, где $\tau_w = \mu(\partial u/\partial y)_w$ – трение на стенке в невозмущенном течении, μ – коэффициент динамической вязкости, $\nu = \mu/\rho$, ρ – плотность среды. Поскольку моделируемое течение предполагается однородным вдоль оси x, задача решается в поперечном сечении y-z в прямоугольной области $0 \le y \le Y$, $Z_1 \le z \le Z_2$. Уравнение импульса для продольной скорости u отделяется от уравнений неразрывности и импульса для вектора скорости $\mathbf{V}$ в плоскости y-z, и решаемая система уравнений с соответствующими граничными условиями принимает следующий вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2};\ \ y = 0 : u = 0;\ y = Y : u = Y;\ z = Z_1, Z_2 : \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \tag{1}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} + \nabla p - N\mathbf{f} = \nabla^2 \mathbf{V};\ \ \mathbf{V} = (v, w), \mathbf{f} = (f_y, f_z), N = \frac{f_0 l_\tau}{\rho\, u_\tau^2}; \tag{2}$$

$$y = 0 : \mathbf{V} = 0;\ y = Y : \mathbf{K} \cdot \mathbf{n}_y = 0;\ z = Z_1 : \mathbf{V} = 0;\ z = Z_2 : \mathbf{K} \cdot \mathbf{n}_z = 0; \tag{3}$$

$$\mathbf{K} = \nabla \cdot \mathbf{V} + (\nabla \cdot \mathbf{V})^T, \mathbf{n}_y = (1,0), \mathbf{n}_z = (0,1).$$

Здесь p – давление, $\mathbf{f}$ – вектор объемной силы, f_0 – максимальная плотность объемной силы в Н/м^3, $\mathbf{K}$ – тензор напряжений, $\mathbf{n}_y$ и $\mathbf{n}_z$ – единичные векторы нормалей на границах.

Распределения компонент объемной силы задаются в аналитическом виде согласно модели, предложенной в [3], которая адекватно описывает экспериментальные результаты исследований плазменного актуатора и содержит два основных параметра – характерный вертикальный размер распределения y_0 и максимальную плотность силы f_0, достигаемую на поверхности. Наилучшее соответствие экспериментальным данным в [3] было получено при $y_0 = 0.9$ мм и $f_0 = 9$ кН/м^3. При оценке влияния интенсивности воздействия параметры y_0 и f_0 в проведенных расчетах изменялись пропорционально в соответствии с гомотетическим поведением объемного распределения средней по времени горизонтальной компоненты силы при увеличении амплитуды напряжения и/или частоты барьерного разряда [4]. Значения динамических масштабов в расчетах были заданы в соответствии с планируемыми экспериментами в аэродинамической трубе, а именно, $u_\tau = 0.6$ м/с и $l_\tau = 2.5 \cdot 10^{-2}$ мм. Расчеты выполнены при следующих параметрах распределения объемной силы: $y_0 = 0.3$ мм, $f_0 = 3$ кН/м^3 (вариант 1) и $y_0 = 0.5$ мм, $f_0 = 5$ кН/м^3 (вариант 2). Интегральная горизонтальная сила, рассчитанная по приведенной в [3] формуле, в этих вариантах составляет, соответственно, $F = 0.927$ и 4.29 мН/м, а максимальная скорость поперечного течения, индуцированного объемной силой, достигает значений $w_m = 1.98$ и 4.37. Картины поперечного течения представлены на

рис. 2. Таким образом, интенсивность индуцированного течения в варианте 2 заметно превышает динамическую скорость, что, согласно [5], должно быть достаточно для эффективного управления вихрями и стриками.

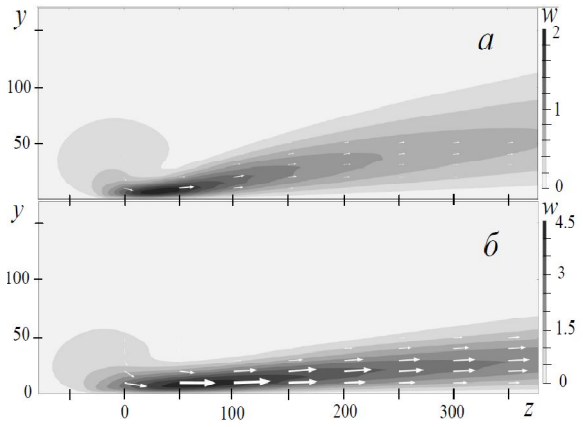


Рис. 2. Пристеночное течение, индуцированное объемной силой с параметрами: *а* – $y_0 = 0.3$ мм, $f_0 = 3$ кН/м^3, *б* – $y_0 = 0.5$ мм, $f_0 = 5$ кН/м^3

Согласно модели [2] течение является периодическим вдоль оси z с шагом $\Delta Z = 100$, равным характерному поперечному периоду Λ-вихрей. Условия квазипериодичности в данных расчетах обеспечивались следующим заданием одинаковых начальных распределений завихренности с безразмерным интегральным значением $\Gamma = 300$ согласно выражениям из [2] с шагом $\Delta Z = 100$: одна пара вихрей слева от $z = 0$, четыре пары вихрей справа от объемной силы.

Изменения во времени среднего по размаху безразмерного трения представлены на рис. 3. Средние значения $\langle\tau_w\rangle$ определялись интегрированием $(\partial u/\partial y)_w$ вдоль оси z на отдельных участках длиной $\Delta Z = 100$. Наибольший эффект снижения трения наблюдается непосредственно сразу за областью объемной силы, где скорость индуцированной силовым воздействием пристеночной струи максимальна, а ее толщина минимальна (см. рис. 2). Увеличение вертикального размера струи и уменьшение скорости в ней ведут к резкому ослаблению данного эффекта.

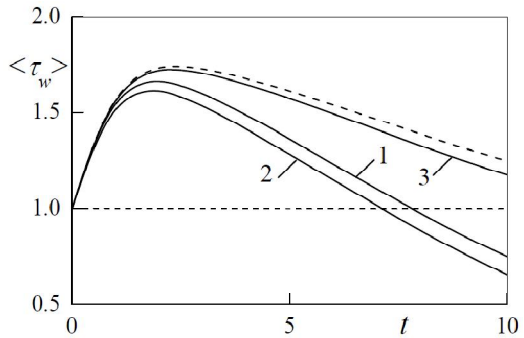


Рис. 3. Влияние поперечного силового воздействия (вариант 2) на эволюцию среднего по размаху поверхностного трения: 1 – на участке $100 \le z \le 0$; 2 – на участке $0 \le z \le 100$; 3 – на участке $100 \le z \le 200$. Штриховая кривая – без воздействия

Доклад подготовлен в рамках реализации Программы создания и развития научного центра мирового уровня «Сверхзвук» на 2020–2025 годы при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение от 17.05.2022 г. № 075-15-2022-1023).

Литература

1. Duong A. H., Corke T. C., Thomas F. O. Characteristics of drag-reduced turbulent boundary layers with pulsed-direct-current plasma actuation // J. Fluid Mech. 2021. Vol. 915. P. A113.

2. Orlandi P., Jimenez J. On the generation of turbulent wall friction // Phys. Fluids. 1994. Vol. 6, No. 2. P. 634–641.

3. Курячий А. П., Мануйлович С. В., Русьянов Д. А., Чернышев С. Л. Особенности распределений объемной силы, создаваемой плазменным актуатором // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 1. С. 77–88.

4. Benard N., Caron M., Moreau E. Evaluation of the time-resolved EHD force produced by a plasma actuator by particle image velocimetry – a parametric study // J. of Physics: Conf. Series. 2015. Vol. 646. P. 012055.

5. Ricco P., Skote M., Leschziner M. A. A review of turbulent skin-friction drag reduction by near-wall transverse forcing // Progr. Aerospace Sci. 2021. Vol. 123. P. 100713.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА НА КАТАЛИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. В. Леманов, В. В. Лукашов, В. А. Федоренко, К. А. Шаров

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
e-mail: lemanov@itp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального исследования взаимодействия импактной струи разбавленного инертным газом водорода с плоской поверхностью катализатора в диапазоне чисел Рейнольдса 2000–4000. Основное внимание уделено измерению тепловых характеристик на каталитической поверхности в режиме ламинарно-турбулентного перехода в струйном источнике.

Ключевые слова: катализ, водород, ламинарно-турбулентный переход, пульсации теплового потока.

Как известно, в присутствии катализатора температура воспламенения топлива снижается. Это дает возможность для стабилизации горения бедных смесей в каналах с каталитической поддержкой на стенке [1]. Каталитические материалы, нанесённые на твердую поверхность, обладают способностью оказывать влияние на устойчивость горения и внутри объёма газовой фазы. В работе [2] показано, что при воспламенении гомогенных газовых смесей углеводородов с окислителем наличие металлической платины в бомбе постоянного объёма стабилизирует горение, подавляя пульсации давления. При использовании Pd таких эффектов не наблюдалось. Оценки влияния динамики течения на особенности кинетики каталитического окисления водорода выходят на первый план при анализе систем пассивной защиты атомных станций [3]. В настоящее время широко используется метод управления процессами горения струи газообразного топлива с использованием когерентных структур [4, 5]. В рамках данной работы предлагается дальнейшее развитие этого подхода при взаимодействии реагирующих импактных струй с каталитическими поверхностями.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. В рассмотренных условиях струя топлива истекала из трубки с внутренним диаметром $D = 2R = 3$ мм длиной $L = 1$ м ($L/d = 333$) в неподвижный воздух и натекала под углом 90° на нагретую пластину диаметром 100 мм и толщиной 3 мм с температурой пластины T_w = const = 40–300 °C. Материал пластины – нержавеющая сталь. Расстояние от трубки до преграды устанавливалось в диапазоне $h = 9$–60 мм (h/d = = 3–20). Число Рейнольдса (Re = UD/ν) определялось по среднерасходной скорости U, диаметру трубки D и кинематической вязкости топливной смеси ν при комнатной температуре. В качестве топлива использована смесь водорода с аргоном. Вязкость смеси определялась по справочным данным [6].

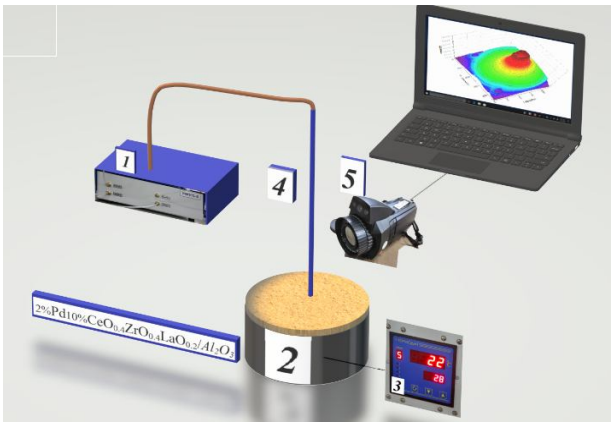


Рис. 1. Схема установки: *1* – генератор поверочных газовых смесей УФПГС-2; *2* – нагреваемая пластина с каталитической поверхностью; *3* – управление электрическим нагревателем; *4* – трубка; *5* – тепловизор

Катализатор, используемый для формирования покрытия на металлическом диске, представляет собой гамма-оксид алюминия, модифицированный редкоземельными металлами и содержащий активный каталитический компонент палладий, имеет состав $2\%Pd/10\%CeO_{0,4}ZrO_{0,4}LaO_{0,2}/Al_2O_3$. Представленная геометрия течения позволяет, в частности, моделировать протекание поверхностной гетеро-

генной реакции на поверхности подложки в условиях конвективного обтекания реагентами. Перед подачей топливной смеси катализатор нагревали до температуры (t_w =180 ºС), при которой регистрировался эффект экзотермической реакции. В работе использовалась тепловизионная камера Testo 890-2 с неохлаждаемой микроболометрической матрицей 640×480 (спектральный диапазон 8–14 мкм, диапазон измеряемых температур от –20 до 1200 ºС, чувствительность 0,08 ºС). Погрешность измерения температуры составляла ±2%.

Струя, распространяющаяся в окружающее пространство, в наших опытах истекала из длинной трубки при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения (Re = 2000–4000). На рис. 2 представлены относительные значения плотности тепловых потоков q/q_0 при гетерогенном каталитическом окислении водорода в зависимости от удаления сопла от пластины в ламинарном режиме истечения из трубки (q_0 – без подачи H_2). Опыты проведены при наличии теплового эффекта от экзотермической реакции, в связи с чем $q/q_0 > 1$. Для расстояния до преграды h/d = 10 вблизи критической точки на катализаторе образуется локальный минимум. При увеличении расстояния до h/d =20 в центре преграды наблюдается максимум q/q_0. Режим ламинарно-турбулентного перехода в трубке характеризуется перемежаемым характером течения струи, в результате происходит изменение дальнобойности струи топлива. Распределение температуры на поверхности катализатора в разные моменты времени (рис. 3, Re = 2380, y = 50 мм – центр пластины) могут приводить к разным зависимостям, особенно вблизи критической точки.

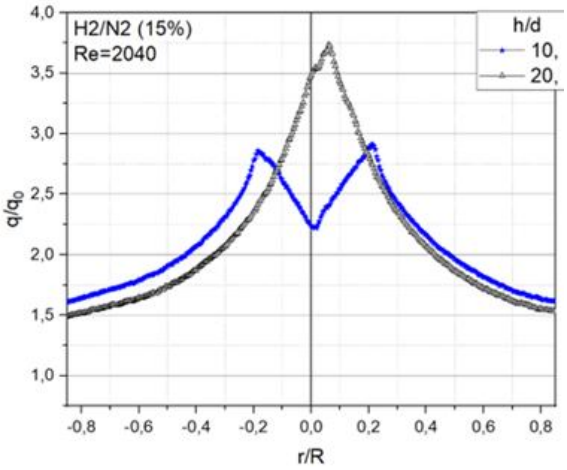


Рис. 2. Распределение относительной плотности теплового потока в ламинарном режиме

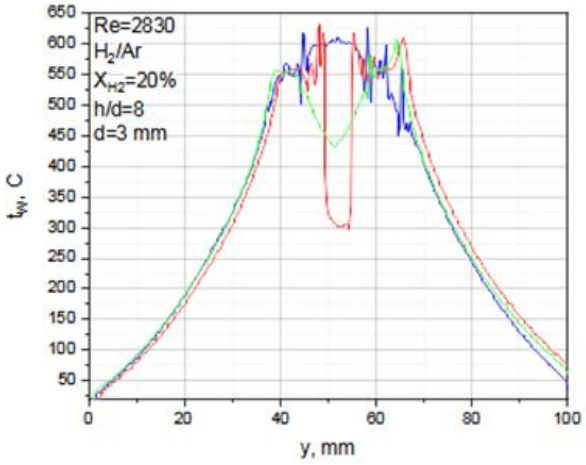


Рис. 3. Распределение температуры на поверхности катализатора в режиме ламинарно-турбулентного перехода в разные моменты времени

Кроме того, в переходном режиме фиксируются распределение температуры с большим локальным градиентом по пространству. Анализ среднеквадратичных пульсаций температуры на поверхности катализатора показал существование различных режимов пульсаций температуры в переходном режиме течения при небольшом изменении числа Re. Первый режим – с максимальными пульсациями температуры в локальной области точки торможения, второй режим – с наибольшим интегральным повышением флуктуации температуры по всей площади катализатора.

Показано, что наименьшие флуктуации температуры получены для ламинарного режима, более существенные для турбулентного режима при низких числах Рейнольдса. Наибольшие пульсации температуры (до 15%) обнаружены в режиме ламинарно-турбулентного перехода. Показано, что в рассмотренных условиях не наблюдается гистерезиса при охлаждении и нагреве катализатора при гетерогенном горении водорода.

Результаты получены при финансовой поддержке РНФ (грант 19-79-30075-П).

Литература

1. Kim J., Yu J., Lee S., Tahmasebi A., Jeon C.-H., Lucas J. Advances in catalytic hydrogen combustion research: catalysts, mechanism, kinetics, and reactor designs // Int. J. Hydrog. Energy. 2021. Vol. 46. P. 40073–40104.

2. Troshin K. Y., Rubtsov N. M., Tsvetkov G. I., Chernysh V. I. The influence of noble metals on thermoacoustic vibrations and boundaries of the region of a negative temperature coefficient during combustion of n-pentane-air mixtures // Russian J. of Physical Chemistry B. 2022. Vol. 16. P. 39–46.

3. Rubtsov N. M., Seplyarskii B. S., Alymov M. I. Initiation and Flame Propagation in Combustion of Gases and Pyrophoric Metal Nanostructures. Berlin/Heidelberg: Springer, 2021.

4. Renard P.-H., Thévenin D., Rolon J. C., Candel S. Dynamics of flame/vortex interactions // Prog. Energy Combus. Sci. 2000. Vol. 26. P. 225–282.

5. Ginevsky A. S., Vlasov Y. V., Karavosov R. K. Acoustic control of turbulent jets // Int. J. of Aeroacoustics. 2004. Vol. 4 (3). P. 385–386.

6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

УДК 532.5

РАЗВИТИЕ ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ ТЕЧЕНИЙ В ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ СБОРКАХ ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ ПРАНДТЛЯ

А. А. Лукьянов[1,2], С. Н. Яковенко[2], М. П. Токарев[2]

[1]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведено сравнение методов машинного обучения (ML), в частности многомерного программирования экспрессии генов (MGEP) и новой универсально интерпретируемой архитектуры машинного обучения для моделирования турбулентного потока скаляра (UIML-s), с целью улучшения моделей турбулентности течений жидкости при низких числах Прандтля в каналах сложной формы, характерных для сборок ТВЭЛов. Показано, что для данных методов нормированная среднеквадратичная ошибка уменьшается с 13,5% до 7,6%, приближая прогнозируемые распределения к данным DNS, особенно в пристеночной области.

Ключевые слова: *модели турбулентности, аппроксимация турбулентного потока тепла, малые числа Прандтля, машинное обучение/*

Модели турбулентности RANS для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса широко используются в инженерных расчетах [1], не требуя больших вычислительных затрат. Однако до сих пор остается актуальной задача по улучшению большинства существующих RANS-моделей, так как их точность и универсальность остается достаточно низкой для реальных конфигураций со сложной геометрией.

Для калибровки моделей турбулентности могут применяться современные методы машинного обучения (ML), использующие наборы данных высокой точности, полученные путем численного моделирования вихреразрешающими методами DNS (Direct Numerical Simulation) и LES (Large Eddy Simulation) для различных конфигураций потока. Одним из таких подходов машинного обучения (ML) является эволюционный алгоритм программирования экспрессии генов (MGEP) на базе символьной регресии. Этот метод применялся [2] для получения явных нелинейных алгебраических выражений для тензора анизотропии напряжений Рейнольдса. Также относительно недавно, после всестороннего анализа преимуществ и недостатков более простых нейросетвых архитектур, была предложена эффективная универсально интерпретируемая нейросетевая модель (UIML) [3], которая реализует глубокую остаточную сеть для оценки структурных и параметрических представлений турбулентных величин.

В данной работе проводится сравнительный анализ моделей турбулентности, созданных с использованием методов MGEP и нейросетевой нелинейной аппроксимации на базе архитектуры UIML, способных улучшить предсказания полей скорости и скаляра/температуры для нескольких тестовых случаев течений на основе высокоточных данных DNS. Рассматривается развитое турбулентное течение при малых числах Прандтля в периферийном фрагменте канала с тремя продольными стержнями круглой формы, встречающихся в тепловыделяющих элементах, где в качестве теплоносителя используются жидкие металлы [4].

В современных моделях для замыкания уравнения энергии используется гипотеза градиентной турбулентной диффузии (GDH) с турбулентной теплопроводностью в виде отношения турбулентной вязкости ν_t к постоянному турбулентному числу Прандтля $\mathrm{Pr_t} = 0{,}85$:

$$-\overline{u_i'c'} \simeq \frac{\nu_t}{\mathrm{Pr}_t}\frac{\partial \overline{c}}{\partial x_i} = D_t\frac{\partial \overline{c}}{\partial x_i}\,(GDH),$$

однако это предположение работает в случае, когда процесс турбулентного переноса тепла аналогичен переносу импульса, что нарушается для течений с малым числом Прандтля.

В данной работе рассматривается более общий вид для турбулентного потока тепла:

$$-\overline{u_i'c'} \simeq \overbrace{\left[\nu_t \sum_{n=1}^{6} g^{(n)}(\lambda_1,\lambda_2,\ldots,\lambda_{15}) T_{ij}^{(n)}\right]}^{D_{ij}} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j},$$

где $g^{(n)}(\lambda_1,\lambda_2,\ldots,\lambda_{15})$ – произвольные нелинейные функции от инвариантов тензора градиента скорости и $T_{ij}^{(n)}$ – тензорный базис градиента скорости получены из безразмерных тензоров деформации и вращения s_{ij} и r_{ij}. Используя за основу эволюционный алгоритм MGEP, были построены явные алгебраические выражения для аппроксимации турбулентного потока тепла на высокоточных DNS данных. Одно из найденных выражений простого вида с минимальной погрешностью оценки турбулентного потока тепла содержало единственный признак $\lambda_{14} = \sqrt{k} W_d / \nu$, где k – величина кинетической энергии турбулентности, W_d – расстояние от текущей точки до ближайшей стенки и ν – кинематическая вязкость:

$$-\overline{u_i'c'} = (0.27 + 0.40\lambda_{14}) \frac{\nu_t}{\mathrm{Pr}_t} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_i}.$$

На рисунке представлена абсолютная ошибка полученных полей средней температуры в поперечном сечении канала с тремя стержнями относительно DNS данных (рисунок, *а*) для базовой модели RANS: *k*–ω GDH (рисунок, *б*) и модифицированных моделей UIML-s (рисунок, *в*), а также MGEP-s (рисунок, *г*). Можно отметить способность модифицированных моделей снизить ошибку оценки средней температуры у стенки канала, особенно UIML-s, а для MGEP-s уменьшить ту же ошибку в области между стержней. В обоих случаях нормированная среднеквадратичная ошибка оценки средней температуры снизилась примерно в 2 раза.

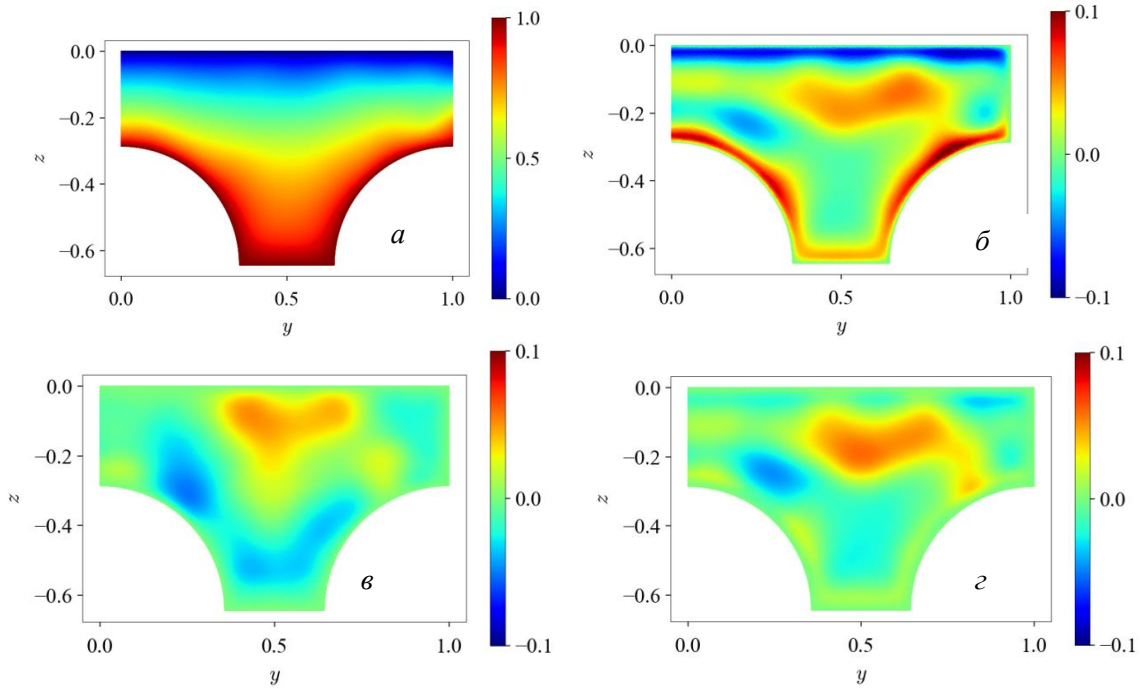


Рис. 1. Распределение абсолютной ошибки средней температуры относительно (*а*) DNS для различных методов моделирования: (*б*) *k*–ω RANS (13,5%), (*в*) модифицированная модель UIML-s (7,6%) и (*г*) MGEP-s (7,2%) для $\mathrm{Re_d} = 4270$, $\mathrm{Pr} = 0{,}2$

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-19-00587.

Литература

1. Белов И. А., Исаев С. А. Моделирование турбулентных течений / Учеб. пособие. СПб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2001. – 108 с.

2. Weatheritt J., Sandberg R. D. A novel evolutionary algorithm applied to algebraic modifications of the RANS stress–strain relationship // J. Comput. Phys. 2016. Vol. 325. P. 22–37.

3. Jiang C., Vinuesa R., Chen R., Mi J., Laima S., and Li H. An interpretable framework of data-driven turbulence modeling using deep neural networks // Phys. Fluids. 2021. Vol. 33. P. 055133.

4. Ivashchenko V. A., Lobanov P. D., Yavorsky N. I., Tokarev M. P., and Mullyadzhanov R. I. Direct numerical simulation of the peripheral and internal configurations of a model assembly of fuel elements // J. Appl. Ind. Math. 2023. Vol. 17 (2). P. 320.

УДК 621.039

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В КОМБИНИРОВАННОЙ СИСТЕМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К МОДУЛЮ БЛАНКЕТА ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Н. А. Лучинкин[1,2], Н. Г. Разуванов[1,2], О. Н. Полянская[1,2]

[1]Национальный исследовательский университет "МЭИ", г. Москва, Россия
[2]Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия
e-mail: treize@bk.ru

Проведены экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена при вынужденном подъемном течении ртути в трубе, вставленной в обогреваемый канал квадратного сечения, в поперечном магнитном поле. Внешний канал заполнен ртутью и подключен к петле естественной циркуляции. Задача моделирует теплообмен жидкого металла в ячейке системы охлаждения канального жидкометаллического модуля бланкета термоядерного реактора типа ТОКАМАК. В исследованиях применены методики измерений с использованием продольных микротермопарных зондов как в трубе, так и в канальном зазоре. Рассмотрены три основных режима теплообмена в системе «труба в канале» с открытой и закрытой петлей естественной циркуляции без охлаждения и с охлаждением. Измерения полей температуры и скорости проведены для случая равномерного обогрева всех сторон канала. В сетке режимных параметров по числам Рейнольдса и Гартмана получены профили осредненной температуры, распределения локальных коэффициентов теплоотдачи, пульсационные характеристики температуры, профили средней скорости в потоке как в трубе, так и в канальном зазоре. Выполнено численное моделирование в условиях эксперимента и результаты сопоставлены с опытными данными.

Ключевые слова: *жидкий металл, турбулентность, магнитная гидродинамика, теплообмен, комбинированные системы теплообмена, поперечное магнитное поле, термогравитационная конвекция.*

Жидкие металлы (ЖМ) рассматриваются в качестве теплоносителя в ряде проектов экспериментальных модулей бланкета термоядерного реактора чистого синтеза, бланкетов гибридного реактора – термоядерных источников нейтронов (ТИН), а также в реакторах на быстрых нейтронах, в которых ЖМ являются как теплоносителем, так и размножителем нейтронов [1]. Наиболее перспективным является свинец, литий и их сплавы.

Криволинейная геометрия бланкета предполагает сложные коробчатые конструкции теплообменных каналов. Поэтому перспективны системы двойных каналов, когда объем бланкета пронизывают трубы с циркулирующим теплоносителем, а межтрубное пространство заполнено средой неподвижного ЖМ с невысоким давлением. Особенно актуальна такая конфигурация для ТИНов. Примеры таких комбинированных систем охлаждения представлены в исследованиях [2–4].

Ртуть, как модельная жидкость класса тяжелых ЖМ (как и свинец), позволяет детально исследовать опытным путем локальные характеристики гидродинамики и теплообмена в трубах и каналах в условиях турбулентного теплообмена, осложненного термогравитационной конвекцией (ТГК) и сильных магнитных полей (МП). Применение зондовых методик измерений позволяет получать надежные данные и переносить их методами подобия на реальные теплоносители.

Экспериментальные исследования проводились на ртутном стенде МГД-комплекса МЭИ-ОИВТ РАН. Исследуемая схема течения ЖМ представлена на рис. 1. Комбинированная система охлаждения представляет собой вертикальный канал квадратного сечения с однородно обогреваемыми стенками, внутри которого вставлена труба круглого сечения. В трубе осуществляется вынужденное подъемное течение, а полость межтрубного пространства заполнена неподвижным ЖМ, магнитное поле перпендикулярно к двум сторонам канала. Рассматривались три характерных режима: I – петля перекрыта, II – петля открыта для цир-

куляции жидкого металла в зазоре без охлаждения и III – петля открыта для циркуляции жидкого металла в зазоре с охлаждением. Для измерений в трубе и межканальном зазоре использовались продольные термопарные зонды оригинальной конструкции. Измерения проводились при однородном обогреве стенок канала с плотностью теплового потока q_c = 30 кВт/м^2 (число Грасгофа Gr = $0.8 \cdot 10^8$) в диапазонах по числам Рейнольдса Re = $(10–80) \cdot 10^3$ и Гартмана Ha = 0–470.

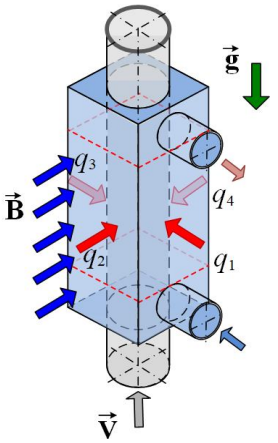
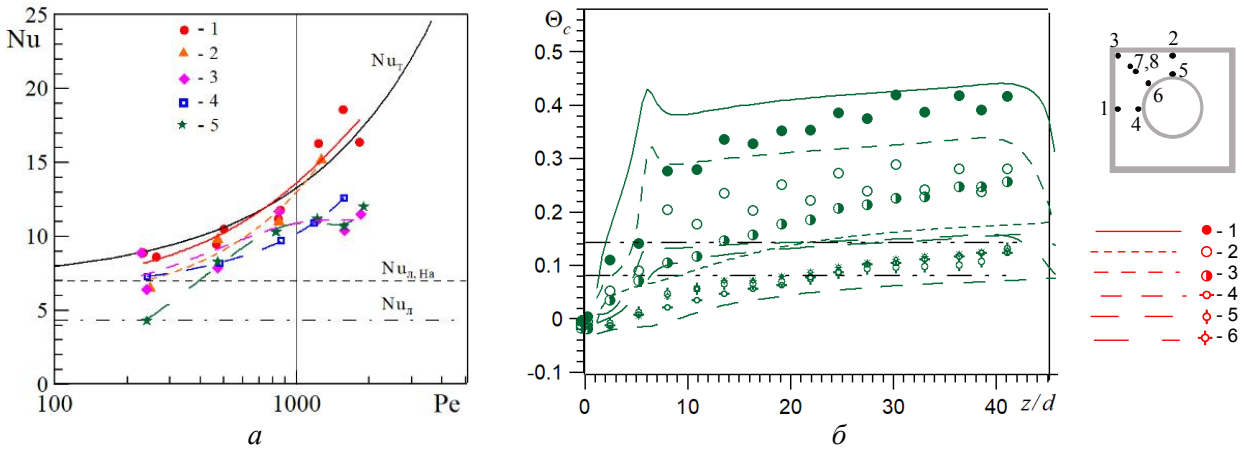


Рис. 1. Схема течения

Расчетная модель построена на основе осредненных дифференциальных уравнений магнитной гидродинамики и теплообмена, соответствующая условиям эксперимента [5].

Получены поля температуры, интенсивности температурных пульсаций, распределения температуры стенки, локальной скорости, статистических характеристик температурных пульсаций по периметру сечения и по длине. Результаты численного моделирования гидродинамики и характеристик теплоотдачи поставленных задач сопоставлены с экспериментом.

Примеры результатов зондовых измерений для режима с открытой петлей циркуляции представлены на рис. 2. Данные по средней теплоотдаче в трубе показаны на рис. 2, *а*; по локальной теплоотдаче в межканальном зазоре – на рис. 2, *б*. Опытные данные сопоставляются с результатами численного моделирования.



а *б*

Рис. 2. Данные для режима с открытой петлей циркуляции по средней теплоотдаче (*а*) (1 – Ha = 0, 2 – 100, 3 – 200, 4 – 350, 5 – 470) в трубе и локальной теплоотдаче в межканальном зазоре (*б*) (Re = 20000, Ha = 470), точки – эксперимент, линии – расчет

В межканальном зазоре в условиях эксперимента возникает естественная конвекция в результате действия сил плавучести и электромагнитных сил. Конфигурация течения и его структура существенно зависят от наличия поперечного магнитного поля, а также от подключения петли естественной циркуляции и ее охлаждения. Конвекция теплоносителя в зазоре (рис. 3) улучшает теплоотдачу в исследуемой системе «труба в канале» в большей степени, когда включена петля естественной циркуляции. Структура естественно-конвективных потоков в отсутствие МП в зазоре имеет турбулентный характер, а при наличии поперечного МП существенно меняется. Максимальная температура во всех режимах наблюдалась в углах канала.

Наиболее выгодным с точки зрения эффективности теплообмена является режим работы с контуром естественной циркуляции с охлаждением. При этом значительно снижается температура как в трубе, так и в зазоре между каналом и трубой, а течение в поперечном МП становится более устойчивым – почти ламинарным.

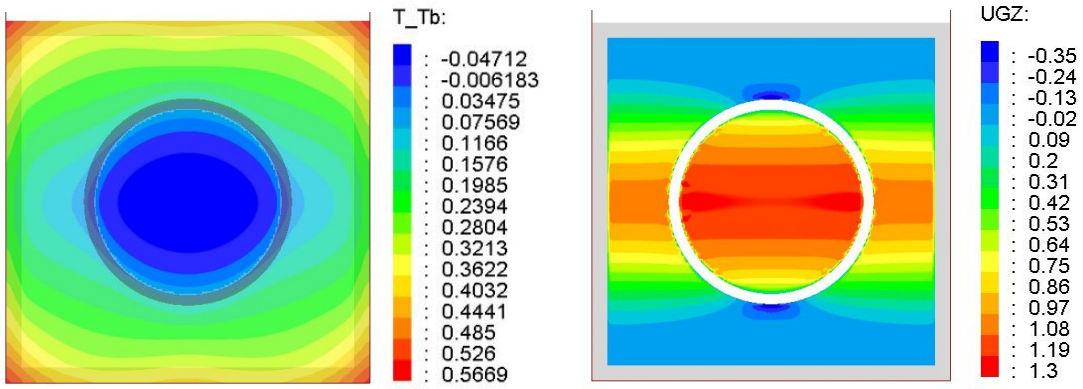


Рис. 3. Расчетные поля температуры (*а*), отнесенной к среднемассовой температуре, и поля продольной осредненной компоненты скорости (*б*) в сечении канала, Re = 20 000, Ha = 470, режим с открытой петлей циркуляции

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания № FSWF-2023-0017 (Соглашение № 075-03-2023-383 от 18 января 2023 г.) в сфере научной деятельности на 2023–2025 гг.

Обозначения

Re – число Рейнольдса; Ha – число Гартмана; Nu – число Нуссельта; q_c – плотность теплового потока на стенке, кВт/м^2; Θ_c – безразмерная температура стенки;

Литература

1. Драгунов Ю. Г., Лемехов В. В., Моисеев А. В., Смирнов В. С. Реактор на быстрых нейтронах со свинцовым теплоносителем (БРЕСТ) // Проблемы машиностроения и автоматизации. 2015. № 3. С. 97–103.

2. Мельдианов А. И., Муравьев Е. В., Пашков А. Ю., Хрипунов В. И. Оценка эффективности использования жидких металлов в термоядерном реакторе-токамак // Труды ЦКТИ. 1990. Вып. 264. С. 20–27.

3. Касаткин А. И., Корень В. М., Салтыковский А. В., Шапиро А. М. Нейтронно-физические характеристики бланкета опытного термоядерного реактора с использованием в качестве теплоносителя эвтектику висмут–свинец // Труды ЦКТИ. 1990. Вып. 264. С. 28–34.

4. Bühler L., Mistrangelo C. MHD flow and heat transfer in model geometries for WCLL blankets // Fusion Engineering and Design. 2017. Vol. 124. P. 919–923.

5. Fomin N. A. Speckle Photography for Fluid Mechanical Measurements. Berlin: Springer, 1998.

6. Лучинкин Н. А., Разуванов Н. Г., Беляев И. А., Свиридов В. Г. Теплообмен жидкого металла в трубе при подъемном течении в поперечном магнитном поле // Теплофизика высоких температур. 2020. № 3. С. 400–409.

УДК 536.25

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНЕГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ НА ТЕПЛОВУЮ МОЩНОСТЬ ТРУБЧАТОГО РЕБРИСТОГО КОНВЕКТОРА

Г. С. Маршалова[1], А. Б. Сухоцкий[2], Е. С. Данильчик[2], Д. В. Островская[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]УО «Белорусский государственный технологический университет, г. Минск

Во многих странах расширяется применение в системах отопления трубчато-ребристых нагревательных приборов – конвекторов, которые характеризуются малой инерционностью и металлоемкостью, простотой изготовления, возможностью механизировать и автоматизировать их производство [1, 2]. Одним из видов конструктивного исполнения конвектора является биметаллическая труба с круглыми алюминиевыми ребрами. Площадь внешней поверхности ребристой трубы во много раз больше, чем площадь поверхности гладкой трубы того же диаметра и длины, что придает отопительному прибору особую компактность. К недостаткам конвекторов относится трудоемкость очистки от пыли. При эксплуатации конвектора происходит снижение его тепловой мощности в результате загрязнения внутренней и наружной теплообменной поверхностей.

Методики теплогидравлического расчета оребренных биметаллических труб для вынужденной и свободной конвекции приведены во многих источниках [3−7]. Подходы к учету внешнего загрязнения представлены только для вынужденной конвекции и принципиально противоположные. По мнению [4, 5] влияние загрязнения с воздушной стороны можно не учитывать, так как коэффициент теплоотдачи от оребрения к охлаждающему воздуху низок и поэтому термическое сопротивление теплоотдачи с внешней стороны является определяющим в общем термическом сопротивлении теплопередачи. Однако натурные экспериментальные исследования [8, 9] теплопередачи аппаратов воздушного охлаждения из биметаллических ребристых труб с накатанными алюминиевыми ребрами указывают на уменьшение от внешнего загрязнения оребрения коэффициента теплопередачи до 12% при вынужденной конвекции. Разработаны также теоретические модели расчета коэффициента теплопередачи оребренной биметаллической трубы с кольцевым равномерным загрязнением [10−13] для разреженных круглых ребер, которые, однако, не подтверждены экспериментальными данными.

Цель работы – экспериментальное исследование интенсивности теплового потока на оребренной загрязненной поверхности пучка круглоребристых труб при свободной и смешанной конвекции воздуха.

Объектом исследования являлся однорядный пучок труб из биметаллических ребристых труб со спиральными накатными ребрами. Материал ребристой оболочки – алюминиевый сплав АД1М, материал несущей трубы – углеродистая сталь Ст10. Диаметр несущей трубы $d_н = 25$ мм, толщина стенки $\delta = 2$ мм. Геометрические параметры оребрения, мм: наружный диаметр ребра $d = 56{,}8$ мм; высота ребра $h = 15{,}2$ мм; диаметр по основанию ребра $d_0 = d - 2h = 26{,}4$ мм; шаг ребра $s = 2{,}43$ мм; средняя толщина ребра $\Delta = 0{,}55$ мм; коэффициент оребрения трубы $\varphi = 21{,}0$. Полная длина биметаллической трубы с торцевыми участками 330 мм, теплоотдающая длина – $l = 300$ мм.

Исследования проводились методом полного теплового моделирования на специально разработанном [14] экспериментальном стенде для исследования свободно-конвективного теплообмена. В центре стендовой камеры размером 0,8×0,8×1 м размещался исследуемый пучок оребренных труб, в котором центральная труба являлась калориметром с установленными средствами измерения.

Конструкция опытной трубы-калориметра представлена на рис. 1. Внутри биметаллической ребристой трубы *1*, указанной выше, установлен трубчатый электронагреватель (ТЭН) *2* мощность 320 Вт. Внутри оболочки ТЭНа, выполненного из углеродистой стали, размещена спираль *3* из проволоки с высоким омическим сопротивлением и наполнитель (электротехнический периклаз марки ППЭ). С помощью центровочного кольца *4* обеспечивалась центральное расположение ТЭНа в трубе. Для устранения внутренних конвективных токов воздуха и равномерного прогрева ребристой трубы между ТЭНом и стальной стенкой трубы засыпался кварцевый песок *5* дисперсным составом 0,16−0,32 мм. Торцы трубок герметизировались высокотемпературной силиконовой замазкой *6*.

Для измерения средней температуры поверхности калориметра у основания ребер $t_{осн}$ зачеканивалось свинцом пять хромель-алюмелевых термопар *7* вдоль образующей трубы, сдвинутых относительно друг друга на угловое расстояние 45º. Термопары были заложены у основания ребер вдоль образующей трубы по винтовой линии на половине окружности трубы с расчетом, что вторая половина имеет симметричное поле температур. Предварительно термопары были протарированы с точностью 0,1 °С. Торцевые участки оребренной трубы защищены фторопластовыми втулками *9* наружным диаметром $d_{вт} = 45$ мм, длиной $l_{вт} = 35$ мм, глубиной $b_{вт} = 25$ мм. С целью измерения торцевых потоков тепла на поверхности обеих втулок с противоположных сторон закреплялось по два спая общей 4-спайной медь-константановой дифференциальной термобатареи.

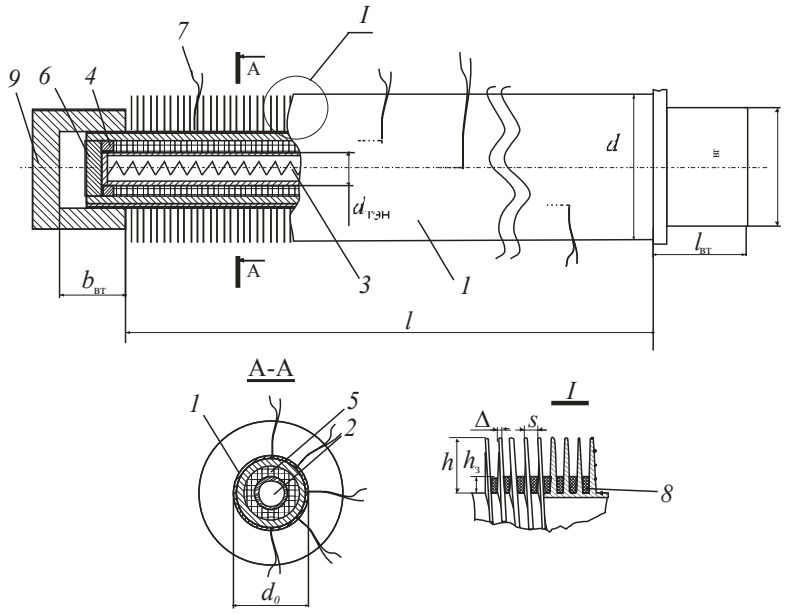


Рис. 1. Общий вид калориметрической трубы: *1* – биметаллическая ребристая труба; *2* – трубчатый электронагреватель (ТЭН); *3* – спираль ТЭНа; *4* – центровочное кольцо; *5* – кварцевый песок; *6* – высокотемпературная силиконовая замазка; *7* – хромель-алюмелевые термопары; *8* – льняной шнур; *9* – фторопластовая втулка

Показания хромель-алюмелевых термопар *8* фиксировались с помощью вольтметра (модель GDM-78341 класса точности 0,25), подключенного через переключатель. Холодный спай всех термопар помещался в сосуд Дьюара.

При исследовании кольцевое равномерное загрязнение оребренных труб создавалось путем плотной намотки между ребрами льняного шнура *8* диаметром 1,9−2,3 мм, средней теплопроводностью $\lambda_з = 0{,}05$ Вт/(м·К) (рис. 2). Подвод теплового потока к оребренным поверхностям обеспечивался ТЭНом, который подключался к регулируемому масляному трансформатору (модель АОМН-40-220-75). Мощность, подводимая к оребренной трубе, измерялась ваттметром (модель К 505 класса точности 0,5). Температура воздуха t_0 внутри

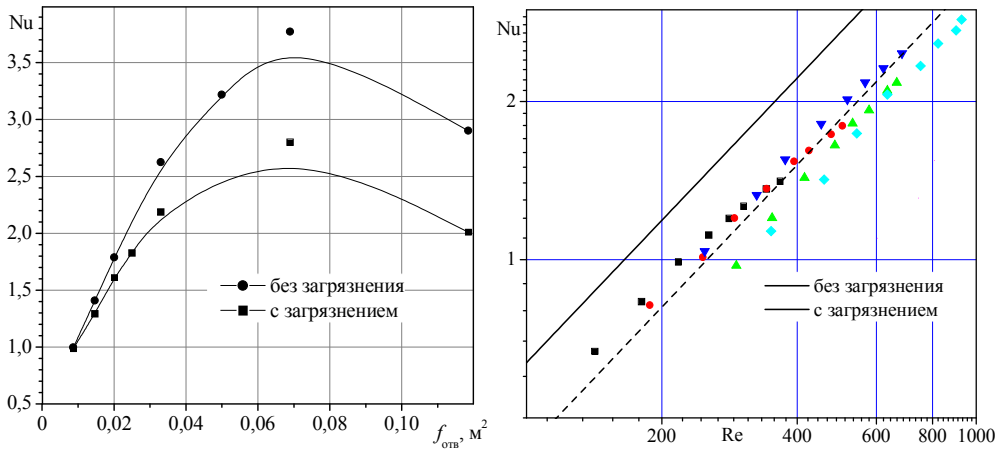
камеры измерялась двумя ртутными лабораторными термометрами со шкалой 0−50 ºС и ценой деления 0,1 ºС, расположенными в диагонально противоположных углах. Ртутные шарики термометров защищались от излучения пучка экранами из алюминиевой фольги. Для интенсификации свободно-конвективного теплообмена воздуха над пучком труб устанавливалась теплоизолированная вытяжная шахта высотой 0,52 м с регулируемым проходным сечением $f_{отв}$ = 0,0087; 0,0147; 0,0201; 0,0330 м^2; 0,050; 0,069 и 0,1185 м^2 [15].



Рис. 2. Исследование кольцевого равномерного загрязнения оребренной трубы однорядного пучка путем намотки льняного шнура

Во время экспериментального исследования оребренной трубы электрическая мощность, подводимая к калориметрической трубе, изменялась W = 5−230 Вт, температура стенки у основания ребер составляла $t_{осн}$ = 32−241^{0}С, а температура окружающего воздуха в камере t_0 = 18,4–22,1 °С.

На рис. 3 представлены зависимости числа Нуссельта Nu однорядного чистого и загрязненного пучков от площади выходного отверстия $f_{отв}$ вытяжной шахты при числе Релея Ra = 10^5 (рис. 3, *а*) и числа Рейнольдса Re (рис. 3, *б*). Данные для чистого пучка взяты из [15]. Как видно из рис. 3, *а*, при оптимальной площади выходного отверстия вытяжной шахты $f_{отв}$ ≈ 0,07 м^2 загрязнение труб пучка приводит к уменьшению числа Нуссельта примерно на 40%. Как видно из рис. 3, *б*, снижение теплоотдачи при загрязнении труб пучка для идентичной скорости потока воздуха в сжатом сечении пучка равно примерно 46% во всем диапазоне чисел Рейнольдса.



а *б*

Рис. 3. Зависимости числа Нуссельта Nu однорядного чистого и загрязненного пучков от площади выходного отверстия $f_{отв}$ вытяжной шахты при Ra = 10^5 (*а*) и числа Рейнольдса Re (*б*)

Литература

1. Сканави А. Н., Махов Л. М. Отопление. М.: АСВ, 2008.
2. Тиатор И. Отопительные системы: пер. с нем. М.: Техносфера евроклимат, 2006.
3. Кунтыш В. Б., Кузнецов Н. М. Тепловой и аэродинамический расчеты оребренных теплообменников воздушного охлаждения. СПб.: Энергоатомиздат, 1992.
4. Доманский И. В. [и др.]. Машины и аппараты химических производств: примеры и задачи. Л.: Машиностроение, 1982.
5. Bott T. R. Fouling of Heat Exchangers. Amsterdam: Elsevier, 1995.
6. Müller-Steinhagen, H. Heat Exchanger Fouling. Mitigation and Cleaning Technologies / H. Müller-Steinhagen. Essen: PUBLICO Publications, 2000.
7. Керн Д. А., Краус. Развитые поверхности теплообмена. М.: Энергия, 1977.
8. Камалетдинов И. М. Энергосбережение при эксплуатации аппаратов воздушного охлаждения на магистральных газопроводах: автореф. дис. ... канд. техн. наук. Уфа, 2002.
9. Беркутов Р. А. Повышение энергоэффективности систем охлаждения газа на компрессорных станциях: автореф. дис. ... канд. техн. наук. Уфа, 2010.
10. Володин В. И., Кунтыш В. Б., Петреева Н. Г., Бессонный А. Н., Бессонный Е. А. Влияние внешнего загрязнения на эффективность теплообменных аппаратов воздушного охлаждения // XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ., Минск, 10–13 сентября 2012. Минск: ИТМО имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2012. Т. 3. С. 315–317.
11. Сухоцкий А. Б. [и др.]. Дифференцированный учет термического сопротивления внешнего загрязнения оребрения труб шахматных пучков в тепловом расчете воздухоохлаждаемых теплообменников // XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ., Минск, 23–26 мая 2016 г. Минск: ИТМО имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2016. Т. 3. С. 424–426.
12. Карлович Т. Б. Теплопередача круглых ребристых труб при неравномерном эксплуатационном загрязнении межреберного пространства // Инженерно-физический журнал. 2018. Т. 91, № 5. С. 1278–1286.
13. Дударев В. В., Филатов С. О., Карлович Т. Б. Методика расчета и анализ коэффициента теплопередачи биметаллических ребристых труб аппаратов воздушного охлаждения с неравномерным внешним загрязнением // Энергетика. Известия высших учебных заведений и энергетических объединений СНГ. 2017. Т. 60, № 3. С. 237–255.
14. Сидорик Г. С. Экспериментальный стенд для исследования тепловых и аэродинамических процессов смешанно-конвективного теплообмена круглоребристых труб и пучков / Г. С. Сидорик // Труды БГТУ. Сер. 1. Лесное хозяйство, природопользование и переработка возобновляемых ресурсов. Минск: БГТУ, 2018. № 1. С. 85–93.
15. Данильчик Е. С. Повышение эффективности теплообменников воздушного охлаждения при свободно-конвективном теплообмене: дис. … канд. техн. наук. Минск, 2022.

УДК 532.527:536.7

ПРОЦЕССЫ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРИЗАЦИИ В ТЕКУЧИХ СРЕДАХ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ТЕПЛОМАССООБМЕН

О. В. Митрофанова

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

На основе использования теории термодинамической устойчивости и теории фазовых переходов второго рода Л. Д. Ландау предложено теоретическое описание механизма кризисного перехода к вихревой структуризации текучих сред в полях массовых сил. Рассмотрен вопрос об аналогии между возникновением гидродинамических неустойчивостей и фазовым переходом второго рода. В качестве параметра порядка для описания свойств структурированной спирально-вихревой фазы течения предложено использовать параметр спиральности, характеризующий плотность действия сил инерции при винтовом характере течения. Показано, что процесс структуризации текучих сред, соответствующий фазовому переходу второго рода, обусловлен действием молекулярной вязкости. Рассмотрены примеры вихревой структуризации течений и их влияние на процессы тепломассообмена в различных технических устройствах и природных явлениях.

Ключевые слова: *гидродинамика, тепломассообмен, термодинамика, кризис течения, вихревые структуры, спиральность, винтовое движение.*

Вопрос об условиях возникновения устойчивой макровихревой структуры потоков на фоне развитого турбулентного течения неоднократно ставился в различных научных исследованиях в связи с особенностями влияния процессов вихревой структуризации на тепломассообмен в каналах энергетических установок, теплообменников, аппаратов авиационной и ракетно-космической техники, химической промышленности и других технических устройств. В частности, в работах [1, 2] исследовалось влияние сил инерции на гидродинамику и теплообмен при использовании различных способов закрутки потока и систематизированы эмпирические расчетные зависимости. В работе [3] рассмотрены факторы, влияющие на вихревую структуру турбулентных потоков в криволинейных и закрученных течениях, а также разработаны методы математического моделирования гидродинамики и теплообмена для наиболее характерных типов каналов с завихрителями различной конфигурации. Вместе с тем теоретическое рассмотрение вопроса о механизмах вихревой структуризации текучих сред до сих пор не привлекал к себе должного внимания и был поставлен только в работе [4].

Настоящее исследование посвящено развитию теоретических представлений о механизмах вихревой структуризации в нейтральных и электропроводных текучих средах на основе предложенной академиком И. И. Новиковым теории кризиса термодинамической устойчивости макроскопических систем [5], где рассматривается вопрос об аналогии между возникновением гидродинамических неустойчивостей в текучих средах и фазовым переходом второго рода. В работе [5] было показано, что современные представления о фазовых переходах второго рода могут быть связаны с введенным Л. Д. Ландау [6] представлением о параметре порядка, характеризующим изменение симметрии внутренней структуры среды.

Согласно молекулярной теории, для сред, обладающих свойством текучести, характерен ближний порядок, т. е. упорядоченность на масштабах, сравнимых с межатомными расстояниями, в течение временных промежутков $\sim 10^{-11}$–10^{-12} с между скачками молекул. Этому соответствует полная внутренняя симметрия среды, при которой параметр порядка равен нулю, так как интенсивности упорядочивающих межмолекулярных взаимодействий и разупорядочивающего теплового движения молекул имеют сравнимые значения. Вместе с тем неоспоримые экспериментальные факты и данные наблюдений [1–4] указывают на то, что

наличие внешней массовой силы любой природы (например, силы инерции, гравитационной или электромагнитной силы), сохраняющей своё направление достаточно длительное время, приводит к упорядоченному перемещению молекул и изменению структуры среды с образованием несимметричной фазы, обладающей отличным от нуля параметром порядка [5]. Форма, интенсивность и масштаб возникающих при этом организованных вихревых структур свидетельствуют о проявлении дальнего порядка во взаимодействии между частицами жидкости. Примеры структуризации текучих сред в полях массовых сил представлены на рисунке.



а *б* *в*

Примеры вихревой структуризации текучих сред: *а* – визуализация тонкой спирально-вихревой структуры импактного закрученного потока (воздух); *б* – кавитирующий вихревой след за лопастями гребного винта; *в* – структуризация ферромагнитной жидкости в поперечном магнитном поле

Проводимые теоретические исследования, подтверждаемые экспериментальной проверкой, показывают, что явление вихревой структуризации жидкостей и газов связано со стремлением гидромеханической системы сохранить термодинамическое равновесие в предкризисном состоянии. В данном случае имеется в виду гидродинамический кризис течения (например, кризис закрученного потока [7]). Согласно [5] условием термодинамического равновесия гидромеханической системы является минимум термодинамического потенциала – энергии Гиббса Ф при постоянных давлении P и температуре T. Появление детерминированной вихревой структуры потока, возникающей в текучей среде под действием массовых сил, приводит к нарушению симметрии однородной среды, что влечет за собой уменьшение потенциала Гиббса и увеличение внутренней энергии. Это коррелирует с отличительными признаками фазовых переходов второго рода, сопровождаемых скачками вторых производных от энергии Гиббса: теплоемкости, коэффициента объемного расширения и коэффициента изотермической сжимаемости.

В работе [4] было показано, что в качестве параметра порядка для описания несимметричной (структурированной) фазы, соответствующей генерации устойчивых спирально-вихревых структур при закрученном движении вязких и невязких жидкостей, может быть использован параметр спиральности $H=\vec{u}\cdot\vec{\omega}\neq 0$, где $\vec{u}$ – локальная скорость потока, $\vec{\omega}=\mathrm{rot}\,\vec{u}$ – вектор вихря скорости в данной точке потока. При этом спиральность как характеристика меры снижения симметрии движущейся среды, связанная с ее упорядоченностью, является не только инвариантом вихревого движения невязких сред, но и может быть использована в качестве параметра порядка для описания геометрического подобия устойчивых спирально-вихревых структур в реальных жидкостях.

В результате проведенного теоретического анализа установлено, что несимметричная фаза, соответствующая спирально-вихревой структуризации потока, обладает внутренним моментом импульса, значение которого определяется распределением локальной интенсивности завихренности потока при винтовом характере течения.

Использование уравнения для скорости генерации спиральности в реальных средах, вывод которого приводится в монографии [3, уравнение 6.10], дает возможность заключить, что процесс структуризации течения, связанный с ненулевым значением параметра спираль-

ности, обусловлен действием молекулярной вязкости текучей среды. Приобретённый структурированной фазой момент импульса в зоне бездиссипативного винтового движения является следствием действия результирующего момента поверхностных сил. При этом образование более устойчивой структурированной фазы текучей среды в предкризисных условиях соответствует фазовому переходу второго рода, при котором имеет место нулевое значение производной $\left(\partial P/\partial V\right)_T = 0$ и термодинамическая система непрерывным образом проходит через состояние нулевой устойчивости.

Процессы структуризации текучих сред с образованием устойчивых крупномасштабных вихревых структур рассмотрены как на классических примерах образования вихрей Тейлора и Тейлора–Гёртлера, так и на примерах течений, формирующихся в условиях кризиса закрученного потока в каналах сложной геометрии трубных систем первого контура и парогенераторов ядерных энергетических установок.

Рассматривая спиральность как параметр порядка при переходе термодинамической системы в более устойчивое и энергетически выгодное состояние в условиях кризиса термодинамической устойчивости, сопровождаемого процессом образования детерминированной вихревой структуры потока (т. е. фазовым переходом «беспорядок – порядок» в турбулентном течении), можно оценить энергетический баланс в переходных процессах, соответствующих как структуризации течения с образованием устойчивой вихревой структуры потока, так и процессу диссипации с распадом вихреобразований.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 23-29-00373.

Литература

1. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1980. – 331 с.

2. Щукин В. К., Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. – 200 с.

3. Митрофанова О. В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. М.: Физматлит, 2010. – 288 с.

4. Митрофанова О. В. О структурном подобии устойчивых форм спирально-вихревого движения // Инженерно-физический журнал. 2017. Т. 90, № 5. С. 1179–1192.

5. Новиков И. И. Термодинамика спинодалей и фазовых переходов. М.: Наука, 2000. – 165 с.

6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. – 583 с.

7. Новиков И. И. Термодинамика. М.: Машиностроение, 1984. – 592 с.

УДК 534.231:532.517

ИССЛЕДОВАНИЯ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ИМПАКТНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА В РЕЖИМЕ КРИТИЧЕСКОГО ИСТЕЧЕНИЯ

О. В. Митрофанова[1,2], И. Г. Поздеева[1,2], Н. А. Старовойтов[1]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

Представлены результаты исследований процесса генерации акустических колебаний при формировании спирально-вихревых структур в предкризисном и кризисном режимах истечения импактного закрученного потока. Особое внимание уделено выявлению условий перехода к режиму критического течения воздушной среды, при котором регистрируется резонансный эффект максимального приближения частоты вихреобразования к собственной частоте гидромеханической системы. Получены визуализационные картины вихревых структур в зависимости от нагнетаемого давления.

Ключевые слова: *гидродинамика, закрученные потоки, вихревые структуры, импактное течение, акустические колебания, резонанс.*

Исследования проводились на газодинамическом стенде, подробное описание которого представлено в работе [1]. Рабочим участком экспериментального стенда являлась вихревая камера *1*. В нижнюю часть вихревой камеры по тангенциальному подводу *4* нагнетался компрессором осушенный воздух (рис. 1). Верхняя торцевая поверхность камеры *2* была выполнена из плексигласа с центральным отверстием диаметром d_0. Незакрепленная преграда в виде круглого плексигласового диска *3* могла свободно вращаться и перемещаться вдоль вертикальной оси.

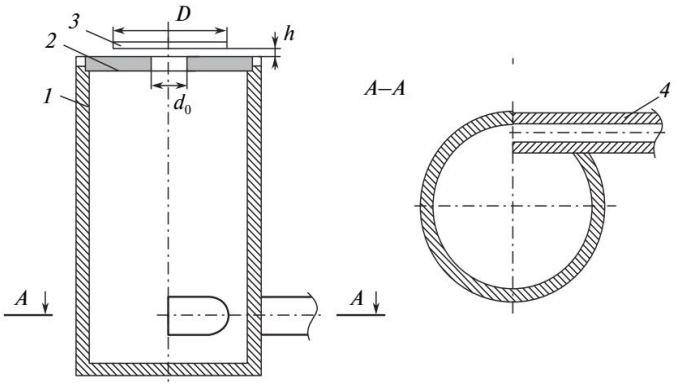


Рис. 1. Схема рабочего участка экспериментального стенда: *1* – вихревая камера, *2* – упругая верхняя торцевая поверхность камеры (съемная крышка), *3* – преграда, *4* – тангенциальный подвод воздуха; D – диаметр преграды, d_0 – диаметр отверстия крышки, h – высота саморегулирующегося зазора

Основой для постановки эксперимента явилось полученное ранее академиком И. И. Новиковым описание явления кризиса закрученного потока [2], сделанное на основе открытия [3]. Суть этого открытия заключается в определении кризиса закрученного течения как режима течения, при котором расходная скорость закрученного потока жидкости достигает своего предельного значения, равного скорости распространения длинных центробежных волн.

В процессе эксперимента на вход вихревой камеры подавался сжатый воздух с постепенным увеличением нагнетаемого давления. При малых значениях расхода незакрепленная преграда, прижимаемая атмосферным давлением, фиксировалась на расстоянии h над отверстием вихревой камеры и начинала вращаться вокруг своей оси. Величина h регулировалась в процессе истечения импактного закрученного потока за счет разницы атмосферного давления и разрежения под преградой, создаваемого в процессе формирования вихревой структуры потока [4]. Согласно открытию [3] после достижения критического (предельного) значе-

ния расхода дальнейшее увеличение нагнетаемого давления на входе в вихревую камеру не приводило к увеличению расхода. Вращение преграды при этом останавливалось, а внешний микрофон начинал фиксировать появление акустических колебаний.

Сопоставление процессов изменения расхода и генерации акустических колебаний в предкризисном и кризисном режимах истечения импактного закрученного потока представлено на рис. 2, где график изменения расхода во времени (кривая *1*) совмещен с временной разверткой акустических колебаний (кривая *2*). На интервале времени от метки 12 с до метки 58 с расход воздуха через вихревую камеру плавно увеличивался от 0 до предельного расхода, который составил 32% максимального расхода компрессора. Начиная с 58-й с и до выключения установки на 69-й с, расход перестает меняться. Появление акустических колебаний зафиксировано с 54-й с и до выключения установки. Критическое значение расхода на представленном графике (1) соответствует значению $1{,}6 \cdot 10^{-3}$ м^3/с.

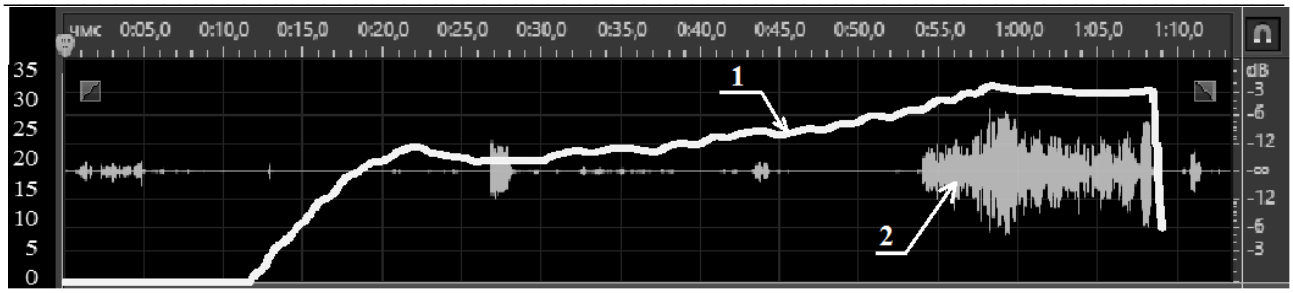
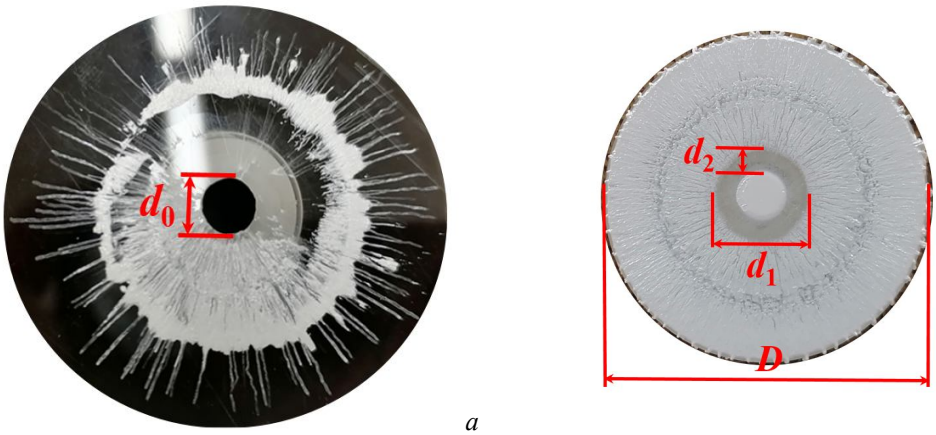


Рис. 2. Сопоставление графика изменения расхода во времени (1) с временной разверткой акустических колебаний (2) для преграды D = 30 мм и d_0 = 6 мм

Визуализация вихревой структуры потока проводилась посредством нанесения на поверхность преграды слоя вязкой суспензии с добавлением оксида титана. Как показывает рис. 3, при истечении воздуха через щель между верхней торцевой поверхностью вихревой камеры и преградой в условиях кризиса закрученного потока, фиксируемого по предельной величине расхода, формируется «тонкая» спирально-вихревая структура течения (рис. 3, *а*). Причиной образования такой структуры является формирование тороидального вихря под преградой над краем выходного отверстия. Отпечаток этого вихря представлен на рис. 3, *б* с указанием его характерных размеров d_1 и d_2. При формировании такой вихревой структуры потока был зафиксирован спектр акустических колебаний в области звукового диапазона (рис. 2, кривая 2).



а *б*

Рис. 3. Визуализация вихревых структур для плексигласовой крышки с отверстием диаметром d_0 = = 6 мм и углом скоса α = 45° и преграды диаметра D = 40 мм: *а* – группа спиральных вихрей на нижней поверхности выходной щели, *б* – след тороидального вихря с размерами d_1 и d_2 на верхней поверхности выходной щели

Как было показано в работе [1], описываемый процесс соответствует условию возбуждения акустического резонанса, сопровождаемого резким усилением звуковых колебаний на частоте, совпадающей с собственной частотой вихревой камеры, составляющей 2250 Гц.

Было проведено сопоставление экспериментально полученных визуализаций вихревых структур с фрагментами фигур Лиссажу в дозвуковом и звуковом режимах истечения импактного закрученного потока (рис. 4). На рис. 4 *а*, *в* представлены визуализационная картина течения (*а*) и фрагмент фигуры Лиссажу (*в*) в дозвуковом режиме, соответствующем периоду начала формирования спирально-вихревой структуры потока (см. интервал времени от 20 до 50 с на рис. 2). Рис. 4, *б* и *г* показывают перестройку структуры тонких спиральных вихрей (*б*) и соответствующий им фрагмент фигуры Лиссажу (*г*) в условиях критического истечения импактного закрученного потока, сопровождаемого интенсивными акустическими колебаниями.

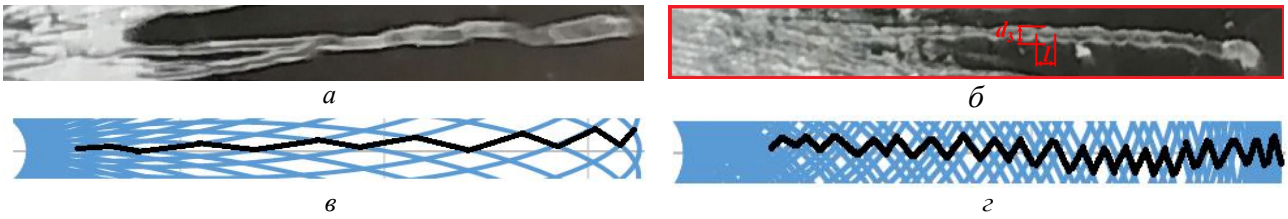


Рис. 4. Сопоставление результатов визуализации тонкой спирально-вихревой структуры в дозвуковом (*а*) и звуковом (*б*) режимах с фрагментами фигур Лиссажу: *в* – фрагмент фигуры Лиссажу с частотами f_1 = 390,6 Гц и f_2 = 2218,8 Гц, *г* – фрагмент фигуры Лиссажу с частотами f_1 = 2125 Гц и f_2 = 2563 Гц

Отличие в построении фигур Лиссажу и вихревой структуре потока, показанных на рис. 4, связано со сложением двух взаимно-перпендикулярных колебаний с максимальной амплитудой: в дозвуковом режиме это колебания с частотами f_1 = 390,6 Гц и f_2 = 2218,8 Гц, а в звуковом режиме с частотами f_1 = 2125 Гц и f_2 = 2563 Гц.

Результаты экспериментальных исследований подтверждают теоретическое соотношение, полученное в работе [5, формула 20] для описания взаимосвязи частот и радиусов в модели тороидального вихря с двойным вращением.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 23-29-00373.

Литература

1. Поздеева И. Г. Исследование гидродинамики и механизмов генерации акустических колебаний в сложных вихревых течениях: дис. ... канд. техн. наук. М., 2019. – 117 с.

2. Новиков И. И. Термодинамика. М.: Машиностроение, 1984. – 592 с.

3. Новиков И. И., Скобелкин В. И., Абрамович Г. Н., Клячко Л. А. Закономерность расхода жидкости в закрученном потоке (эффект максимального расхода закрученного потока жидкости) – открытие № 389 внесено в Гос. реестр открытий 18.10.1990 г. по заявке № ОТ-11080 от 27.02.1985.

4. Митрофанова О. В., Поздеева И. Г. Исследование механизма саморегулирования акустических колебаний в импактном закрученном течении // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2015. № 5. С. 54–63.

5. Митрофанова О. В. О структурном подобии устойчивых форм спирально-вихревого движения // Инженерно-физический журнал. 2017. Т. 90, № 5. С. 1179–1192.

УДК 536.24

УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ТЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ РАЗВЕТВЛЕНИЯ КАНАЛОВ ПРИ ПОМОЩИ ЗАКРУТКИ ПОТОКА

В. М. Молочников, Н. Д. Пашкова, А. А. Паерелий

Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», г. Казань, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований пространственно-временной структуры закрученного потока в области разветвления каналов при умеренных числах Рейнольдса на стационарном и пульсирующем режимах течения. В экспериментах использовалась визуализация течения и SIV измерения мгновенных векторных полей скорости потока в плоскости симметрии области разветвления и параллельных ей плоскостях. Особое внимание уделяется влиянию закрутки на формирование областей отрыва потока в ответвлениях и появлению признаков турбулизации потока.

Ключевые слова: *закрутка потока; разветвление каналов; умеренные числа Рейнольдса; стационарный поток; пульсирующий поток; ламинарно-турбулентный переход.*

Закрутка потока широко используется для интенсификации тепло- и массообменных процессов в элементах технологического оборудования и энергетических установок, в аппаратах химических технологий и других технических устройствах. Гидродинамика и тепломассообмен при непрерывной закрутке потока в каналах постоянного сечения, в конфузорах, диффузорах, вихревых и циклонных аппаратах достаточно хорошо изучены. Закрученные потоки в разветвляющихся каналах исследованы, главным образом, применительно к смесителям различного назначения, выполненным в форме Т-образных каналов. Основное внимание в этих исследованиях уделяется влиянию закрутки на качество (полноту) смешения. Отдельной и чрезвычайно важной областью изучения влияния закрутки потока на структуру течения в области разветвления каналов является гемодинамика сердечнососудистой системы человека. На сегодняшний день зарегистрирован и многократно подтвержден факт естественной закрутки потока крови в сердце и крупных артериальных сосудах [1], однако в большинстве современных исследований этот факт не принимается во внимание. Режим течения крови как правило ламинарный. Обнаружена способность закрутки потока подавлять турбулентность, возникающую при отрыве потока в местах соединения шунта с артерией-хозяином и сокращать длину отрывной области. Тем самым создаются более благоприятные условия течения крови в области анастомоза. Имеются немногочисленные исследования использования искусственной закрутки потока для улучшения гемодинамики в области анастомоза [2], однако эти исследования находятся на начальном этапе.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований структуры стационарного и пульсирующего течений в канале с разветвлением при умеренных числах Рейнольдса. Особое внимание уделяется влиянию закрутки на процессы ламинарно-турбулентного перехода. Полученные результаты могут найти применение и в каналах энергетических установок, мини- и микроканалах теплообменного оборудования.

Эксперименты проводились в специализированной установке, описание которой приведено в [2]. Установка снабжена системой измерений мгновенных двумерных векторных полей скорости потока SIV [3]. Рабочий участок установки выполнен из гладкой прозрачной трубки (поликарбонат) с внутренним диаметром $d = 17$ мм с боковым ответвлением под углом 60° (рис. 1). Для обеспечения закрутки потока перед разветвлением на расстоянии $5d$ устанавливался лопаточный завихритель, обеспечивающий во входном сечении разветвления степень закрутки потока $Y = 0.125$, что соответствует уровню естественной физиологической закрутки крови в бедренной артерии.

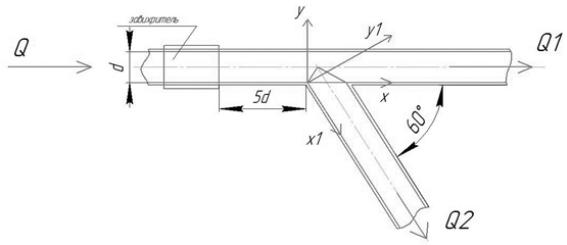
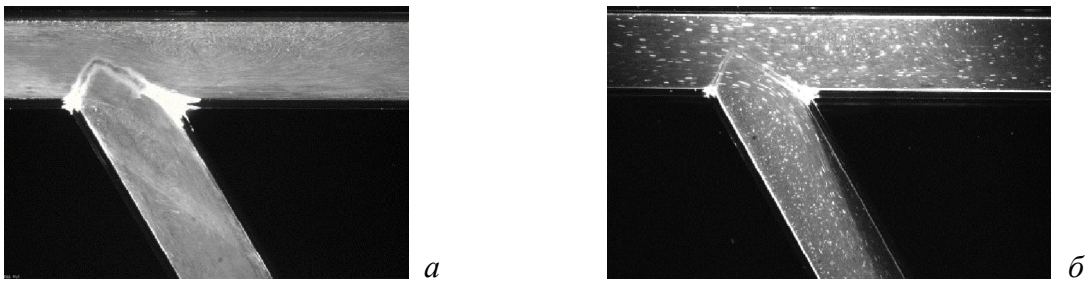


Рис. 1. Схема рабочего участка с установленным завихрителем и системы координат

Эксперименты на стационарном режиме течения проводились при числе Ренольдса Re = 1460, что соответствует максимальному расходу за период сердечных сокращений. Соотношение расходов по ответвлением составляло $Q1/Q = Q2/Q = 0.5$. В пульсирующем потоке закон изменения расхода за период колебаний соответствовал гемодинамике бедренной артерии человека, при этом $\mathrm{Re}_{\max} = U_{\max} d/\nu = 1500$. Выполнена визуализация течения в области ответвления. По результатам SIV измерений для стационарного и пульсирующего потоков получены профили компонент скорости потока u и v и их пульсаций u' и v' в различных сечениях каждого из каналов. В пульсирующем потоке определены изменения профилей статистических характеристик течения по фазе колебаний расхода через 15°. В качестве нулевого фазового угла определена точка расхода, равного его среднему значению в фазе его нарастания.

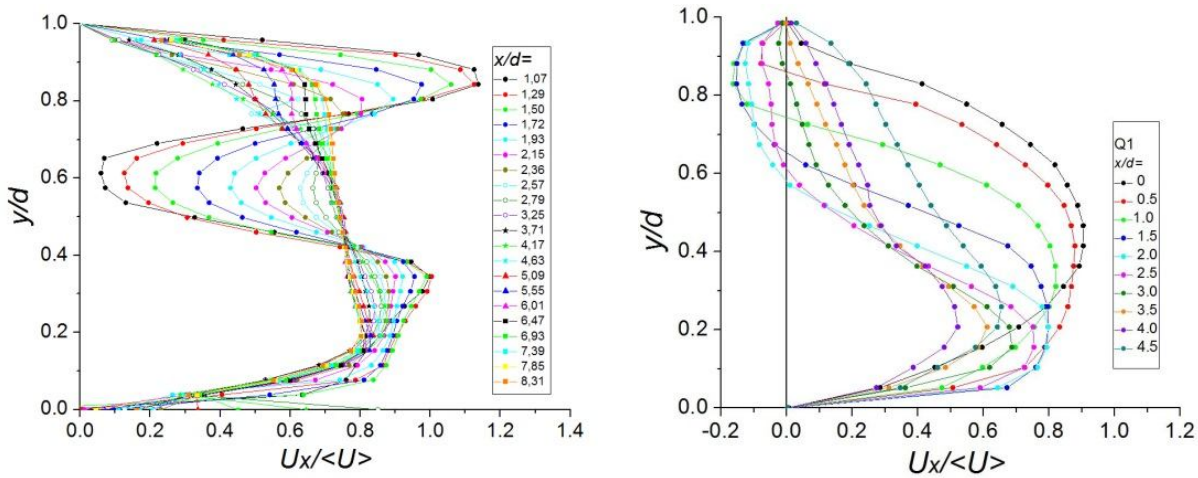
Установлено, что закрутка потока приводит к ликвидации области отрыва в ответвлении *Q1*, которая формируется при отсутствии закрутки (рис. 2, *а*). Однако вблизи оси симметрии ответвления при $x/d \approx 1.4$ образуется зона дефекта скорости (зона заторможенного потока) протяженностью приблизительно $2.4d$ (рис. 2, *б*). Вниз по потоку от этой зоны наблюдается образование крупномасштабных вихревых структур, которые имеют пространственный масштаб порядка диаметра ответвления. Установлено, что ось вихря, формируемого в ответвлении *Q1*, не является прямолинейной. Обнаружена прецессия вихря и установлена ее характерная частота: при $Q1/Q = 0.5$ она составляет порядка 37 Гц (рис. 3). Признаков локальной турбулизации потока в этом ответвлении, в отличие от случая отсутствия закрутки, не обнаружено, несмотря на существенный рост интенсивности пульсаций скорости на границах зоны заторможенного потока. В ответвлении *Q2* закрутка потока не вносит радикальных изменений в структуру течения. Область отрыва сохраняется, в слое смешения на границе отрывной области обнаружены признаки турбулизации потока: в спектрах пульсаций наблюдается инерционный интервал.



а *б*

Рис. 2. Визуализация стационарного течения в области разветвления каналов: *а* – без закрутки потока; *б* – с закруткой потока

В закрученном пульсирующем потоке в обоих ответвлениях профили скорости и ее среднеквадратичных пульсаций в плоскости симметрии разветвления сохраняют закономерности, характерные для пульсирующего потока без закрутки. Отличия наблюдаются только в некоторых количественных характеристиках распределения параметров по поперечному сечению ответвлений. Так, продольный размер этой области сокращается примерно на 30%, несколько изменяются положения максимумов в профилях скорости потока в ответвлениях.



а *б*

Рис. 3. Профили скорости в ответвлении *Q1* при соотношении расходов *Q1/Q* = 0.5: *а* – с закруткой потока; *б* – без закрутки

На границах отрывных областей наблюдается рост пульсаций скорости потока в фазах колебаний расхода, соответствующих конечным фазам ускорения и фазам торможения потока. Установлено, что механизм роста пульсаций скорости потока связан только с формированием и сносом крупномасштабных вихревых структур. Нарушение повторяемости осциллограмм скорости потока на границах отрывной области, наблюдаемое в пульсирующем течении без закрутки, не выявлено. Закрутка потока выступает в качестве стабилизирующего фактора: локальной турбулизации потока не обнаружено ни в одной из фаз колебаний расхода: инерционный интервал в соответствующих спектрах пульсаций скорости отсутствует.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант 22-19-00507.

Литература

1. Агафонов А. В., Талыгин Е. А., Бокерия Л. А., Городков А. Ю. Гидродинамические особенности закрученного потока крови в левых отделах сердца и аорте // Acta Naturae (русскоязычная версия). 2021. Т. 13, № 4. С. 4–16.

2. Ha H., Choi W., Park H., Lee S. J. Advantageous swirling flow in 45 end-to-side anastomosis // Experiments in fluids. 2014. Vol. 55. P. 1–13.

3. Mikheev N. I., Dushin N. S. A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos // Instruments and Experimental Techniques. 2016. Vol. 59, No. 6. P. 882–889.

УДК 544.4

ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ НА СКОРОСТИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

А. М. Молчанов, М. С. Шилов, А. О. Полетаев

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва

Рассмотрены основные уравнения турбулентного течения с учётом химической неравновесности, а также метод учёта влияния турбулентных пульсаций на скорости химических реакций. Приведено сравнение расчётных результатов с экспериментальными данными на примере горения водорода.

***Ключевые слова**: турбулентность, химическая кинетика, функция распределения плотности вероятности, ковариация температуры и концентраций.*

Скорость протекания химических реакций – один из важнейших параметров процесса горения в реактивных двигательных установках (ДУ). Рассмотрим число Дамкёлера Da, определяющееся как

$$Da = \frac{\tau_G}{\tau_{Ch}},$$

где τ_G – характерное время нахождения элементарного объёма рабочего тела в тракте ДУ, τ_{Ch} – характерное время протекания химических реакций. Из его определения понятно, что для чисел $Da \sim 1$ течение приобретает существенную химическую неравновесность, тем самым усложняя проектный расчёт всей ДУ. Также хорошо известно, что химическая неравновесность является одной из составляющих потерь удельного импульса некоторых ДУ.

Для многих рассматриваемых течений в трактах ДУ имеет место турбулентный режим течения. Именно хаотичность, присущая турбулентности, усложняет расчёт скорости химических реакций, как будет показано ниже.

К основной системе уравнений турбулентного течения – осреднённые уравнения Рейнольдса – добавляются уравнения химической кинетики [1]. Осреднённая скорость образования компонента s:

$$\bar{\dot{w}}_s = M_s \sum_{k=1}^{K} \left(\nu''_{k_s} - \nu'_{k_s}\right) \bar{R}_k,$$

где ν_{k_s} – стехиометрические коэффициенты, средняя скорость k-й химической реакции $\bar{R}_k$ выражается через константы скорости прямой F_k и обратной B_k реакций и массовые доли компонентов C_s следующим образом:

$$\bar{R}_k = \overline{\prod_{s=1}^{N_C} F_k \left(\frac{\rho C_s}{M_s}\right)^{\nu'_{k_s}}} - \overline{\prod_{s=1}^{N_C} B_k \left(\frac{\rho C_s}{M_s}\right)^{\nu''_{k_s}}}, \quad (1)$$

Константы скорости k и её пульсации k' как прямых, так и обратных реакций подчиняются соотношению

$$F_k, B_k \coloneqq k = AT^b \cdot exp\left\{-\frac{T_{act}}{T}\right\}; \quad k' \approx dk = \frac{dk}{dT}\left(\tilde{T}\right) \cdot T''; \quad \frac{dk}{dT} = \frac{\bar{k}}{\tilde{T}}\left(b + \frac{T_{act}}{\tilde{T}}\right).$$

Для расчета используется система реакций Конэра и др. [3]. Как прямые, так и обратные реакции в данной системе одномолекулярные, двухмолекулярные либо трёхмолекулярные с участием третьего тела M. Для одномолекулярных и двухмолекулярных реакций среднее от произведения $П$ в формуле (1) имеет вид

$$П_{одн} = \frac{\bar{\rho}}{M_s}\left(\bar{k}\cdot\tilde{C}_s + \frac{dk}{dT}(\tilde{T})\cdot\widetilde{T''C_s''}\right); \quad (2)$$

$$П_{двух} = \frac{\bar{\rho}^2}{M_s M_r}\left[\bar{k}\left(\tilde{C}_s\tilde{C}_r + \widetilde{C_s''C_r''}\right) + \frac{dk}{dT}(\tilde{T})\cdot\left(\widetilde{T''C_s''}\cdot\tilde{C}_r + \widetilde{T''C_r''}\cdot\tilde{C}_s\right)\right]. \quad (3)$$

Для трёхмолекулярных реакций ковариациями концентраций третьих тел с основными реагентами можно пренебречь [1], поэтому для таких реакций

$$П_{трёх} = П_{двух}\cdot k_{ef}[M],$$

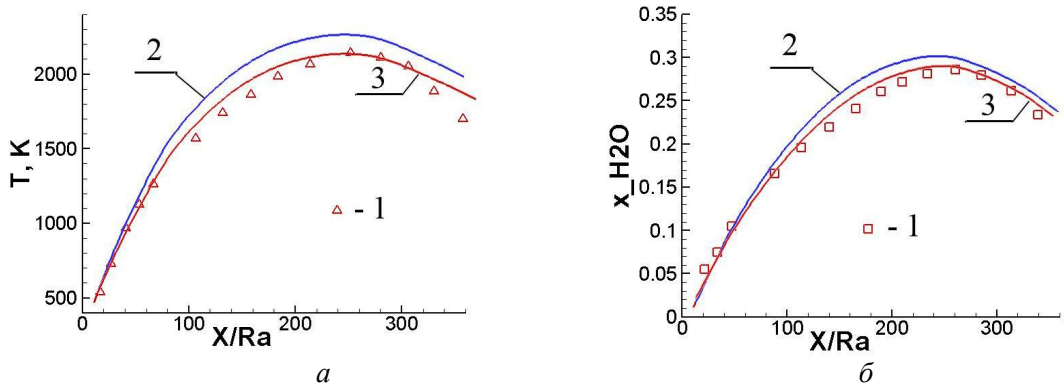
где коэффициент эффективности третьих тел k_{ef} – справочная величина. Константы A, b и энергия активации T_{act} – также справочные величины.

Для расчёта входящих в вышеописанные уравнения ковариаций $\widetilde{T''C_s''}$ и $\widetilde{C_s''C_r''}$ используются уравнения переноса, получаемые взятием смешанного момента от обыкновенных уравнений МЖГ [2]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\bar{\rho}\widetilde{h''C_s''}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\rho}\tilde{u}_j\widetilde{h''C_s''}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\mu_T}{\sigma_T}+\frac{\mu}{\sigma}\right)\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\widetilde{h''C_s''}\right)\right] + 2\frac{\mu_T}{\sigma_T}\frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j}\frac{\partial\tilde{C}_s}{\partial x_j} - 2C_f\widetilde{h''C_s''}\cdot\frac{\varepsilon}{K} + \overline{h''\dot{w}_s} + \overline{C_s''\omega_h},$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\bar{\rho}\widetilde{C_s''C_r''}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\rho}\tilde{u}_j\widetilde{C_s''C_r''}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\mu_T}{Sc_T}+\frac{\mu}{Sc}\right)\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\widetilde{C_s''C_r''}\right)\right] + 2\frac{\mu_T}{Sc_T}\frac{\partial\tilde{C}_s}{\partial x_j}\frac{\partial\tilde{C}_r}{\partial x_j} - 2C_f\widetilde{C_s''C_r''} + \overline{C_s''\dot{w}_r} + \overline{C_r''\dot{w}_s}.$$

Было проведено сравнение результатов «турбулентной» расчётной модели с несколькими экспериментами, один из которых – дозвуковой эксперимент Кента и Билджера [3], а также с результатами «ламинарной» расчётной модели. На рис. 1–3 представлены результаты сравнения.



а *б*

Рис. 1. Распределение температуры (*а*) и мольной концентрации воды (*б*) вдоль оси струи водорода, взаимодействующей со спутным потоком воздуха: 1 – эксперимент Кента и Билджера [6]; 2 – расчёт с «ламинарной» химией; 3 – расчёт с «турбулентной» химией

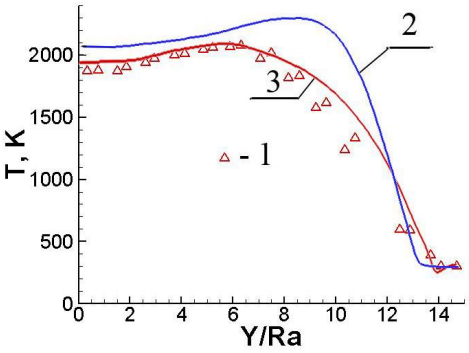


Рис. 2. Поперечные профили температуры в струе водорода, взаимодействующей со спутным потоком воздуха, при $x/R_a = 160$: 1 – эксперимент Кента и Билджера [3]; 2 – расчёт с «ламинарной» химией; 3 – расчёт с «турбулентной» химией

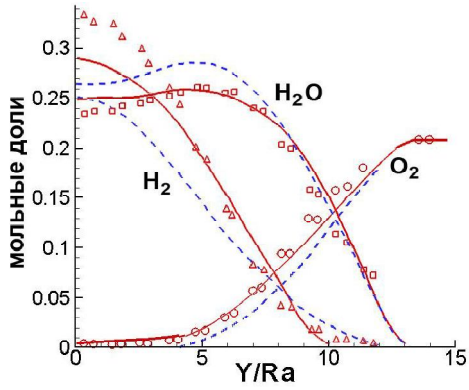


Рис. 3. Поперечные профили мольных концентраций компонентов в струе водорода, взаимодействующей со спутным потоком воздуха, при $x/R_a = 160$: фигуры – эксперименты Кента и Билджера [3]; штриховые линии – расчёт с «ламинарной» химией; сплошные линии – расчёт с «турбулентной» химией

Выводы. Из уравнений (1)–(3) видно, что средняя скорость образования компонента зависит не только от средних параметров течения, но и от их ковариаций:

$$\bar{\dot{w}}_s = f\left(\bar{\rho}, \tilde{T}, \tilde{C}_s, \widetilde{T''C_s''}, \widetilde{C_s''C_r''}, \dots\right).$$

Применение расчётной модели с учётом влияния турбулентности на химическую кинетику даёт более согласующиеся результаты. В свою очередь это позволяет выполнять более точный расчёт тепломассообмена в агрегатах, в которых присутствует поток химически реагирующих веществ.

Литература

1. Молчанов А. М. Неравновесная высокоэнтальпийная термогазодинамика. М., 2020. – 153 с.

2. Молчанов А. М. Математическое моделирование задач газодинамики и тепломассообмена. М.: Изд-во МАИ, 2013. – 208 с.

3. Connaire M. O., Curran H. J., Simmie J.M., Pitz W. J., Westbrook C.K. A comprehensive modeling study of hydrogen oxidation // Int. J. of Chemical Kinetics. 2004. Vol. 36. P. 603–622.

4. Kent J. H., Bilger R. W. Turbulent diffusion flames. Department of Mechanical Engineering, University of Sydney, Sydney, Australia.

УДК 536.46: 519.63

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОТОКОВ В КАНАЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ ДВИГАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК ТРАНСПОРТНЫХ СИСТЕМ

И. А. Попов[1], В. М. Гуреев[1], М. В. Гуреев[1], Ю. В. Жукова[2], А. Д. Чорный[2], Т. А. Баранова[2], И. Г. Кухарчук[2], И. А. Попов-мл[3]

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева - КАИ, г. Казань, Россия
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[3]Казанский государственный аграрный университет, г. Казань, Россия

Приведены результаты моделирования гидро- и аэродинамики движения различных рабочих сред в каналах сложной формы, в том числе в условиях пульсаций расходов и давлений, применительно к созданию цифровых двойников дизельных двигателей большегрузных транспортных средств. Рассмотрены каналы систем смазки, газообмена и охлаждения для различных режимов, включая особенности функционирования масляного насоса, турбокомпрессора и жидкостной помпы. На основе результатов моделирования базовых конструкций предложены технические решения для модернизации каналов для снижения их гидросопротивления и выравнивания распределения массовых расходов.

Ключевые слова: *нестационарные течения, теплообмен, цифровой двойник, канал сложной формы, дизельный двигатель.*

В основе работы лежит подготовительный этап для создания цифровых двойников узлов, агрегатов и систем как их цифровой (виртуальной) модели. Цифровой двойник – цифровая копия физического объекта или процесса, имеющая обратную связь с объектом моделирования. Переход с натурного образца на цифровой аналог позволяет выявлять проблемы функционирования объекта без дорогостоящих и длительных натурных испытаний и производить доводку объекта с целью повышения его эффективности, проверки технических решений, повышения надежности эксплуатации и разработки технологии создания.

Цифровые двойники узлов и агрегатов дизельного двигателя состоят из CAD-модели, физико-математической модели, описывающей все процессы работы узлов и агрегатов средства, набора режимных параметров и условий эксплуатации (как вариант обратной связи с объектом), критериев оптимальной эксплуатации [1, 2]. Весь набор данных и моделей позволяет точно воспроизводить работу систем двигателя. Перед началом работ с цифровым двойником проводится обязательная верификация его работы в базовой комплектации на номинальных режимах. При достижении точности не ниже 90–95% цифровой двойник передается для моделирования нерасчетных режимов, модификации и проверки технико-экономической адекватности принимаемых решений.

Создание CAD-модели автотранспортных средств, а также их узлов и агрегатов производится с использованием программного обеспечения Siemens NX, а при моделировании процессов гидрогазодинамики и тепломассопереноса используется пакет прикладных программ Ansys и его газодинамические решатели – Fluent и CFX. При использовании упомянутых выше пакетов созданный цифровой двойник позволяет эффективно оптимизировать конструкции элементов двигателей на основе глубокого и всестороннего анализа протекающих процессов.

Одним из объектов исследования являлась система смазки двигателя. Цель работы – провести расчетные исследования, определить значения давления и расхода моторного масла по каждому компоненту системы смазки двигателя и всего двигателя в целом, определить текущий запас системы и гидравлический потенциал системы с учетом текущей геометрии и

форсирования двигателя. Цифровой двойник включал CAD-модель всех элементов смазки, а также физико-математическую модель течения и теплообмена в системе (рис. 1). Для моделирования работы насоса объемного типа (героторного) использована модель погруженного тела, реализованная в газодинамическом решателе ANSYS CFX. Особенностью расчета гидродинамики в масляных каналах являлись пульсирующий характер потока на выходе из насоса, большое количество тройниковых соединений и закрутка потока в форсуночных устройствах.

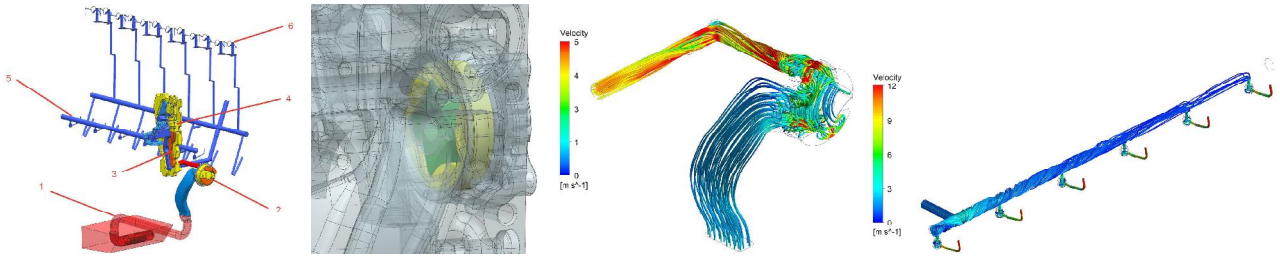


Рис. 1. Цифровая модель системы смазки рядного дизельного двигателя с героторным насосом: 1–6 – отдельные расчетные домены

По результатам серии гидравлических расчетов были получены параметры системы базовой конструкции: напорная характеристика героторного насоса, гидравлическая характеристика клапана регулировки давления масла, потери давления на всех напорных участках масляных магистралей. На основе анализа работы цифрового двойника разработаны следующие технические решения по модернизации системы смазки: увеличение производительности насоса за счет линейного изменения рабочего объёма насоса с одновременным объёмным масштабированием рабочего объёма насоса; предложена модификация штока клапана регулировки давления с уменьшением его длины со стороны масляного канала.

Следующим объектом исследования, для которого был создан цифровой двойник, была система впуска газов рядного 6-цилиндрового двигателя. Цифровой двойник разрабатывался для определение значения газодинамического сопротивления и характеристики течения газов в системе впуска двигателя, проведения оптимизации и оценки равномерности распределения заряда по цилиндрам (рис. 2). Цифровой двойник включал CAD-модель всех элементов системы впуска, а также физико-математическую модель течения и теплообмена в системе. Особенностью расчета аэродинамики во впускном коллекторе являлись пульсации потока из периодического открытия клапанов, завихренность потока и большое количество разветвлений в исследуемой системе. Проведенная верификация расчетного алгоритма показала допустимое отклонение результатов расчетов и экспериментальных значений (не более 2,5%).

На основе анализа распределения зарядов по цилиндрам и гидравлических потерь цифрового двойника системы подачи воздуха выявлены недостатки системы и установлено, что для всех режимов работы двигателя имеет место неравномерность массового расхода воздуха в клапанах, достигающая 16–27%. Выявлено, что гидравлические потери в системе впуска в головку блока цилиндров (ГБЦ) для всех режимов работы двигателя незначительные и составляют 0,91–2,47% от давления во входном сечении впускного патрубка коллектора ГБЦ. Гидравлические потери резко изменяются за время цикла из-за пульсации потока в системе впуска ГБЦ. Предложены и численно реализованы на базе цифрового двойника варианты модернизации системы, заключающиеся в изменении конструкции крышки патрубка подачи воздуха; в увеличении объема входной воздушной камеры для улучшения доступа воздуха к крайним цилиндрам; в удлинении расширенной части входного коллектора ГБЦ и крышки для улучшения доступа воздуха к крайним цилиндрам; в изменении угла наклона подводящего патрубка и в переходе от бокового подвода воздуха к центральному подводу. По результатам моделирования газодинамических процессов в системе впуска установлено,

что гидравлические потери системы впуска в ГБЦ с внешним коллектором составляет 0,16% от давления во впускном патрубке коллектора ГБЦ. Сопротивление достаточно низкое, из-за гашения обратных течений и значительных пульсаций течения. При этом неравномерность максимального и минимального значения на цилиндрах достигает всего 8,56%, при этом отклонение от среднего значения по всем цилиндрам не превышает 4,5%.

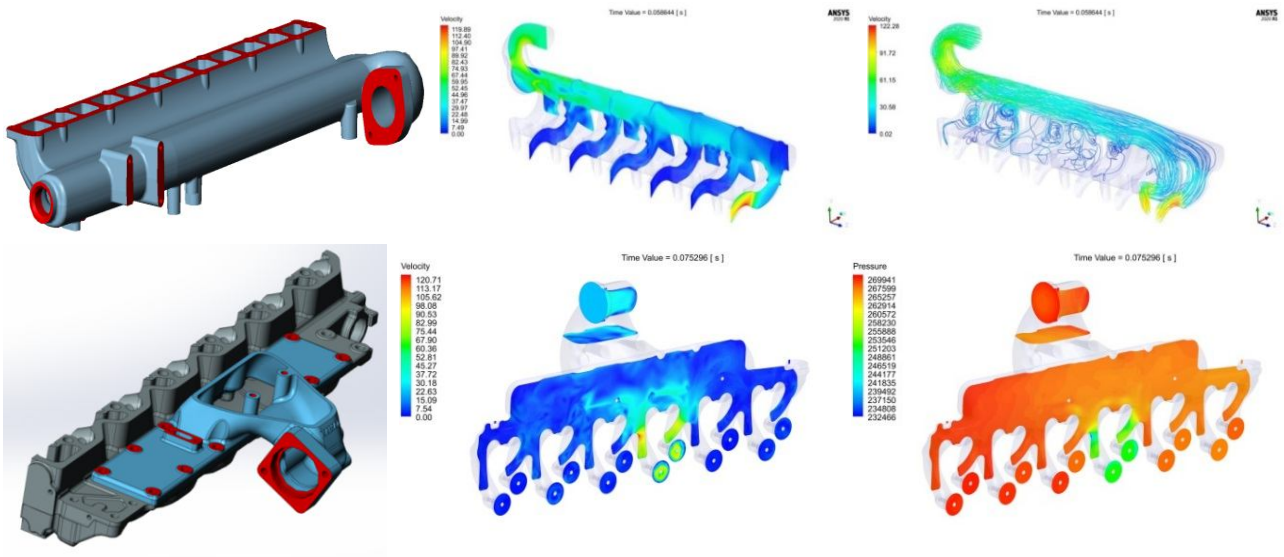


Рис. 2. Внешний коллектор системы впуска оптимальной конструкции с результатами оценки распределения давления и линий тока воздуха, коллектор с центральным входом оптимальной конструкции с распределениями давления и скоростей в нем

Подобные работы по созданию цифровых двойников проведены для системы выпуска газов, турбокомпрессора и системы охлаждения дизельных двигателей, что позволило существенно улучшить эксплуатационные характеристики рассматриваемых систем.

Таким образом, цифровой двойник позволяет без натурных испытаний определять рабочие характеристики узлов и систем двигателей транспортных средств, предлагать технические решения по повышению эффективности их работы.

Исследование проведено в рамках Соглашения о консорциуме между КНИТУ-КАИ и Институтом тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси.

Литература

1. Гуреев В. М., Гортышов Ю. Ф., Попов И. А., Макаров Е. Г., Куликов А. С. Цифровые двойники – основа принятия оптимальных технических решений и повышения финансовой эффективности разработок // Междунар. форум KAZAN DIGITAL WEEK – 2023: сб. материалов. Казань: ГБУ «НЦБЖД», 2023. Ч. 1. С. 313–323.

2. Чорный А. Д., Жукова Ю. В., Баранова Т. А., Кухарчук И. Г., Попов И. А. Опыт создания цифровых двойников для моделирования эксплуатационных режимов транспортных систем // Междунар. форум KAZAN DIGITAL WEEK – 2023: сб. материалов. – Казань: ГБУ «НЦБЖД», 2023. Ч. 1. С. 442–450.

УДК 533.6.011.34

МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СЕПАРАЦИЕЙ ДЛЯ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ АЭРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Д. К. Попова[1,2], Н. Н. Кортиков[1]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт- Петербург, Россия
[2]АО "ОДК – Климов", г. Санкт- Петербург, Россия

На основе URANS–подхода разработана численная модель, на основе которой осуществляется управление температурной сепарацией на рабочих лопатках и эффективностью турбинной ступени за счет регулировки положения форсунок на выходе камеры сгорания и добавлением закрутки потока внутри них. Показано, что в межлопаточном канале при отсутствии закрутки потока регулировка расположения теплового пятна относительно входа в межлопаточный канал оказывает разнонаправленное влияние на КПД и температурную сепарацию. При наложении закрутки потока в тепловом пятне одновременного усовершенствования аэродинамических и тепловых характеристик проточной части турбины авиационного двигателя не происходит. При этом снижение КПД турбины относительно случая однородного поля температуры и скорости составляет от 0.19% до 1.08%. Полученные результаты подтверждаются данными других авторов и могут служить основой для проектирования элементов, входящих в состав газогенератора авиационного двигателя.

Ключевые слова: *ротор-статор взаимодействие, закрутка потока, камера сгорания, температурная сепарация, клокинг-эффект, эффективность турбинной ступени.*

Турбина высокого давления является одним из наиболее важных компонентов авиационного двигателя. Постоянный рост температуры газа на входе в турбину приводит к необходимости обеспечения работоспособности элементов ГТД, подверженных воздействию высоких температур газа [1]. Из всех элементов высокотемпературного тракта в наиболее напряженных условиях работает лопаточный аппарат турбины. Эта ситуация дополнительно осложняется неравномерностью температуры ("горячие пятна") и скорости (наличие вихрей) потока на выходе из камеры сгорания (КС). Неравномерность температуры возникает вследствие раздельного расположения топливных форсунок и наличия завесного охлаждения стенок камеры сгорания (рис. 1).

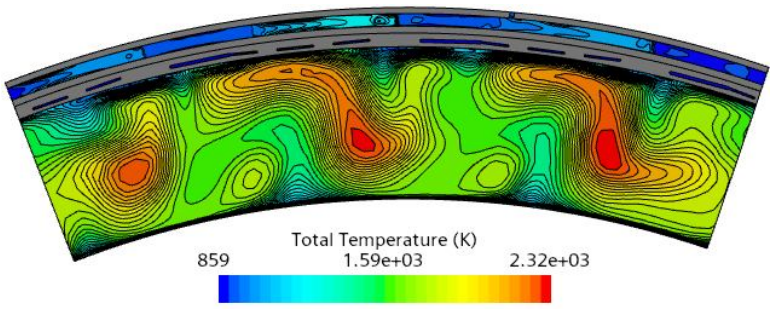


Рис. 1. Поле полной температуры на выходе из камеры сгорания

Неравномерность поля скорости является результатом взаимодействия сильно закрученных потоков воздуха в камере сгорания. Образовавшиеся вихревые структуры усиливают смешивание топлива и воздуха и способствуют стабильности пламени [2].

Различные положения и направления вихря на выходе из камеры сгорания изменяют угол атаки натекающего на поверхность лопатки потока газа, тем самым создавая различные

градиенты давления на ее поверхности. В зависимости от направления завихрения и различных положений вихря относительно лопаток соплового аппарата турбины меняется и распределение линий тока вблизи поверхности рабочих лопаток, и теплообмен на поверхности рабочих лопаток [3]. Комбинация вихря и «горячего пятна» приводит к большим нестационарным колебаниям теплового потока и теплового нагружения на поверхности рабочей лопатки по сравнению со случаем, когда закрутка потока отсутствует [4].

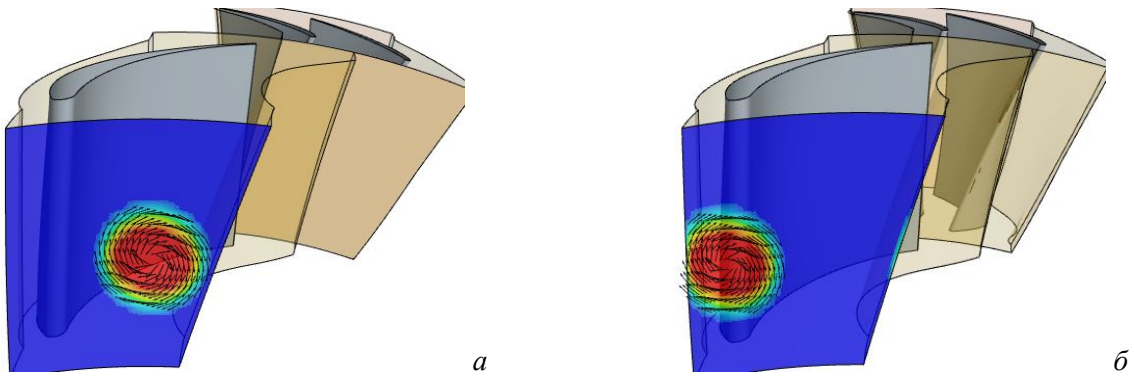
Целью данной работы является исследование влияния положения форсунок камеры сгорания (clocking effect) и температурно-скоростной неравномерности на выходе из КС на температурную сепарацию на поверхности рабочих лопатках газовой турбины, а также на эффективность работы турбины.

Расчет турбинной ступени был проведен в программном комплексе STAR CCM+ (17.06.007-R8) в трехмерной постановке. Решалась система уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу. В качестве модели турбулентности выбрана модель Ментера k-ω SST с поправкой на кривизну линий тока.

Расчетная модель состоит из двух областей: один межлопаточный канал для статорной области и два канала для роторной. Ступень ЛПИ состоит из 24 сопловых лопаток (ZS = 24) и 48 рабочих лопаток (ZR = 48). Расчетная сетка содержит около 1,3 млн призматических ячеек.

Было рассмотрено пять случаев с различным положением форсунок КС и температурной (наличие горячего пятна) и скоростной (наличие вихря) неравномерностью на входе в расчетную область: 1) однородные поля температуры и скорости на входе в ступень (Uniform); 2) тепловое пятно по центру межлопаточного канала СА без закрутки (Mid (T)); 3) тепловое пятно по центру межлопаточного канала СА с закруткой потока (Mid (T+Swirl)) (рис. 2, *а*); 4) тепловое пятно напротив входной кромки сопловой лопатки без закрутки (LE (T)); 5) тепловое пятно напротив входной кромки сопловой лопатки с закруткой потока (LE (T+Swirl)) (рис. 2, *б*).

В расчетной модели были приняты следующие значения чисел подобия: число Рейнольдса $Re = 3.4 \cdot 10^5$; число Струхаля Sh = 1.05; параметр вращения K = 0.12; температурная неравномерность, равная отношению разницы между максимальной и средней температурами к перепаду температур в камере сгорания, TD = 0.14; параметр закрутки SN = 0.2.



а *б*

Рис. 2. Положения форсунок относительно соплового аппарата

В результате расчетов (рис. 3) было получено, что при отсутствии закрутки потока регулировка расположения теплового пятна относительно входа в межлопаточный канал (напротив входной кромки лопатки и по центру межлопаточного канала) наблюдается разнонаправленное поведение в изменении эффективности ступени (КПД) и температурной сепарации. В частности, расположение теплового пятна по центру приводит к благоприятному понижению температурной сепарации [5] и к неблагоприятному понижению КПД. При сдвиге теплового пятна к входной кромке сопловой лопатки имеет место обратное. При наложении закрутки потока в тепловом пятне при расположении по центру происходит возрастание

КПД с одновременным неблагоприятным ростом температурной сепарации на поверхности рабочей лопатки. При смещении теплового пятна к входной кромке происходит снижение КПД и благоприятное уменьшение температурной сепарации.

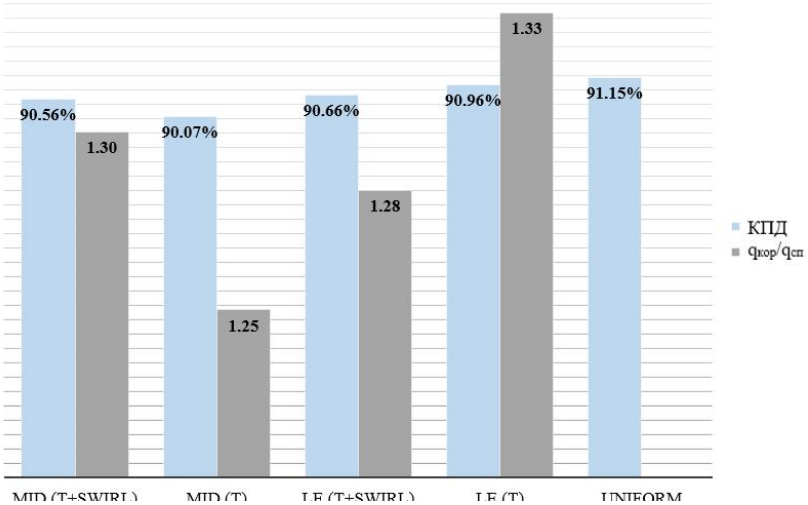


Рис. 1. Влияние положения форсунок и закрутки потока на температурную сепарацию и КПД

Таким образом, управляющее комбинированное воздействие в виде закрутки и окружного смещения форсунки не приводит к одновременному совершенствованию аэродинамических и тепловых характеристик проточной части ступени турбины. Это определяет необходимость выбора приоритета при согласовании рабочих процессов в камере сгорания и газовой турбины авиационного двигателя.

Литература

1. Щукин А. В., Ильинков А. В., Такмовцев В. В., Ильинкова Т. А., Хабибуллин И. И. Теплофизика рабочих процессов в охлаждаемых лопатках газовых турбин; под общ. ред. докт. техн. наук А. В. Щукина. – Казань: Изд-во КНИТУ-КАИ, 2020. – 392 с.

2. Yang X., Cai H., Kang J., Liu W., Li P. Influence of hot streak and swirl clocking position on aerothermal performance of high-pressure turbine // Aerospace. 2023. Vol. 934. No. 10. 29 p.

3. Adams M. G., Beard P. F., Stokes M. R., Wallin F., Chan K. S., Povey T. Effect of a combined hot-streak and swirl profile on cooled 1.5-stage turbine aerodynamics: an experimental and computational study // J. of Turbomachinery 2021. Vol. 143. 21 p.

4. Khanal B., He L., Northall J., Adami P. Unsteady aerothermal behaviour of hp turbine stage under influence of combustor hot streak and swirl // ISUAAAT13-S8-1. 2012. 9 p.

5. Попова Д. К., Кортиков Н. Н. Моделирование нестационарного теплообмена на поверхности рабочих лопаток турбинной ступени // XXIV Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А. И. Леонтьева: Тез. докл. 23–27 мая 2023 г. С. 346–347.

УДК 536.24

ТЕНЕВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВОЗДУШНО-КАПЕЛЬНОГО ПОТОКА В СВЕРХЗВУКОВОМ СОПЛЕ

С. С. Попович, А. Г. Здитовец, Ю. А. Виноградов

НИИ механики МГУ, г. Москва, Россия

Приводятся результаты исследования расширения сжатого воздушно-капельного потока в плоском сверхзвуковом сопле. Капельный поток создавался впрыском дистиллированной воды через центробежную форсунку в форкамеру аэродинамической установки. С помощью теневого лазерного метода SSP исследовалось распределение капель по размерам в критическом сечении и расширяющейся части сверхзвукового сопла. Получены серии снимков динамики распада капель в сопле и гистограммы распределения капель по размерам в сверхзвуковом потоке в диапазоне чисел Маха 2.25–2.75 и перепада давления на форсунке 300–1000 кПа.

Ключевые слова: *воздушно-капельный поток, аэродинамическая установка, сверхзвуковое сопло, теневой метод, импульсный лазер.*

Известно, что при расширении исходно сжатого газа в канале его статическая температура снижается за счет перехода внутренней энергии газа в кинетическую энергию потока. Возникает вопрос: возможно ли создать в потоке такие условия, при которых температура обтекаемой стенки была бы близка к минимальной температуре в системе – статической температуре потока. Решение данной задачи возможно через использование свойств газокапельных потоков с малой массовой концентрацией (до 1%) жидкой фазы. В таком случае жидкая фаза практически не влияет на свойства несущего потока, при этом капли могут охлаждаться до термодинамической температуры потока [1–3]. Организовав выпадение охлажденных капель на стенку, возможно добиться снижения температуры поверхности.

В результате ранее проведенных экспериментальных исследований [4–7] создана и отлажена система подготовки и впрыска жидкости в сверхзвуковой поток через одно- и многофорсуночную систему в форкамере аэродинамической установки. Проведена серия тепловизионных измерений темпа охлаждения пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушным и воздушно-капельным потоками. Обнаружены эффекты образования ледяных наростов на обтекаемой стенке со снижением температуры на 10–13 °С по сравнению с однофазным потоком. Визуализация картины течения показала преимущественную фокусировку частиц в центральной части канала после прохождения сопла. Опробован метод аэродинамической фокусировки частиц вдоль фронта скачка уплотнения при установке перед моделью клина-генератора скачка уплотнения. При варьировании чисел Маха набегающего потока обнаружен режим максимального снижения температуры всей поверхности обтекаемой пластины при числах Маха меньших 2.5, в то время как для больших чисел Маха наблюдалось охлаждение только передней кромки пластины. Целью настоящей работы является исследование распада капель и распределения капель по размерам в критическом сечении и в расширяющейся части сверхзвукового сопла.

Экспериментальные исследования проводились на сверхзвуковой аэродинамической установке непрерывного действия АР-2 (рисунок). Рабочий канал установки имеет прямоугольное поперечное сечение с размерами 70×98 мм. Сопло образовано двумя плоскими гибкими пластинами, обеспечивающими возможность изменения числа Маха на срезе сопла за счет поджатия критического сечения с помощью электропривода. В центральной части форкамеры на расстоянии 300 мм от начала зоны сужения размещались центробежные форсунки. Средний размер водных капель в создаваемом форсункой спрее (по информации производителя Lechler) – от 60 до 110 мкм при изменении перепада давления от 1000 до 300 кПа

соответственно. Подвод дистиллированной воды к форсунке производился через отдельную систему, состоящую из бака с дистиллированной водой под давлением (давление воды в баке нагнеталось и поддерживалось на заданном уровне пневматической системой), расходомерного устройства и соединительных трубок. На боковых стенках рабочей части трубы смонтированы иллюминаторы с оптическими стеклами для визуализации картины течения с помощью прибора Теплера и цифровой камеры машинного зрения. При исследовании распределения капель по размерам в сверхзвуковом потоке использовался теневой лазерный метод SSP (shadow photography) [8, 9], включающий в себя: систему освещения потока на основе двойного импульсного Nd:YAG лазера Beamtech с длиной волны 532 нм, цифровую ПЗС-камеру с кадровой частотой на полном разрешении до 15 Гц и синхронизирующий процессор Polis SP-10.0ПС.

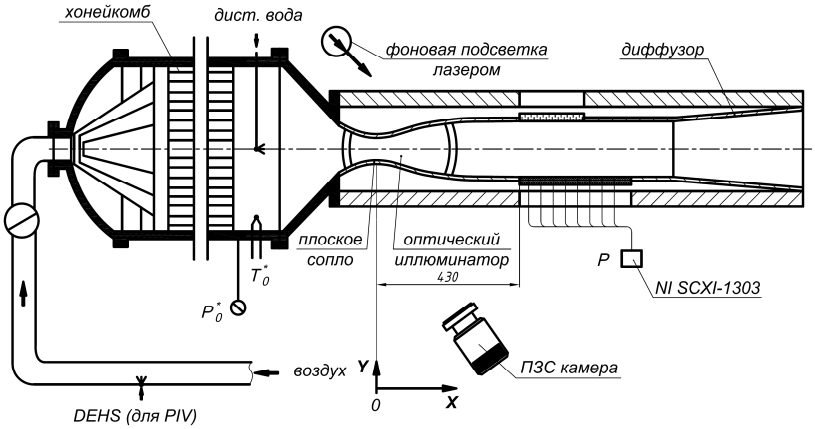


Схема проведения экспериментального исследования на сверхзвуковой аэродинамической установке АР-2. T_0^* – полная температура набегающего потока, К; P_0^* – полное давление в форкамере, Па; P – статическое давление на стенке, Па

Предварительно была проведена серия измерений распределения водных капель по размерам при распыле воды центробежной форсункой в атмосферу. Проведено сравнение полученных гистограмм с данными производителя форсунки Lechler. Так, например, при перепаде давления 900 кПа среднезаутеровский диаметр капель при распыле в атмосферу составил около 70 мкм, а по данным производителя – 66 мкм.

Получена серия снимков мгновенного состояния воздушно-капельного потока в области критического сечения и в расширяющейся части сопла. Методом SSP получено нормальное распределение капель по размерам с характерным средним диаметром по Заутеру порядка 20 мкм на срезе сопла. При этом средний диаметр капель и распределение по размерам практически не зависели от перепада давления на форсунке в исследуемом широком диапазоне от 200 до 1200 кПа и изменении числа Маха в диапазоне от 2.0 до 3.0. Данный результат позволяет предположить, что зафиксированное при меньших числах Маха набегающего потока снижение адиабатной температуры стенки пластины является не результатом изменения размера формируемых капель, а следствием конфигурации возникающих скачков уплотнения и связанным с этим эффектом аэродинамической фокусировки капель за генератором.

Литература

1. Леонтьев А. И., Осипцов А. Н., Рыбдылова О. Д. Пограничный слой на плоской пластине в сверхзвуковом газокапельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // ТВТ. 2015. Т. 53, № 6. С. 910–917.

2. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Попович С. С. и др. Коэффициент восстановления температуры в сжимаемом турбулентном пограничном слое // ТВТ. 2022. Т. 60, № 3. С. 455–480.

3. Zditovets A. G., Kiselev N. A., Popovich S. S. et al. Adiabatic wall temperature in the supersonic flow of moist air with spontaneous condensation // Exp. Therm. Flu. Sci. 2024. Vol. 150, No. 111057.

4. Попович С. С., Здитовец А. Г., Виноградов Ю. А. и др. Измерение адиабатной температуры стенки плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 130–136.

5. Popovich S. S., Zditovets A. G., Kiselev N. A. et al. Supersonic flow adiabatic wall temperature influenced by admixture of finely divided water droplets // Proc. 15th Intern. Conf. on heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics HEFAT. 2021. P. 2079–2084.

6. Попович С. С., Здитовец А. Г., Киселёв Н. А. и др. Экспериментальное исследование адиабатной температуры стенки при обтекании пластины сверхзвуковым газокапельным потоком // ММФ–2022: XVI Минский междунар. форум по тепло- и массообмену (16–19 мая 2022 г.): Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2022. Т. 1. С. 197–201.

7. Попович С. С., Леонтьев А. И., Здитовец А. Г., Киселёв Н. А., Виноградов Ю. А. Экспериментальное исследование обтекания пластины сверхзвуковым потоком воздуха с примесью мелкодисперсных водных капель // Материалы РНКТ-8. Изд-во МЭИ, 2022. Т. 1. С. 428–431.

8. Бильский А. В., Гобызов О. А., Маркович Д. М. История и тенденции развития метода анемометрии по изображениям частиц для аэродинамического эксперимента (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 1. С. 1–24.

9. Знаменская И. А. Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор // Научная визуализация. 2023. Т. 13, № 3. С. 125–158.

УДК 532.5:532:6

СТАЦИОНАРНАЯ ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ЖИДКОСТЯХ С РАЗЛИЧНОЙ СТРУКТУРОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Ю. К. Руденко, Н. А. Винниченко, А. В. Пуштаев, Ю. Ю. Плаксина, А. В. Уваров

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия

При неравномерном нагреве поверхности жидкости образуется пограничный тепловой слой, распространение которого происходит за счет механизмов горизонтальной конвекции. При наличии холодной пленки на поверхности (дистиллированная вода, глицерин) движение жидкости происходит за счет горизонтального градиента давления. При этом для жидкостей (деионизированная вода, силиконовое масло, многие спирты и т.д.), в которых отсутствует пленка на поверхности, главным оказывается термокапиллярный механизм. В работе были построены автомодельные решения для двух случаев: при наличии термокапиллярной конвекции и в ее отсутствие. Экспериментально с помощью метода PIV были получены поля скорости, методом ИК-термографии исследовались поля температуры на поверхности. Основную роль в горизонтальной конвекции при наличии пленки играет горизонтальный градиент давлений, который определяется профилем поверхности. Рельеф поверхности был измерен с помощью метода Moon-Glade BOS. Экспериментальные данные при сравнении с численным моделированием и автомодельным решением показали хорошее соответствие. Были получены соотношения, подтверждающие, что при расположении источника нагрева вблизи поверхности теплообмен оказывается более эффективным за счет термокапиллярного механизма по сравнению с конвекцией за счет горизонтального градиента давления и даже по сравнению с погруженным линейным источником.

Ключевые слова: *горизонтальная конвекция, пограничный слой, конвекция Марангони, теневой фоновый метод, ИК-термография.*

Перенос тепла при неоднородном нагреве поверхности играет важную роль в геофизических и теплофизических приложениях, таких как стеклопроизводство, охлаждение нагретых проводов и каналов, выращивание кристаллов. При этом важно учитывать реологию поверхности жидкости, в которой исследуется теплообмен. Так, в дистиллированной воде из-за наличия поверхностной пленки естественных примесей термокапиллярный механизм блокируется и горизонтальная конвекция возникает из-за горизонтального градиента давления [1]. Тем не менее в ряде жидкостей холодная пленка на поверхности отсутствует и конвекция Марангони не блокируется. Для тонких слоев и в условиях микрогравитации капиллярные силы определяют все течение.

В классической задаче [2] результаты сравнения хорошо известны. Если рассмотреть источник нагрева, расположенный вблизи поверхности жидкости, то при его заглублении число Рэлея растет существенно быстрее числа Марангони и тип конвекции меняется. Теплоперенос за счет вертикальной конвекции будет эффективнее при заглубленном источнике. Если рассматривать источник вблизи поверхности, когда имеет место только горизонтальная конвекция, данный вывод сохраняет актуальность, но его смысл меняется – вблизи самого источника нагрева влияние термокапиллярного механизма преобладает, а вдали от источника, где разность температур становится небольшой, основную роль начинает играть управление всплытием.

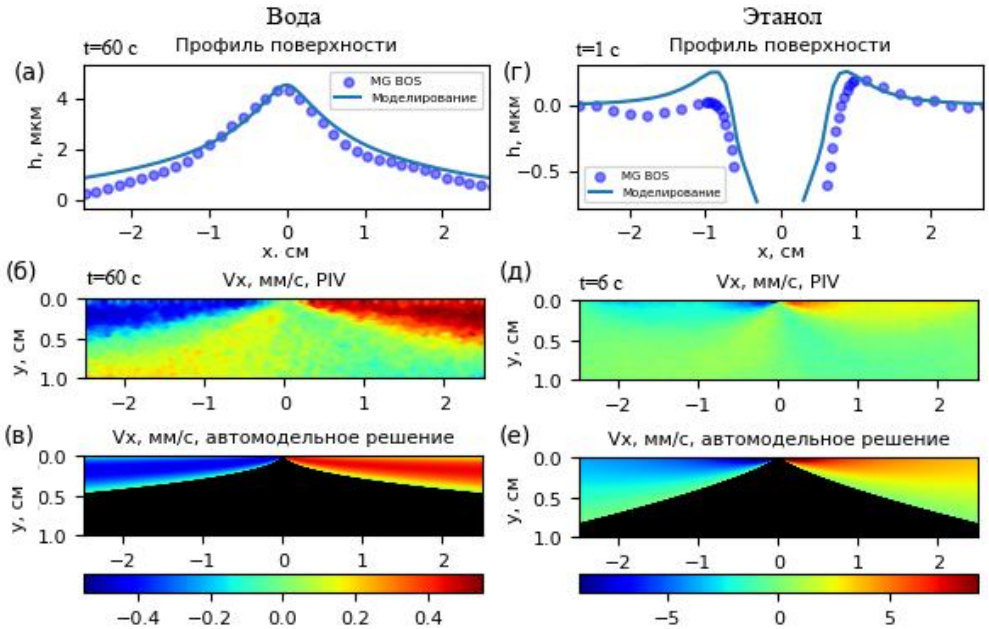
Существуют разные конфигурации течений для исследования горизонтальной конвекции: неравномерный нагрев сверху [3], неравномерный нагрев дна [4], нагрев боковой стенки [5]. Большая часть данных работ посвящена изучению течения в ограниченном объеме в стационарном состоянии. В таком случае параметры течения, и в частности теплового и гидродинамического погранслоев, могут зависеть от размеров объема с жидкостью. Чтобы

получить универсальные параметры погранслоя в данной работе были построены автомодельные речения для течения в неограниченном объеме. При этом стационарное течение рассматривается на первых этапах – достижение тепловым потоком стенок, начало возвратного течения. Поэтому было проведено сравнение полученных автомодельных решений с численным моделированием в объеме и с начальными стадиями течения в эксперименте.

Отличие полученных в данной работе автомодельных решений от ранее рассмотренных [6] состоит в том, что, как правило, перенос тепла рассчитывается из полученного поля скорости в пограслое, т. е. тепловой и гидродинамический тепловые слои рассматриваются по отдельности. В данной задаче естественной конвекции такое разделение невозможно, потому что нагрев является источником движения. В случае горизонтальной конвекции при наличии пленки важным является включение градиента давления. При наличии термокапиллярной конвекции скорость и температура связаны через граничное условие на поверхности.

В работе были проведены эксперименты по измерению поля скорости с помощью метода PIV, измерению полей температуры на поверхности с помощью ИК-термографии и измерение рельефа поверхности с помощью метода Moon-Glade BOS (MG BOS) [7]. Анализ рельефа поверхности позволяет посмотреть распределение давления над источником нагрева и сделать вывод о механизме горизонтальной конвекции.

На рисунке представлено сравнение профилей поверхности, полей скорости и температуры, полученных численно, экспериментально и с помощью автомодельных решений.



Сравнение рельефа поверхности, полученного численно и экспериментально с помощью MGB BOS: (а) – в воде спустя t = 60 с после начала нагрева, (г) – в этаноле спустя t = 1 с. Экспериментально полученные поля скорости (PIV): (б) – в воде спустя t = 60 с, (д) – в этаноле спустя t = 6 с. Поля скорости, полученные из автомодельного решения: (в) – в воде, (е) – в этаноле. Мощность нагрева в воде q = 4 Вт/м, в этаноле q = 31 Вт/м

Для оценки теплопереноса были рассчитаны числа Нуссельта, полученные с помощью автомодельных решений, предложенных в данной работе, и известных из литературы соотношений [4, 8, 9]. Для вертикальной конвекции справедливо соотношение для числа Нуссельта: $\mathrm{Nu} = AL^{3/5} \sim \mathrm{Ra}^{1/5}$. Для горизонтальной конвекции за счет градиента давления: $\mathrm{Nu} = ARa^{1/6} \sim L^{1/2}$, при наличии термокапиллярного механизма: $\mathrm{Nu} = BMa^{1/4} \sim L^{1/4}$. Здесь $A,\ B$ – константы, L – длина погранслоя, Ra – число Рэлея. Константа B – функция от числа Прандтля Pr. В работе было показано, что для горизонтальной конвекции числа Нуссельта сравниваются примерно при 16.0 см. Числа Нуссельта для вертикальной конвекции и гори-

зонтальной конвекции при наличии термокапиллярного механизма сравниваются примерно при 5.7 см. Параметры были рассчитаны для воды при нагреве мощностью 31 Вт/м, Pr = 0.7.

Таким образом, можно сделать вывод, что объемная конвекция эффективнее, чем поверхностная. Но вблизи источника остается область, где гидродинамические потоки за счет поверхностных сил намного эффективнее, чем для объемных сил всплытия. С помощью построенных автомодельных решений можно получить соотношения, которые позволяют для любого числа Прандтля определить длину, на которой преобладает конвекция Марангони. Автомодельные решения показывают хорошее совпадение для области погранслоя с численным и экспериментальным расчетом. Измерения рельефа поверхности показывают, что механизмы горизонтальной конвекции отличаются для жидкости при наличии пленки и в ее отсутствие.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-79-00135. Было использовано оборудование, приобретенное за счет средств Программы развития Московского университета. Работа Ю. К. Руденко также была поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “Базис” (грант 22-2-2-5-1).

Обозначения

q – мощность источника нагрева, Вт/м; t – время от начала нагрева, с; A, B – безразмерные константы; Nu – число Нуссельта; Ra – число Рэлея; Pr – число Прандтля, L – длина погранслоя, м.

Литература

1. Vinnichenko N. A., Pushtaev A. V., Plaksina Yu. Yu., Rudenko Yu. K. and Uvarov A. V. Horizontal convection driven by nonuniform radiative heating in liquids with different surface behavior // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 126. P. 400-410.

2. Nield D. Surface tension and buoyancy effects in cellular convection // J. Fluid Mech. 1964. Vol. 19, No. 3. P. 341–352.

3. Chiu-Webster S., Hinch E. J. and Lister J. R. Very viscous horizontal convection // J. Fluid Mech. 2008. Vol. 611. P. 395–426.

4. Mullarney J. C., Griffiths R. W. and Hughes G. O. Convection driven by differential heating at a horizontal boundary // J. Fluid Mech. 2004. Vol. 516. P. 181–209.

5. Patterson J., Imberger J. Unsteady natural convection in a rectangular cavity // J. Fluid Mech. 1980. Vol. 100. No. 1. P. 65–86.

6. Schlichting H., Gersten K. Boundary-layer Theory. Springer, Edn. 9. 2017.

7. Vinnichenko N. A., Pushtaev A. V., Plaksina Yu. Yu. and Uvarov A. V. Combined study of heat exchange near the liquid–gas interface by means of background oriented schlieren and infrared thermal imaging // Exp. Thermal Fluid Sci. 2020. Vol. 114. P. 110051.

8. Gebhart B., Pera L. The nature of vertical natural convection flows resulting from the combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion // Int. J. Heat Mass Transfer. 1971. Vol. 14. P. 2025–2050.

9. Rudenko Yu. K., Vinnichenko N. A., Plaksina Yu. Yu., Pushtaev A. V. and Uvarov A. V. Horizontal convective flow from a line heat source located at the liquid–gas interface in presence of surface film // J. Fluid Mech. 2022. Vol. 944. A35.

УДК 532.517.4: 536.25

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В КРУПНОМАСШТАБНЫХ ПРИРОДНЫХ СИСТЕМАХ

А. Н. Сухановский[1], Е. Н. Попова[1], А. Ю. Васильев[1], А. В. Евграфова[1], А. А. Гаврилов[2]

[1]Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Представлен обзор современного состояния моделирования крупномасштабной циркуляции атмосферы и результаты цикла исследований по данному направлению, проведенных в ИМСС УрО РАН. На примере лабораторного аналога тропического циклона рассмотрен ряд вопросов касающихся развития и устойчивости тропических циклонов. Представлена новая лабораторная модель общей циркуляции атмосферы и результаты моделирования потепления в Арктике, показано, что таяние льдов может привести к существенному изменению средней температуры в полярной области и области средних широт.

Ключевые слова: *лабораторное моделирование, аналог тропического циклона, общая циркуляция атмосферы, численное моделирование.*

Свободная конвекция является важным элементом различных технологических процессах, определяя структуру течений и процессы тепломассопереноса. Не менее важную роль конвективные течения играют в природных системах, так конвективные течения в мантии определяют смещение тектонических плит. Крупномасштабные атмосферные движения также имеют конвективную природу, так как основным источником движений в атмосфере является нагрев солнечным излучением. Общая циркуляция атмосферы, обусловленная меридиональным перепадом температуры, играет важнейшую роль в погодных и климатических процессах, поскольку обеспечивает перенос и перераспределение тепла и углового момента. Еще одним примером крупномасштабной тепловой машины являются тропические циклоны, наносящие прибрежным территориям колоссальный ущерб. Реальные природные системы чрезвычайно сложны для изучения из-за большого факторов влияющих на развитие. Так большое влияние на общую циркуляцию атмосферы оказывают, неоднородность нагрева, рельеф поверхности, неоднородность типа поверхности, вращение, обменные процессы на границе атмосфера–океан и многие другие. В связи с этим для лучшего понимания ключевых механизмов определяющих формирование и эволюцию крупномасштабных атмосферных течений необходим набор моделей различной степени сложности [1]. В этом контексте эффективным подходом к изучению базовых особенностей сложных геофизических систем является лабораторное и математическое моделирование в упрощенной постановке. В данной работе представлены результаты цикла исследований, связанных с моделированием тропических циклонов (ТЦ) и общей циркуляции атмосферы (ОЦА).

Перспективная лабораторная модель ТЦ была предложена в [2], затем получила дальнейшее развитие и успешно использовалась в [3–5]. Экспериментальный аналог ТЦ представляет собой вращающийся цилиндрический слой, с локализованным нагревом, в узком диапазоне управляющих параметров (рис. 1). Полученные результаты показали, что структура лабораторного циклонического вихря аналогична типичной структуре тропических циклонов по данным наблюдений и численного моделирования, включая вторичные течения в пограничном слое [3–5]. Лабораторное моделирование воспроизводит существенные особенности тропического циклона и может служить эффективным инструментом для анализа влияния различных параметров на формирование тропических циклонов. Показано, что относительно небольшие изменения вязкости и скорости вращения могут заметно изменить структуру

аналога ТЦ и его интенсивность, определен диапазон устойчивости аналога ТЦ. Отдельное внимание было уделено проблеме быстрой интенсификации ТЦ. Исследование показало, что быстрая интенсификация лабораторного аналога тропического циклона тесно связана с процессом теплообмена в пограничном слое. Образование вторичных конвективных структур, таких как термики и валы, сильно увеличивает теплопередачу и интенсивность конвективной циркуляции. Интенсивность радиального течения является решающим аспектом для усиления циклонического вихря, следовательно, быстрое изменение теплопередачи является фактором, который оказывает существенное влияние на динамику лабораторного вихря.

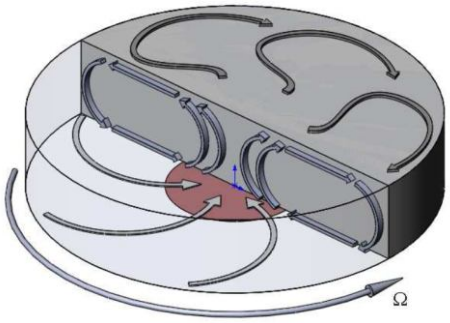


Рис. 1. Схема крупномасштабных течений в лабораторном аналоге ТЦ

Качественное подобие развития вихрей в лабораторном эксперименте и в [6] дает основание предполагать о существовании устойчивых характерных свойств конвективных систем с положительной обратной связью между интенсивностью течения и мощностью тепловых потоков. На основе лабораторного моделирования предложен один из возможных сценариев процесса быстрой интенсификации тропического циклона.

Принципиальная схема модели общей циркуляции атмосферы представлена на рис. 2. Рассматривается вращающийся, слой жидкости с аспектным отношением заметно меньшим единицы (Γ ≈ 0.09), с локализованным кольцевым нагревателем (2), расположенным на периферии дна и холодильником (3), в форме диска, который помещен в центральной части, на верхней границе слоя жидкости. Кольцевой нагреватель моделирует нагрев в области экватора, а холодильник, охлаждение в полярной области. Смещение области нагрева от боковой стенки позволяет реализовать в верхней части слоя жидкости, зональные течения (восточные и западные ветры) характерные для экваториальной области.

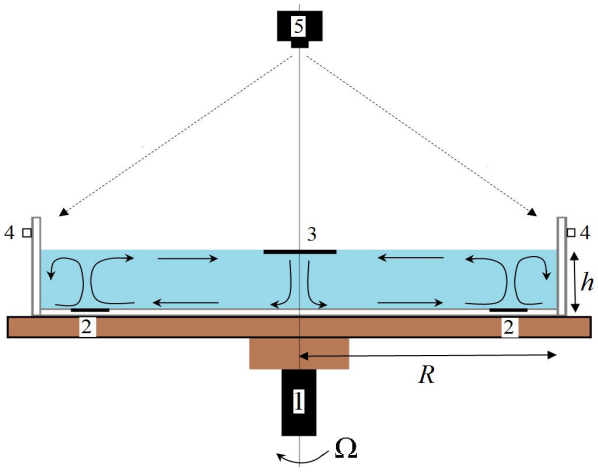


Рис. 2. Схема лабораторной модели общей циркуляции атмосферы: 1 – вращающийся стенд, 2 – кольцевой нагреватель, 3 – дисковый холодильник, 4 – светодиодная лента, 5 – цифровая видеокамера

Средняя меридиональная циркуляция, состоящая из аналогов полярной ячейки, ячейки Ферреля и ячейки Хэдли показана на рис. 3. Подробное описание лабораторной модели, сравнение с другими подходами для моделирования общей циркуляции атмосферы можно найти в [7–9].

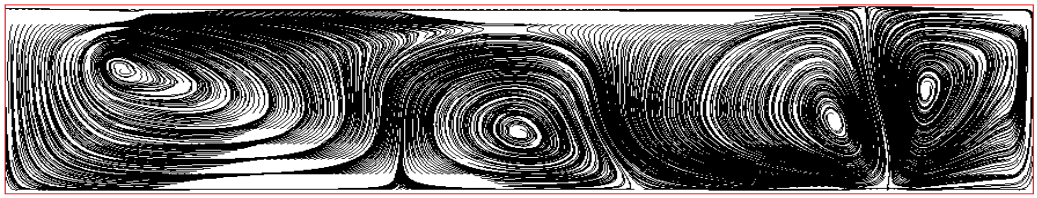


Рис. 3. Линии тока средней (по времени и азимутальной координате) меридиональной циркуляции, в режиме с бароклинными волнами

На основе разработанной модели было проведено моделирование потепления в Арктике. Показано, что таяние льдов может привести к существенному изменению средней температуры в полярной области и области средних широт.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-61-00098.

Литература

1. Vallis G. K. Geophysical fluid dynamics: whence, whither and why? // P. Roy. Soc. A-Math. Phy. 2016. Vol. 472. P. 23.

2. Богатырев Г. П. Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51, № 11. С. 557–559.

3. Sukhanovskii A., Evgrafova A. and Popova E. Laboratory study of a steady-state convective cyclonic vortex // Quarterly J. of the Royal Meteorological Society. 2016b. Vol. 142. P. 2214–2223.

4. Sukhanovskii A., Evgrafova A. and Popova E. Non-axisymmetric structure of the boundary layer of intensive cyclonic vortex // Dynamics of Atmospheres and Oceans. 2017. Vol. 80. P. 12–28.

5. Sukhanovskii A., Popova E. The Importance of horizontal rolls in the rapid intensification of tropical cyclones // Boundary-Layer Meteorology. 2020. Vol. 175. P. 259–276.

6. Emanuel K. Self-stratification of tropical cyclone outflow. Part II: implications for storm intensification // J. Atmos Sci. 2012. Vol. 69(3). P. 988–996.

7. Harlander U., Sukhanovskii A., Abide S., Borcia I.D., Popova E., Rodda C., Vasiliev A., Vincze M. New laboratory experiments to study the large-scale circulation and climate dynamics // Atmosphere. 2023. Vol. 14. P. 836.

8. Sukhanovskii A., Popova E. and Vasiliev A. A shallow layer laboratory model of large-scale atmospheric circulation // Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics. 2023. Vol. 117, No. 3. P. 155–176.

9. Васильев А. Ю., Попова Е. Н., Сухановский А. Н. Структура течений в лабораторной модели общей циркуляции атмосферы // Вычислительная механика сплошных сред. 2023. Vol. 16(3). P. 321–331.

УДК 532.627.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В УЗКОМ КАНАЛЕ С ОДИНОЧНОЙ ТРАНШЕЙНОЙ ЛУНКОЙ

В. И. Терехов, И. А. Чохар, Н. Ян Лун

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведено экспериментальное исследование теплообмена в канале с одиночной траншейной лункой. Положение лунки в канале соответствовало углу наклона к направлению потока φ = 90° и φ = 45°. Число Рейнольдса, вычисленное по эквивалентному гидравлическому диаметру, варьировалось в диапазоне Re = = $2 \cdot 10^4$–$8 \cdot 10^4$. Тепловые граничные условия соответствовали q_w= const. Получены распределения локальных чисел Нуссельта как внутри траншеи, так и в ее окрестности, а также интегральных значений степени интенсификации теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса. Распределение локального теплообмена неравномерно по полю всей траншеи. Максимальная величина локальной интенсификации теплообмена достигается на задней по потоку кромке траншеи и равной Nu/Nu_0 = 1,75. Средняя теплоотдача при этом возрастает незначительно как при обтекании перпендикулярно ориентированной лунки (φ = 90°), так и под углом к потоку, и ее величина не превышает $Nu/Nu_0 \le 1{,}2$.

Ключевые слова: *интенсификация теплообмена, траншейные лунки, турбулентные отрывные течения, коэффициент теплоотдачи.*

В различных отраслях современной техники есть острая необходимость в разработке новых систем интенсивного охлаждения, поэтому исследования в области интенсификации теплообмена активно проводятся во всем мире. К настоящему времени накоплен большой объем данных по влиянию различных вихрегенераторов на тепловые характеристики и гидравлические потери [1, 2]. К таковым относятся лунки [3], табы, ребра, V-образные вихрегенераторы и т. д. В последние годы для целей интенсификации теплообмена активно пропагандируются удлиненные траншейные лунки, которые по результатам численных исследований [4] обладают уникальными теплогидравлическими характеристиками. Аномальные свойства наклонных траншейных лунок согласно [4] объясняются наличием мощных вторичных течений вдоль размаха траншеи, которые приводят к интенсификации теплообмена. Однако экспериментального подтверждения эти выводы не получили [5]. Настоящая работа является развитием этих исследований по изучению локальной и средней теплоотдачи на стенке плоского канала при наличии одиночной траншейной лунки с углами наклона к оси канала φ = 45° и 90° и вариации числа Рейнольдса.

Экспериментальная установка и методы измерений. Экспериментальное исследование теплообмена проводились на том же рабочем участке, на котором изучались поля давлений и структура течения в одиночной траншейной лунке [5]. Схема исследуемой лунки, ее размеры и система координат представлены на рис. 1. На одной из стенок плоского канала размерами 20×150×800 мм располагалась одиночная траншейная лунка, которая в поперечном сечении представляла собой цилиндрический сегмент с полусферическими закруглениями на концах. Глубина лунки была равна Δ = 3,3 мм, ширина D = 15 мм и длина L = = 105 мм. Угол наклона лунки к продольной оси составлял φ = 45° и 90°. Опыты проводились в режиме q_W = const за счет нагрева металлической фольги толщиной 100 мкм. Температура поверхности измерялась тепловизором фирмы Testo. Число Рейнольдса, вычисленное по гидравлическому диаметру канала и средней скорости в нем, варьировалось в диапазоне Re = $1{,}9 \cdot 10^4$–$8{,}3 \cdot 10^4$.

Локальные характеристики теплообмена. Все опытные данные здесь представлены в виде изменения параметра интенсификации теплообмена Nu/Nu_0 по поверхности канала. Если траншея располагается перпендикулярно потоку, то картина теплообмена качественно по-

добна обтеканию полусферической лунки [3]. Перед лункой начинается небольшое снижение теплоотдачи, и по мере продвижения внутрь лунки теплообмен ослабевает и минимум достигается в первой половине лунки. Затем теплообмен возрастает, превышает уровень до лунки и выходит на максимум в окрестности задней кромки. Максимум теплообмена соответствует точке присоединения пограничного слоя. После лунки наблюдается спад теплообмена и его восстановление после двух калибров. При этом по размаху траншеи изменения теплоотдачи не наблюдается и все профили по координате *s* совпадают между собой.

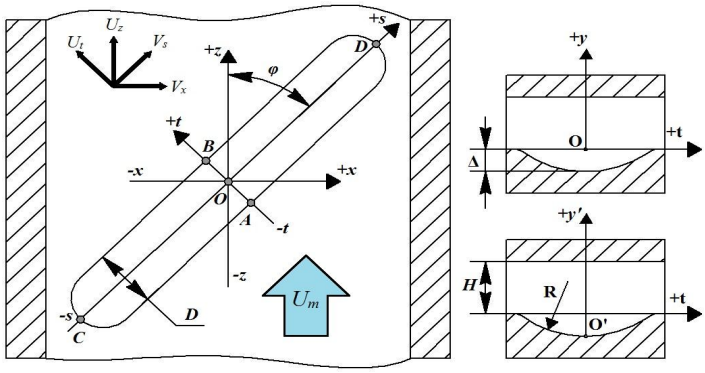
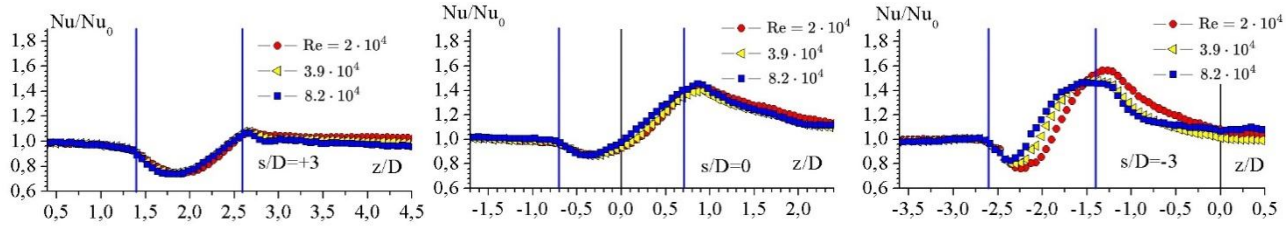


Рис. 1. Геометрия исследуемой лунки и система координат

Принципиально по иному происходит теплоотдача при ориентации траншеи под углом φ = 45° к потоку. Эти данные изображены на рис. 2. Видно, что распределения в различных сечениях по размаху траншеи значительно отличаются друг от друга и наибольший теплообмен достигается в области втекания потока в траншею (*s*/*D* = –3, рис. 2, *а*). В сечении выхода потока из траншеи (*s*/*D* = +3, рис. 2, *в*) интенсивность теплообмена понижается, что обусловлено гидродинамическими особенностями отрыва потока в наклонной траншее [5].



а *б* *в*

Рис. 2. Профили чисел Nu/Nu_0 для угла поворота лунки φ = 45°: *а* – в сечении *s*/*D* = –3; *б* – *s*/*D* = 0; *в* – *s*/*D* = +3

Максимальная интенсификация локального теплообмена, как это следует из рис. 2, составляет примерно 70% во всем исследованном диапазоне чисел Рейнольдса. Такого же порядка эта величина получена и в работе [6] для иных размеров траншеи и тепловых граничных условий. На выходе из траншеи интенсификации теплообмена не происходит.

Средние характеристики теплообмена. Важной характеристикой теплообменного аппарата является величина средней теплоотдачи. В работе путем интегрирования находился средний теплообмен по всей поверхности траншеи, а также по участку канала длиной *l*/*D* = ±3. Эти данные показаны на рис. 3 в виде зависимости $\langle Nu/Nu_0 \rangle$ от числа Рейнольдса. Теплообмен непосредственно в лунке лучше у наклонной лунки φ = 45°, чем у нормально ориентированной φ = 90° (рис. 3, *а*). Эффект интенсификации у наклонной траншеи весьма слабый, а при φ = 90° в ней происходит подавление теплопереноса. Ожидаемо, что значения среднего по участку $\langle Nu/Nu_0 \rangle$ как для нормально ориентированной, так и для наклонной лунок выше, чем средние по поверхности лунки. Это объясняется тем, что основное усиление теплообмена происходит в области за лункой.

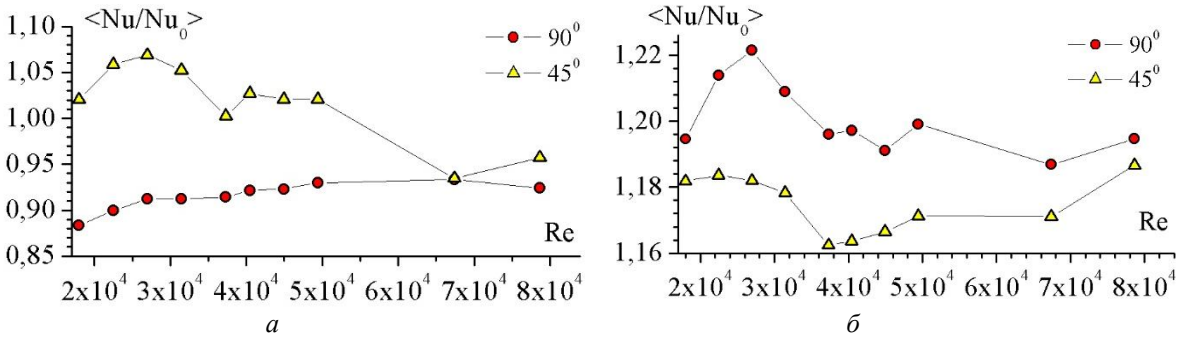


Рис. 3. Осредненное относительное число Нуссельта<Nu/Nu$_0$>: *а* – по лунке, *б* – по участку

При обтекании перпендикулярно ориентированной траншеи относительный теплообмен варьируется в пределах <Nu/Nu$_0$> = 1,19–1,21. Для наклонной лунки тот же показатель чуть ниже: <Nu/Nu$_0$> = 1,16–1,19. Полученные данные согласуются с [7], где средний по участку теплообмен для повернутой на φ = 45° лунки выше, чем в плоском канале в 1.22 раза. При этом эффекты аномальной интенсификации теплообмена, обнаруженные в численных исследованиях в работе [4], в настоящих экспериментах не подтверждаются.

Обозначения

Δ – глубина лунки, м; D – ширина лунки, м; L – длина лунки, м; s – координата вдоль длинной оси лунки, м; x, y, z – декартовые координаты, связанные со стенками канала, м; q_W –плотность теплового потока, Вт/м^2; Re – число Рейнольдса; φ – угол поворота лунки относительно набегающего потока; Nu – число Нуссельта; <Nu> – осредненное число Нуссельта.

Литература

1. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990. – 200 с.

2. Ligrani P. Heat transfer augmentation technologies for internal cooling of turbine components of gas turbine engines // Int. J. of Rotating Machinery. 2013. Art. ID 275653.

3. Terekhov V. I., Kalinina S. V., MshvidobadzeYu. M. A review on heat transfer coefficient and aerodynamic resistance on a surface with a single dimple // J. Enhanced Heat Transfer. 2017. Vol. 24, is. 1–6. P. 411–426.

4. Isaev S. A. et al. NT Vortex enhancement of heat transfer and flow in the narrow channel with a dence packing of inclined one-row oval-trench dimples // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 145. P. 118737.

5. Терехов В. И., Терехов В. В., Чохар И. А., Ян Лун Н. Экспериментальное исследование структуры течения в одиночной траншейной лунке // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29, № 6. С. 935–947.

6. Isaev S., Seroshtanov V., Mityakov V., and Sapozhnikov S. Gradient heatmetry and PIV combination in the study of flow in an oval-trench dimple // J. of Phys.: Conf. Ser. 2023. (в печати).

7. Leontiev A. I., Kiselev N. A., Vinogradov Yu. A., Strongin M. M., Zditovets A. G., Burtsev S. A. Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces coated with dimples of different shape // Int. J. of Thermal Sciences. 2017. Vol. 118. P. 152–167.

УДК 532.516; 532.5; 629.9:662.92

ОБОБЩЕННЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ ПЛОСКИХ СВОБОДНЫХ ВИХРЕЙ

В. Д. Тютюма

Институт энергетики НАН Беларуси, г. Минск

Приведены результаты расчетов распределения тангенциальной составляющей скорости, температуры и давления в поперечных сечениях свободных концентрированных вихрей на основе обобщенных аналитических решения уравнений плоского осесимметричного течения вязкой сжимаемой жидкости. Расчеты проведены для вихря с вынужденным квазитвердым вращением в центре, для вихря с центральной застойной зоной и для вихря с центральной застойной зоной с учетом кориолисового ускорения.

Ключевые слова: *свободный концентрированный вихрь, радиальное распределение, течение вязкой сжимаемой жидкости, тангенциальная скорость, температура, давление.*

В результате интегрирования системы уравнений плоского осесимметричного течения вязкой сжимаемой жидкости получены обобщенные аналитические решения для свободных концентрированных вихрей, в которые граничные условия входят в виде безразмерных величин: числа Маха M; радиального числа Рейнольдса Re; числа Прандтля Pr и показателя адиабаты γ. Полученные зависимости в каждом поперечном сечении вихря описывают устойчивое ядро течения, которое слабо зависит от распределения в данном сечении радиальной и осевой компонент скорости [1]. Интегралы определяют в ядре вихревого образования функциональную зависимость от радиуса тангенциальной составляющей скорости, температуры, давления и плотности [1]. Решения записаны для свободного концентрированного вихря с вынужденным квазитвердым вращением в центре, для вихря с центральной застойной зоной и для вихря с центральной застойной зоной с учетом кориолисового ускорения.

Теоретические безразмерные профили скорости для вихря с центральной застойной зоной и вихря с квазитвердым вращением в центре (пунктирные линии) представлены на рис. 1. В периферийных зонах этих вихрей распределения тангенциальной скорости совпадают. Однако наличие в центре вихревого образования неподвижной застойной зоны приводит к более резкому нарастанию скорости в этой области течения по сравнению со случаем квазитвердого вращения. При этом радиус застойной зоны с ростом радиального числа Re увеличивается.

Профили тангенциальной скорости в плоском свободном вихре с учетом кориолисового ускорения для числа Россби Ro = 50 показаны на рис. 2. Своеобразным проявлением действия силы Кориолиса является ограниченность занимаемого вихрем пространства в окружающей среде. При этом с ростом числа Re поперечное сечение вихря убывает за счет увеличения диаметра центральной застойной зоны и уменьшения его наружного диаметра.

Радиальные распределения температуры соответственно для вихрей с квазитвердым вращением в центре, с центральной застойной зоной и с кориолисовым ускорением показаны на рис. 3–5. Графики имеют явно выраженные локальные максимумы, отстоящие от центра примерно на 1,5–2 длины расстояния, где тангенциальная скорость достигает своего максимального значения. Для вихрей с застойными зонами температура достигает своего наибольшего значения в центре, превышая температуру в локальном максимуме. В случае квазитвердого вращения температура в центре ниже температуры локального максимума. Однако во всех случаях в центральной зоне при максимальной скорости вращения в вихре 100 м/с в зависимости от радиального числа Рейнольдса температура повышается на 4–12 К по сравнению с температурой окружающей среды.

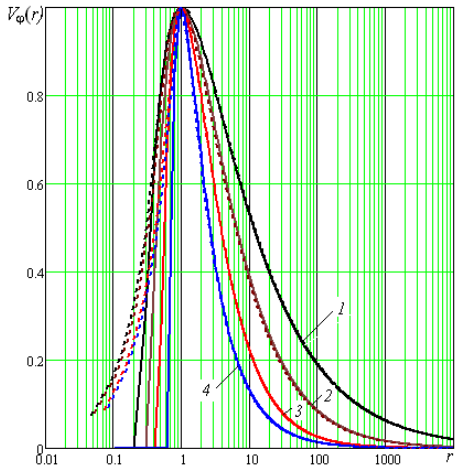


Рис. 1. Теоретические профили тангенциальной скорости: *1* – Re = 1,5; *2* –1,8; *3* –2,6; *4* –5,0

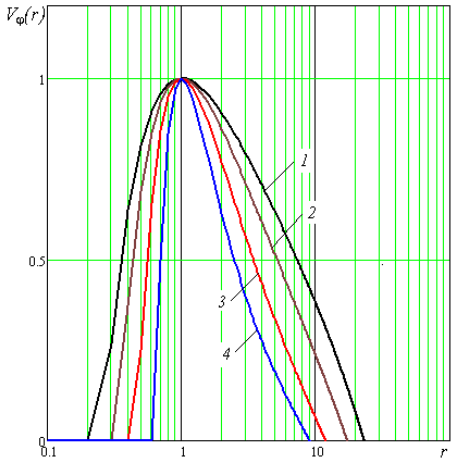


Рис. 2. Профили тангенциальной скорости в вихре с центральной застойной зоной с учетом кориолисового ускорения (Ro = 50): *1* – Re = –1,5; *2* – Re = –1,8; *3* – Re = –2,6; *4* – Re = –5,0

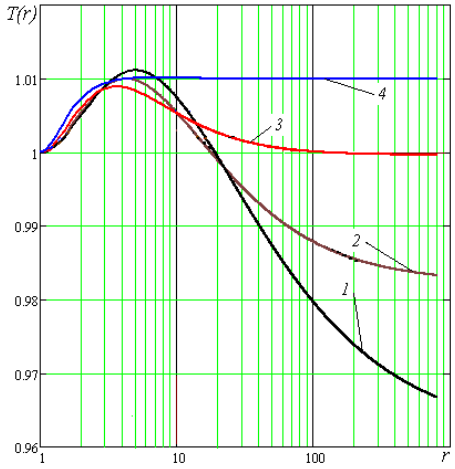


Рис. 3. Теоретические профили температуры в вихре с квазитвердым вращением в центральной зоне: *1* – Re = 1,5; *2* –1,8; *3* –2,6; *4* –5,0

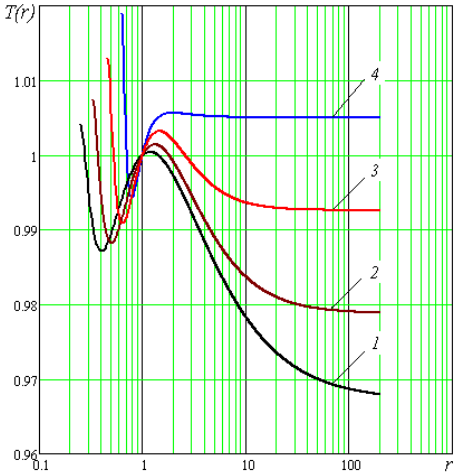


Рис. 4. Теоретические профили температуры в вихре с центральной застойной зоной: *1* – Re = 1,5; *2* –1,8; *3* –2,6; *4* –5,0

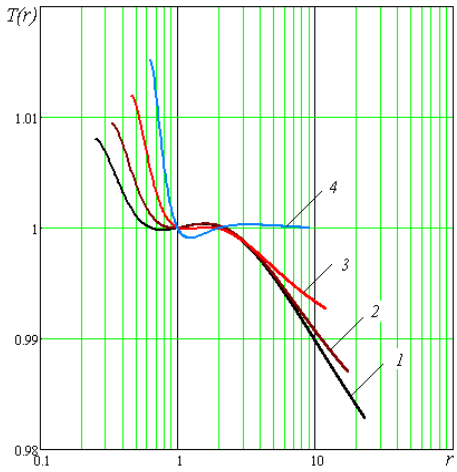


Рис. 5. Теоретические профили температуры в вихре с центральной застойной зоной с учетом кориолисового ускорения (Ro=50): *1* – Re = 1,5; *2* –1,8; *3* –2,6; *4* –5,0

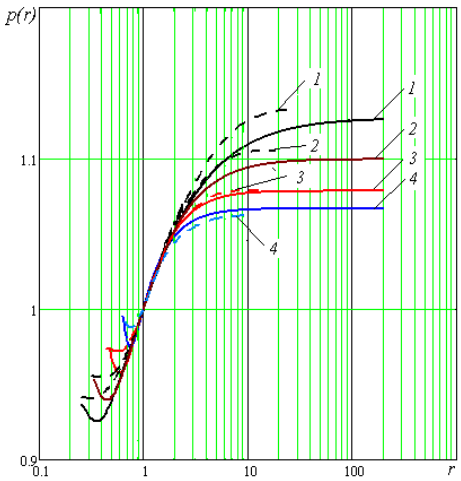


Рис. 6. Теоретические профили давления в вихрях с центральной застойной зоной: *1* – Re = 1,5; *2* –1,8; *3* –2,6; *4* –5,0

Графики давления представлены на рис. 6. Здесь сплошной линией показано распределение давления в вихре с застойной зоной, а пунктирной линией – в вихре с кориолисовым ускорением. Как видно из представленных зависимостей, оба вихря создают в центральной зоне практически одно и то же разрежение, отличаясь только распределением в периферийной зоне, где в результате действия кориолисового ускорения устанавливается больший градиент давления. Расчеты показывают, что при максимальной скорости движения воздуха в вихре 100 м/с при изменении Re от 2,6 до 5,0 давление в центре вихря понижается до 900–930 гПа, что согласуется с наблюдаемыми в природе падениями давления в центре тропических циклонов и торнадо [2, 3].

Обозначения

p – безразмерное давление; r – безразмерный радиус; Re – радиальное число Рейнольдса; Ro – числа Россби; T – безразмерная температура; V_φ – безразмерная тангенциальная составляющая скорости.

Литература

1. Тютюма В. Д. Влияние тепловых процессов на эффективность энергоразделения в вихревой трубе Ранка // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 6. С. 1528–1537.

2. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. – 700 с.

3. Вараксин А. Ю., Ромаш М. Э., Копейцев В. Н. Торнадо. М.: Физматлит, 2011. – 344 с.

УДК 004.94, 533.6.01

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ПОГРУЖЕННОГО ДИСКА В ТУРБУЛЕНТНОМ СВОБОДНО КОНВЕКТИВНОМ СЛОЕ

С. А. Филимонов[1], А. А. Гаврилов[1], П. Г. Фрик[2], А. Н. Сухановский[2], А. Ю. Васильев[2]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия

Представлена численная модель турбулентного конвективного течения в прямоугольной заполненной водой кювете с погруженным свободно плавающим диском. Все границы кюветы твердые, нагрев снизу, охлаждение сверху. Моделирование течения жидкости совместно с движением диска выполнено на основе трехмерных уравнений Буссинеска и метода погруженных границ. Исследовано влияние размеров кюветы на характер движения диска и естественного конвективного течения. Проведено сравнение результатов расчёта с экспериментальными данными.

Ключевые слова: *естественная конвекция, свободно плавающее тело, численное моделирование, метод погруженных границ.*

Моделирование естественного конвективного течения является сложной вычислительной задачей [1], имеющей множество практических и естественнонаучных применений. Особенно такого рода исследования интересны при обтекании конвективным потоком различных тел [2, 3]. Однако в большинстве случаев обтекаемое тело остаётся неподвижным, тогда как взаимодействие конвективного потока с подвижным телом является отдельным предметом изучения. Моделирование подвижного тела, находящегося на поверхности конвективного потока, было выполнено для изучения литосферных плит [4]. Однако более общим случаем является система, состоящая из конвективного слоя и тела, плавающего в объеме жидкости.

Ранее коллективом авторов была реализована численная модель движения погруженной пластины в развитом естественноконвективном слое в двухмерной постановке для воспроизведения эксперимента [5]. Суть эксперимента сводилась к изучению динамики движения диска, погруженного в прямоугольную заполненную водой кювету. Дно кюветы было горячее, чем её крышка, в результате чего в ней возникали конвективные течения, приводящие диск в движение. Диск имел одну степень свободы вдоль длинной стороны кюветы. Математическая модель была реализована в рамках программного комплекса «SigmaFlow» [6] и основана на прямом решении нестационарных уравнений Навье–Стокса для несжимаемых течений в приближении Буссинеска. Движение пластины вычислялось с помощью метода погруженных границ [7]. Подробно постановка задачи и описание математической модели представлены в работе [8]. Результаты расчётов для различных режимов движения пластины дали хорошее качественное совпадение с результатами эксперимента. В данной работе мы представляем трехмерную модель конвективной системы с плавающим диском.

Постановка задачи. Проведена серия расчётов движения теплоизолирующей погруженной пластины в нестационарной трехмерной постановке. Геометрия задачи представлена на рис. 1 Размеры кюветы брались из эксперимента. Длина кюветы была задана в трех вариантах: 122,5, 230 и 412 мм, высота кюветы 40 мм и глубина 100 мм. Кювета заполнена водой. Свойства жидкости соответствуют свойствам воды при нормальных условиях, плотность пластины задавалась равной 1300 кг/м^3. На всех границах для скорости заданы условия прилипания. На верхней и нижней границах заданы фиксированные значения температуры: на верхней 290,15 K, на нижней 297,75 K. Граничные условия и размер кюветы определяют

тепловой режим, характеризующийся числом Релея $\mathrm{Ra} = (g\beta\Delta H^3)/(\nu\chi) = 8\mathrm{E}6$, где g – ускорение свободного падения, β – коэффициент объёмного расширения жидкости, ΔT – перепад температур между дном и верхней границей, H – высота кюветы, ν – кинематическая вязкость и χ – температуропроводность. В начальный момент времени в расчетной области задавалась однородная температура, равная среднеарифметической между температурой верхней крышки и дном T_0 = 293.7 К. На боковых границах задано условие нулевого теплового потока. В начальный момент времени скорость жидкости в расчётной области задавалась равной нулю. Поплавок представляет собой диск диаметром 98 мм и толщиной 1 мм. В начальный момент времени пластина располагается по центру кюветы относительно осей x и y. Расстояние от дна кюветы до нижнего края пластины составляет $h = 4$ мм. Пластина имеет одну степень свободы вдоль оси x.

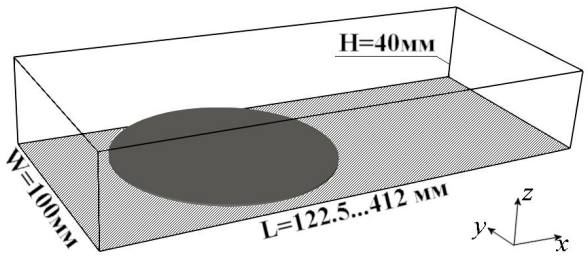


Рис. 1. Геометрия задачи

Результаты численного моделирования позволяют понять теплогидродинамические процессы, происходящие в кювете. Так, например, на рис. 2, *а* показано поле температуры в центральном сечении для варианта с длиной кюветы 230 мм в момент времени 7840 с после начала расчёта. Под диском видна область повышенной температуры, а над диском – пониженной. На рис. 2, *б* представлена изоповерхность температуры со значением 296 К. Видно, что под диском температура воды практически однородна, а вне диска формируются сложные пространственные ячеистые структуры. Нагретая вода вырывается из-под диска как позади него (рис. 2, *а*), так и в зазоре между диском и боковыми стенками (рис. 2, *б*). В целом, диск подавляет процесс перемешивания воды в кювете.

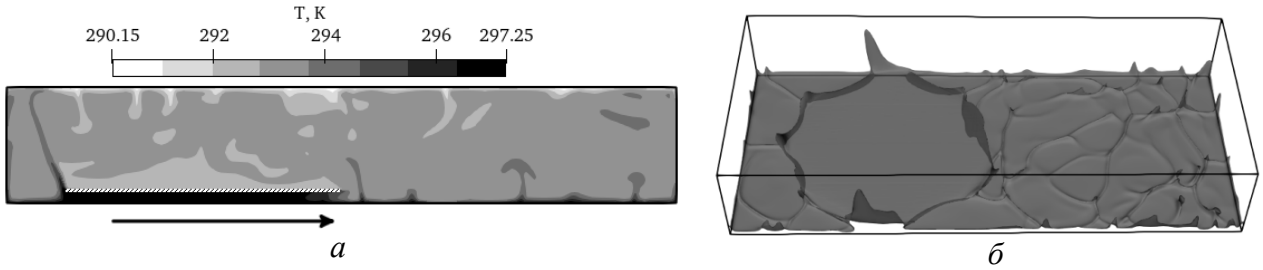


Рис. 2. Мгновенное значение температуры: *а* – центральное сечение (стрелкой показано направление движения диска), *б* – изоповерхность 296 К

На рис. 3 представлены графики движения центра диска, полученные в результате расчёта (левый столбец) и эксперимента (правый столбец). Видно, что модель динамики движения центра диска хорошо согласуется только для варианта со средней длиной кюветы.

При долине кюветы больше 300 мм в эксперименте не наблюдается регулярного движения диска.

Исследование теплогидродинамических процессов, происходящих в кювете при различных вариантах её длины, и адаптация математической модели с целью более точного воспроизведения результатов эксперимента являются целью дальнейшей работы.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-61-00098.

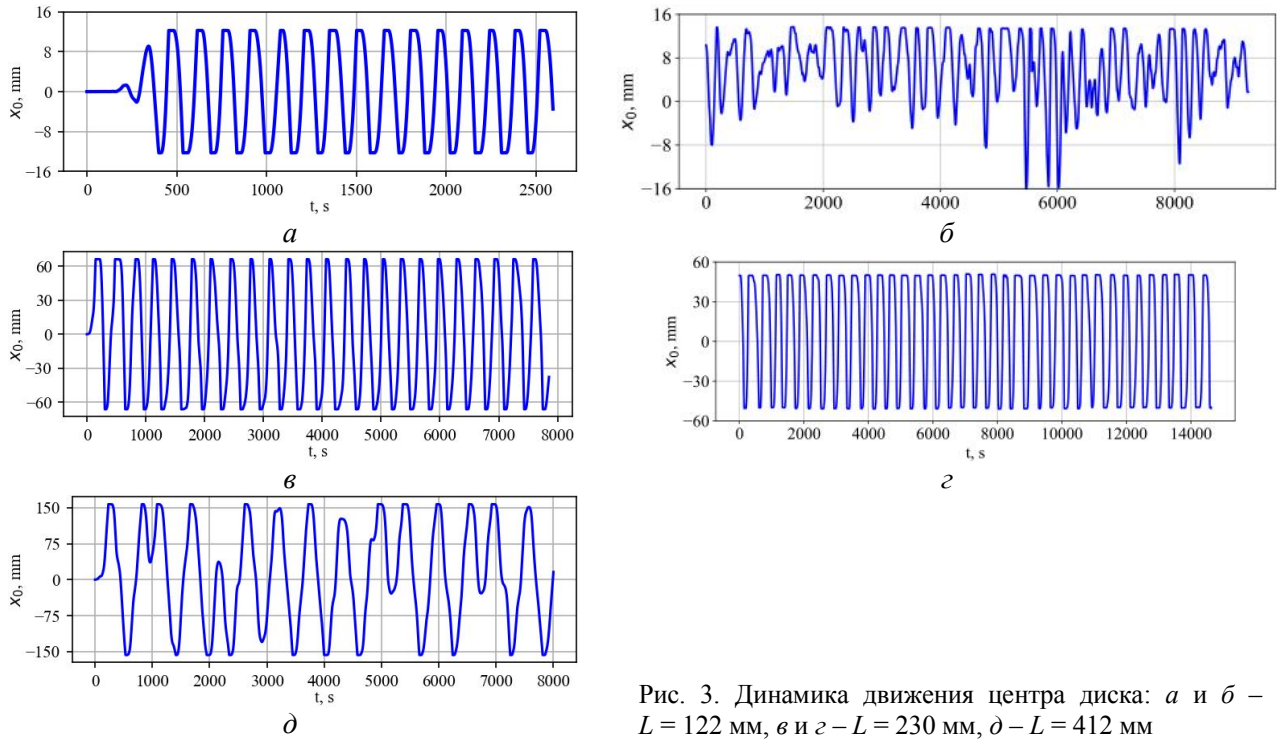


Рис. 3. Динамика движения центра диска: *а* и *б* – $L = 122$ мм, *в* и *г* – $L = 230$ мм, *д* – $L = 412$ мм

Литература

1. Shishkina O. Rayleigh-Bénard convection: The container shape matters // Phys. Rev. Fluids. 2021. Vol. 6, № 9. P. 090502.

2. Abdulkadhim A., Abed I. M., Mahjoub Said N. Review of natural convection within various shapes of enclosures // Arab. J. Sci. Eng. 2021. Vol. 46, № 12. P. 11543–11586.

3. Ma H., He L. Large eddy simulation of natural convection heat transfer and fluid flow around a horizontal cylinder // Int. J. Therm. Sci. 2021. Vol. 162. P. 106789.

4. Mao Y. An insulating plate drifting over a thermally convecting fluid: the effect of plate size on plate motion, coupling modes and flow structure // J. Fluid Mech. 2021. Vol. 916. P. A18.

5. Попова Е. Н. и др. Динамика конвективной системы с плавающим протяженным теплоизолятором // Вестн. Пермского ун-та. Физика. 2022. Т. 3. С. 38–47.

6. Дектерев А. А., Гаврилов А. А., Минаков А. В. Современные возможности CFD кода SigmaFlow для решения теплофизических задач // Сб. ст. Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. 2010. Т. 4, № 2. С. 117–122.

7. Mittal R., Iaccarino G. Immersed boundary methods // Annu. Rev. Fluid Mech. 2005. Vol. 37, № 1. P. 239–261.

8. Филимонов С. А. и др. Математическое моделирование взаимодействия свободно-конвективного течения и подвижного тела // Вычислительная механика сплошных сред. 2023. Т. 16, № 1 SE-Статьи. С. 89–100.

УДК 621.9

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС В ТЕЧЕНИЯХ КУЭТТА–ПУАЗЕЙЛЯ В ГАЗЕ

В. И. Шалаев, С. Т. Калугин, Г. В. Толоко, В. А. Токарев

Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия
e-mail:vi.shalaev@yandex.ru

Получены новые аналитические решения уравнений массо- и теплопереноса для классических задач плоскопараллельных течений Куэтта-Пуазейля сжимаемого газа при произвольном числе Прандтля. Представлены некоторые результаты расчетов профилей скорости и температуры в зависимости от параметров.

Ключевые слова: *сжимаемый газ, плоскопараллельные течения, массо- и теплообмен.*

Рассмотрены плоскопараллельные течения вязкого газа в канале шириной l под действием продольного движения нижней границы со скоростью U, продольного постоянного градиента давления p_x = const при наличии постоянного поперечного массопереноса через проницаемые стенки $\rho v = v_0 = const$; скорость продольного движения $u(y)$ и энтальпия $h(y)$ зависят только от поперечной координаты y.

Уравнения для аналога полной энтальпии $H_0(y)$ и скорости $u(y)$ представляются в виде

$$\frac{d}{dy}\mu\frac{dH_0}{dy} = \mathrm{Pr}\,v_0\frac{dH_0}{dy} + (1-\mathrm{Pr})v_0\frac{d}{dy}\left(\frac{u^2}{2}\right), \quad H_0 = \frac{h}{\mathrm{Pr}} + \frac{u^2}{2}; \quad H_0(0) = \frac{h_0}{\mathrm{Pr}} + \frac{U^2}{2}, \quad H_0(l) = \frac{h_1}{\mathrm{Pr}},$$

$$\frac{d}{dy}\mu\frac{du}{dy} = p_x + v_0\frac{du}{dy}; \quad u(0) = U, \quad u(l) = 0. \tag{1}$$

Здесь Pr – число Прандтля, вязкость $\mu(h)$ определена для воздуха формулой Саттерлэнда [4]:

$$\overline{\mu} = \frac{\mu(h)}{\mu_0} = \overline{h}^{\frac{3}{2}}\frac{1+h_S}{\overline{h}+h_S}, \quad h_S = \frac{110.4^{\circ}K}{T_0}, \quad \overline{h} = \frac{h}{h_0}.$$

T_0 – температура нижней стенки, $\overline{h}$ – безразмерная энтальпия (температура), отнесенная к своему значению на стенке. Уравнения (1) интегрируются один раз и принимают вид

$$\mu\frac{dH_0}{dy} = \mathrm{Pr}\,v_0H_0 + (1-\mathrm{Pr})v_0\frac{u^2}{2} + C_1, \quad H_0(0) = \frac{h_0}{\mathrm{Pr}} + \frac{U^2}{2}, \quad H_0(l) = \frac{h_1}{\mathrm{Pr}},$$

$$\mu\frac{du}{dy} = v_0u + p_xy + A_1, \quad u(0) = U, \quad u(l) = 0. \tag{2}$$

Здесь A_1 и C_1 – постоянные интегрирования. Для нахождения полного решения уравнений (2) предположим, что $H_0 = H_0(u)$. В этом случае уравнение энергии преобразуется:

$$(v_0u + p_xy + A_1)\frac{dH_0}{du} = \mathrm{Pr}\,v_0H_0 + (1-\mathrm{Pr})v_0\frac{u^2}{2} + C_1. \tag{3}$$

С использованием безразмерных переменных $V = u/U$, $Y = y/l$ для течения Куэтта ($p_x = v_0 = 0$) уравнение (3) имеет интеграл, а уравнение импульса преобразуется:

$$\overline{h} = \beta\left(a + bV - V^2\right) = \beta R(V), \quad \beta = \frac{\mathrm{Pr}\,U^2}{2h_0}, \quad a = \frac{2h_1}{U^2\,\mathrm{Pr}}, \quad b = 2\frac{h_0 - h_1}{\mathrm{Pr}\,U^2} + 1, \quad H_S = \frac{h_S}{\beta},$$

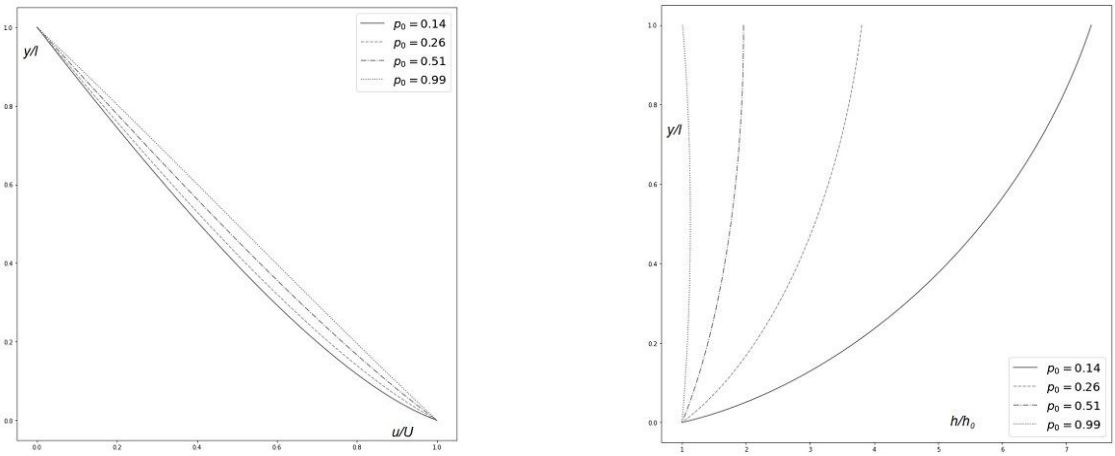
$$m(V)\frac{dV}{dY} = \frac{R^{\frac{3}{2}}(V)}{R(V) + H_S}\frac{dV}{dY} = \overline{A} = \frac{A_1 l}{\sqrt{\beta}\,\mu_0 U\left(1 + h_S\right)}. \tag{4}$$

Оно интегрируется в следующей форме:

$$f(V) = \overline{A}Y + B = \int \frac{R^{3/2}(V)\,dV}{R(V) + H_s} = \frac{(2V - b)\sqrt{R(V)}}{4} + \left(\frac{\Delta}{8} - H_S\right)\arcsin\frac{2V - b}{\sqrt{\Delta}} +$$

$$+H_S\frac{\sqrt{H_S}}{\sqrt{\Delta_1}}\left[\mathrm{arctg}\frac{\sqrt{\Delta_1}\left(V - \frac{b}{2}\right) - \frac{\Delta}{2}}{2\sqrt{H_S R(V)}} + \mathrm{arctg}\frac{\sqrt{\Delta_1}\left(V - \frac{b}{2}\right) + \frac{\Delta}{2}}{2\sqrt{H_S R(V)}}\right], \quad f(1) = B, \quad \overline{A} = f(0) - f(1). \tag{5}$$

Эти результаты согласуются с полученными ранее [1]. Распределения скорости и температуры приведены на рис. 1 при разных значениях $p_0 = 1/(2\beta)$ и Pr = 0,72.



а *б*

Рис. 1. Распределения безразмерных скорости и температуры в течении Куэтта: *а* – распределения скорости; *б* – распределения температуры

Для задачи Куэтта–Пуазейля с теплоизолированной неподвижной стенкой ($C_1 = b = 0$, $h_y(1) = v_0 = 0$) получено новое решение. Уравнение энергии упрощается и имеет интеграл

$$R(V) = a - V^2, \quad h_1 = h_0 + \frac{U^2}{2}, \quad a = \frac{1}{\mathrm{Pr}}\left(\frac{2h_0}{U^2} + 1\right).$$

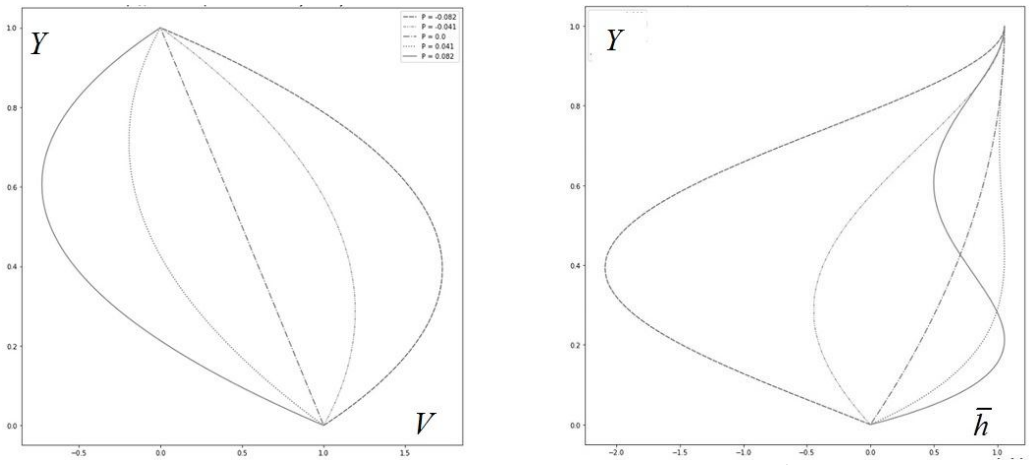
Интеграл уравнения импульса (4) определяется соотношениями

$$f(V) = \frac{V\sqrt{a - V^2}}{2} + \left(\frac{a}{2} - H_S\right)\arcsin\frac{V}{\sqrt{a}} + \frac{H_S^{3/2}}{2\sqrt{a_1}}\left[\mathrm{arctg}\frac{\sqrt{a_1}V - a}{\sqrt{H_S\left(a - V^2\right)}} + \mathrm{arctg}\frac{\sqrt{a_1}V + a}{\sqrt{H_S\left(a - V^2\right)}}\right] =$$

$$= \frac{1}{2}PY^2 + AY + B,$$

$$P=\frac{p_x l^2}{\mu_0 U\left(1+h_s\right)\sqrt{\beta}},\quad B=f\left(1\right),\quad \overline{A}=f\left(0\right)-f\left(1\right)-\frac{1}{2}P\,.$$

Распределения скорости и температуры для этого случая приведены на рис. 2 при разных значениях параметра *P*.



а *б*

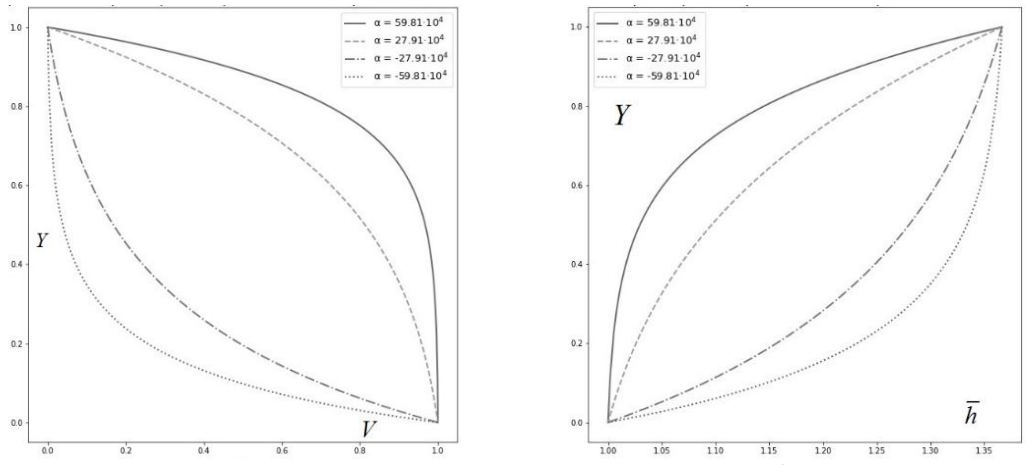
Рис. 2. Распределения безразмерных скорости и температуры в течении Куэтта–Пуазейля: *а* – распределения скорости; *б* – распределения температуры

Впервые получен интеграл уравнения энергии (3) для течения Куэтта с вертикальным массопереносом ($p_x=0$), который имеет более сложную форму:

$$c=-\frac{1}{2-\mathrm{Pr}},\quad \overline{h}=\beta\left[a+bs^{\mathrm{Pr}}+cs^2\right]=\beta R\left(s\right),\quad s=V+A,\quad A=\frac{A_1}{v_0 U},$$

$$b=\left(\frac{1-\overline{h}_1}{\beta}+\frac{1+2A}{2-\mathrm{Pr}}\right)\left[\left(1+A\right)^{\mathrm{Pr}}-A^{\mathrm{Pr}}\right]^{-1},\ a=-\frac{A^2}{2-\mathrm{Pr}}-\frac{2\overline{h}_1}{\beta}+\frac{2A^{\mathrm{Pr}}}{\left(1+A\right)^{\mathrm{Pr}}-A^{\mathrm{Pr}}}\left[\frac{2\left(1-\overline{h}_1\right)}{\beta}+\frac{1+2A}{2\left(2-\mathrm{Pr}\right)}\right].$$

При Pr = 2 этот интеграл является сингулярным и содержит ln*s*. Интеграл уравнения импульса имеет стандартный вид:



а *б*

Рис. 3. Распределения безразмерных скорости и температуры в течении Куэтта с поперечным массопереносом: *а* – распределения скорости; *б* – распределения температуры

$$f(s)=\int\frac{R^{3/2}(s)\,ds}{\left(R(s)+H_S\right)s}=\alpha Y+B,\quad f(1+A)=B,\quad f(A)-f(1+A)=\alpha.$$

При произвольном числе Прандтля этот интеграл не имеет явной аналитической формы и вычисляется численно, а постоянная A определяется в процессе решения. Аналитическое решение получено только при Pr = 1 и имеет вид (5).

На основе решения этих уравнений на рис. 3 представлены распределения скорости и температуры при Pr = 0,72, $\beta = 2{,}95\cdot10^{-4}$ и разных значениях параметра α.

Литература

1. Голубкин В.Н., Сизых Г.Б. О сжимаемом течении Куэтта // Ученые записки ЦАГИ. 2018. Т. 49, № 1. С. 27–38.

УДК 536.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОНЕНТОВ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ВАРИАЦИИ УСЛОВИЙ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Г. Е. Щербаков, А. С. Герасимов, И. А. Чохар, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Экспериментально изучен теплообмен различных частей человеческого тела с окружающей средой. Рассмотрены особенности реакции организма на изменения внешних условий. Разработана методика для измерения температур и компонентов тепловых потоков на поверхности тела человека. Эксперименты проведены в диапазоне температур окружающей среды от 20 °C до 30 °C и постоянной относительной влажности воздуха φ = 30%. Все измерения проводились в климатической камере со стабильными параметрами среды. Показано, что температуры и тепловые потоки различных частей тела отличаются между собой. В исследованном диапазоне температур наибольший вклад вносят лучистые теплопотери и, начиная с T_w > 30 °C, заметную роль начинает играть теплота, расходуемая на испарение пота.

Ключевые слова: *теплообмен тела человека, компоненты тепловых потоков, климатическая камера, тепловые потери.*

Знание закономерностей теплообмена человека с окружающей средой требуется в медицине для обоснования методик гипо- и гипертермии, разработки специальной одежды в авиации и космонавтике, МЧС, морском флоте. В имеющихся экспериментальных и теоретических исследованиях решен лишь ряд частных вопросов, и эта проблема требует дальнейшего детального изучения.

В данной работе представлены результаты измерений потерь тепла от тела человека при изменении температуры окружающей среды. Основное внимание уделено анализу всех компонентов теплового потока и их вклад в суммарный поток теплоты на отдельных участках кожи человека.

Программа исследований представляет собой комплекс из 10 экспериментов. В качестве испытуемого участвовал человек мужского пола возрастом 23 лет. Без одежды, в неподвижном лежачем положении человек находился в климатической камере со стабилизированной температурой и влажностью. Объем камеры составлял 8 м^3, а во время эксперимента постоянными поддерживались температура воздуха и его относительная влажность. Время одного эксперимента составляло 10 мин. Перед началом измерений выжидался 30-минутный период, во время которого испытуемый адаптировался к условиям климата в камере. Измерение локальных тепловых потоков проводилось на трех областях тела. Датчики теплового потока, температуры и влажности располагались на груди, животе и плече. Вынужденное конвективное движение среды внутри камеры отсутствовало, поэтому теплообмен с окружающей средой происходил за счет естественной конвекции.

На поверхности тела человека теплообмен с окружающей средой происходит за счет конвекции, излучения, испарения пота, дыхания и соприкосновения с окружающими объектами. Представляет интерес определить их вклад в суммарные теплопотери. Измерение плотности теплового потока и температуры тела проводилось при помощи прибора ИТП-МГ4.03/X(III) («ПОТОК» СКБ «Стройприбор). Кроме того, температурное поле поверхности тела измерялось тепловизором. Интенсивность испарения определялась при помощи прибора Tewameter TM Hex (Courage + Khazaka electronic GmbH), технология измерения которого основана на определении градиента концентраций водяных паров вблизи исследуемой поверхности [2].

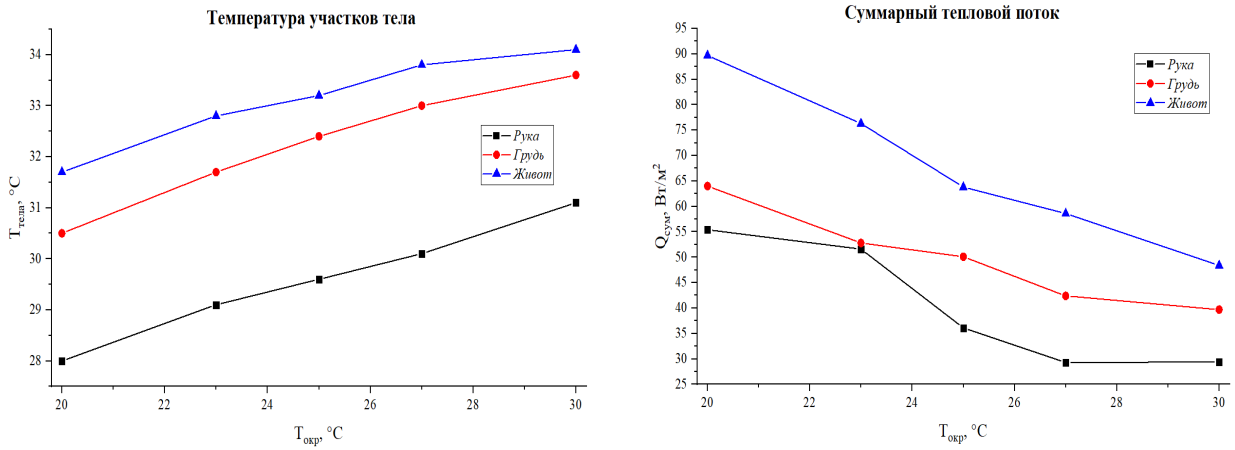
Как было сказано ранее, тело человека отдает тепло за счет излучения, конвекции, испарения, дыхания и контакта с окружающими предметами. Последние два компонента не принималась во внимание, поскольку в работе изучался локальный теплообмен, а не общий баланс тепла всего тела.

Баланс компонентов теплового потока можно записать в виде

$$q_{сум} + q_{изл} + q_{конв} + q_{исп} = 0, \quad (1)$$

где $q_{сум}$ – суммарный поток тепла, выделяемый или поглощаемый организмом; $q_{изл}$ – радиационная составляющая; $q_{конв}$ – конвективная составляющая; $q_{исп}$ – теплота, расходуемая на испарение пота.

Результаты измерений температуры и суммарного теплового потока на различных участках тела при изменении температуры окружающей среды в диапазоне 20–30 °С и при одной и той же относительной влажности φ = 30% демонстрируются на рис. 1. Наибольшее значение температуры, отличающееся почти на четыре градуса от температуры руки, регистрируется на животе. Близко к этому значению температура и в области груди. Заметно возрастает температура тела при росте температуры окружающей среды.



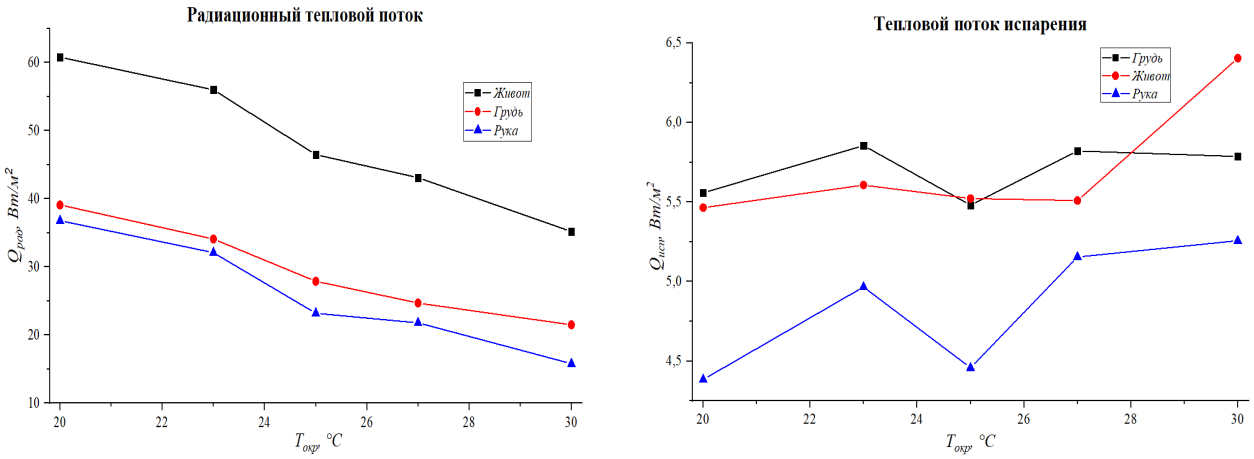
а *б*

Рис. 1. Изменение температуры тела (*а*) и суммарного теплового потока (*б*) при вариации температуры среды

Суммарный тепловой поток также заметно отличается в зависимости от местоположения рассматриваемой точки измерения. Как и температура тела, наибольшее тепловыделение наблюдается на животе и оно практически в 2 раза превышает теплопотери на руке.

На следующем этапе измерялись компоненты суммарного теплового потока. Лучистая составляющая определялась специальным сенсором, в котором датчик теплового потока изолировался от внешней среды двумя полиэтиленовыми мембранами, прозрачными для инфракрасного излучения. Данные, полученные с помощью такого подхода, сравнивались с расчетной величиной радиационного потока, определенной на основе закона Стефана–Больцмана [3]. Их расхождение не превышало 10%, что позволяет определять лучистую составляющую теплового потока таким устройством экспериментальным путем. Количество теплоты, расходуемое на испарение, рассчитывалось по измеренному потоку пара на поверхности и скрытой теплоте парообразования.

Поведение лучистой составляющей теплового потока и расходуемой на испарение можно проследить на рис. 2, *а* и *б* соответственно. Если температура окружающей среды возрастет, то величина лучистого потока интенсивно понижается. Напротив, испарение в тепловом балансе в данном случае начинает играть все более заметную роль, а при дальнейшем росте температуры воздуха его влияние будет превалирующим.



а *б*

Рис. 2. Тепловой поток за счет излучения (*а*) и испарения пота (*б*)

Тепло, переносимое свободной конвекцией, находилось из балансового соотношения (1). Эти данные представлены на рис. 3. Как и лучистая составляющая, конвективный тепловой поток снижается по мере уменьшения температурного перепада между телом и окружающей средой. Однако конвективная составляющая почти в 2 раза меньше, чем лучистая компонента. Энергия, расходуемая на фазовый переход, для данных условий очень низка [1]. Картина теплового процесса может кардинально измениться при более высоких температурах окружающего воздуха, что составит предмет дальнейших исследований.

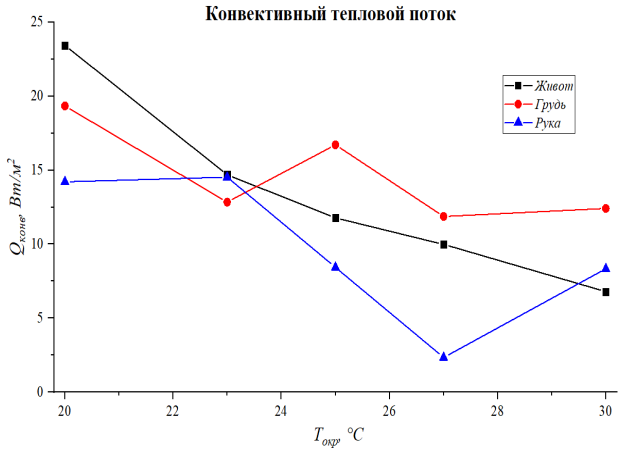


Рис. 3. Изменение конвективной компоненты теплового потока

Литература

1. Wang L., Yin H., Di Y., Liu Y., Li J. Human local and total heat losses in different temperature // Physiology & Behavior. 2016. Vol. 157. P. 270–276.

2. Nilsson G. E. Measurement of water exchange through skin // Med. & Biol. Eng. & Comput. 1977. Vol. 15. P. 209–218.

3. Hardy J. D. The radiation of heat from the human body (III). The human skin as a blackbody radiator // J. Clin. Invest. 1934. Vol. 13(4). P. 615–620.

Секция № 2
«ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ФАЗОВЫХ И ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ»

УДК 532.5

ВЛИЯНИЕ КОМПОНЕНТНОГО СОСТАВА ТОПЛИВНОЙ ОБОЛОЧКИ НА КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ РАСПАДА ГЕТЕРОГЕННЫХ КАПЕЛЬ

Д. В. Антонов, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Гетерогенные капли представляют собой значимую альтернативу однородным топливам. Присутствие нерастворимой дисперсной фазы, например воды, приводит к появлению эффектов микровзрывного распада, существенно повышая эффективность горения топливных композиций и снижая концентрации антропогенных выбросов (оксидов серы и азота), а также сажеобразование. При этом компонентный состав топливной оболочки влияет на критические условия и режимы распада гетерогенных капель. В данной работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований временных характеристик прогрева и испарения гетерогенных топливных капель типа ядро/оболочка до реализации микровзрывного распада с учетом полного и редуцированного компонентного состава топливной оболочки и для определения вклада диффузии компонентов топлива на формирование температурного поля капель. Рассмотрены случаи прогрева и испарения изолированной двухжидкостной капли (вода/топливо). В качестве моделей топлив использован ряд предельных и непредельных углеводородов от С7 до С16. Численные расчеты проведены в программных комплексах MATLAB и COMSOL Multiphysics при использовании собственных пользовательских функций. Установлены нелинейные зависимости времени задержки микровзрывного распада от компонентного состава топливной оболочки гетерогенной капли.

Ключевые слова: *прогрев; испарение; паффинг; микровзрыв; гетерогенная капля; эксперимент; математическое моделирование.*

Введение. Многокомпонентные и многофазные топлива находят широкое применение в двигателях авиационного [1], наземного [2] и морского [3] назначений. Особую роль с точки зрения их допуска, применения и эксплуатации имеет компонентный состав [1–3], который зависит главным образом от технологии получения [4] и природы сырья [5]. Широко применяемыми в настоящее время топливами являются керосины, бензины, дизельные топлива нефтяного происхождения [6]. Развиваются и альтернативные биотоплива (биокеросины, биобензины, биодизельные топлива [7]). При этом в случае как нефтяных топлив, так и синтезированных топлив из растительного и животного сырья компонентный состав топлив достаточно сложный и включает в себя сотни и даже тысячи компонентов [1–3]. Есть как легколетучие компоненты с количеством углеродов в цепочке не более 7, так и тяжелые трудноиспаряемые компоненты с количеством углеродов в цепочке более 16. Наличие такого разнородного состава приводит к существенно отличающимся скоростям формирования топливовоздушной смеси в камерах сгорания двигателей различного назначения в период их прогрева и испарения. На последних этапах прогрева и испарения остаются все более тяжелые компоненты, интенсификация испарения которых крайне важна.

Одним из путей интенсификации прогрева и испарения высоковязких жидкостей является применение эффектов микровзрывного измельчения (рис. 1), которые приводят к кратному росту скорости формирования топливовоздушной смеси в результате инициирования распада родительских гетерогенных капель. Важной характеристикой этого процесса является время задержки микровзрывного распада [8], на которое влияет множество параметров: тепловой поток и схема нагрева, темп нагрева и температура, компонентный состав родительских капель, наличие добавок и примесей (углеродистые частицы, наночастицы, газ CO_2, метан, пропан, аммиак и т. д.), размеры дисперсной фазы, соотношение концентраций жидкостей, концентрации и размеры твердых частиц, начальные размеры родительских капель,

вязкость и поверхностное натяжение, технологии формирования родительской капли, начальная температура жидкостей и т. д. Одним из наиболее важных влияющих параметров для активно развивающихся топливных технологий с точки зрения усовершенствования технологий глубокой переработки нефти и синтеза является компонентный состав топливной оболочки в случае двухжидкостных капель [9]. При этом масштабы влияния состава топливной оболочки от наиболее летучих до тяжелых компонентов на время задержки микровзрывного распада до сих пор не изучены.



Рис. 1. Типичные видеокадры микровзрывной фрагментации капель гетерогенных жидкостей типа н-додекан/вода ($T_g \approx 1173$ К, $R_{d0} \approx 1$ мм)

Целью настоящей работы является экспериментальная и теоретическая оценка влияния состава топливной оболочки на времена задержки микровзрывного распада гетерогенных капель на примере двухжидкостных капель.

Основная часть. В настоящем исследовании в качестве модели базового топлива принято реактивное топливо марки ТС-1 и его многокомпонентный состав в ряде предельных и непредельных углеводородов от С7 до С16. При проведении экспериментальных и теоретических исследований применялась схема формирования двухжидкостных капель, где в качестве оболочки выступает многокомпонентное топливо, а в качестве ядра – вода. Нагрев гетерогенных капель осуществлялся в лабораторной муфельной печи. Для введения двухжидкостных капель в зону нагрева использовался автоматизированный координатный механизм. Процессы прогрева, испарения и фрагментации гетерогенных капель регистрировались с помощью высокоскоростной видеокамеры Phantom Miro M310. Область регистрации освещалась светодиодным прожектором.

На рис. 2 представлены установленные экспериментальные и теоретические зависимости времени задержки микровзрывного распада гетерогенных капель вода/топливо (τ_p) от количества атомов углерода (C_n) в цепочке предельных углеводородов, входящих в компонентный состав топливной оболочки. Установлено, что наибольшие времена задержки микровзрывного распада гетерогенных капель соответствует температуре газа (T_g) порядка 573 К. Более инертный прогрев капель до критических условий распада при низких температурах (573 К) связан с более низкими значениями подводимых тепловых потоков к их поверхности. Наблюдается умеренная корреляция результатов моделирования и опытов во всем диапазоне температур газа (от 573 К до 1373 К). Кроме того, зарегистрирован нелинейный характер изменения времени задержки распада капель от количества атомов углерода в цепочке предельных углеводородов (от н-гептан до н-гексадекан). Нелинейный характер зависимостей согласуется с нелинейными изменениями физико-химических свойств предельных углеводородов гомологического ряда от С7 до С16, в частности, динамической вязкости и температуропроводности.

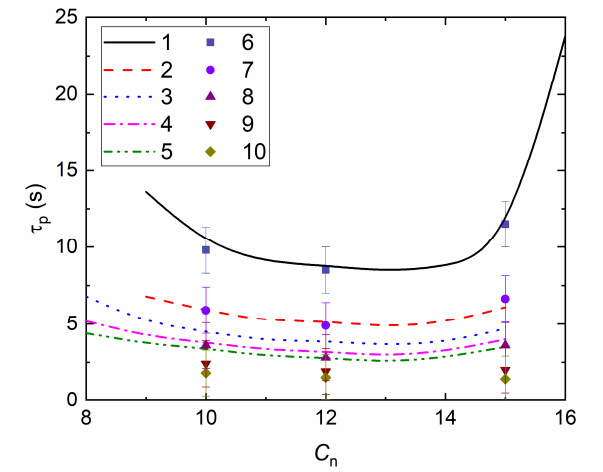


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические зависимости времени задержки микровзрывного распада гетерогенных капель вода/топливо (τ_p) от количества атомов углерода (C_n) в цепочке предельных углеводородов, входящих в компонентный состав топливной оболочки (R_{d0} = 1 мм): 1 – модель, T_g = 573 K, 2 – модель, T_g = 773 K, 3 – модель, T_g = 973 K, 4 – модель, T_g = 1173 K, 5 – модель, T_g = 1373 K, 6 – эксперимент, $T_g \approx$ 573 K, 7 – эксперимент, $T_g \approx$ 773 K, 8 – эксперимент, $T_g \approx$ 973 K, 9 – эксперимент, $T_g \approx$ 1173 K, 10 – эксперимент, $T_g \approx$ 1373 K

Заключение. Выделены критические условия распада гетерогенных капель при изменении компонентного состава топливной оболочки и их интенсивного прогрева с образованием и последующим ростом пузырьков внутри них, а также реализацией режимов паффинг и микровзрыв. Динамика прогрева и испарения гетерогенных капель в гомологическом ряде от С10 до С14 находилась примерно на одном уровне. Критические максимальные значения времени задержки микровзрывного распада регистрировались в крайних точках гомологического ряда (С7 и С16). При паффинге и микровзрывом распаде гетерогенных капель на примере двухжидкостных капель образовывались мелкие вторичные фрагменты, размеры которых при использовании составов с наибольшей вязкостью уменьшались более чем в 8 раз по сравнению с размерами родительских капель. Для всех исследованных композиций можно отметить снижение времени задержки распада с увеличением температуры внешней газовой среды. Полученные результаты создают объективные предпосылки для развития технологий зажигания облака капель жидких топлив в камерах сгорания двигателей авиационного, наземного и морского назначений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 21-71-10008.

Литература

1. Яновский Л. С., Харин А. А., Шевченко И. В., Дмитренко В. П. Авиационная экология. Воздействие авиационных горюче-смазочных материалов на окружающую среду. М.: Общество с ограниченной ответственностью «Научно-издательский центр ИНФРА-М», 2015. – 180 с.

2. Котиков Ю. Г. Энергетика транспорта. Санкт-Петербург: Санкт-Петербургский государственный архитектурно-строительный университет, 2018. – 206 с.

3. Дядик А. Н., Сурин С. Н., Балакин А. В., Малых Н. П. Энергетика морских подводных объектов. Санкт-Петербург: Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, 2023. – 384 с.

4. Черножуков Н. И. Очистка и разделение нефтяного сырья, производство товарных нефтепродуктов: учеб. Технология переработки нефти и газа. Ч. 3. М.: Химия, 1978.

5. Heubaum H. Biofuels for Aviation. Energy Policy, 2015. – 229 p.

6. Салищева А. А., Ивашкина Е. Н., Юрьев Е. М. Химическая технология нефти и газа: учеб. пособие. 2014.

7. Sustainable Aviation Fuels Guide: International Civil Aviation Organization. 2018.

8. Antonov D. V., Fedorenko R. M., Yanovskiy L. S., Strizhak P. A. Physical and mathematical models of micro-explosions: achievements and directions of improvement // Energies. 2023. Vol. 16, No. 16. P. 6034.

9. Antonov D. V., Fedorenko R. M., Strizhak P. A. Characteristics of child droplets during micro-explosion and puffing of suspension fuel droplets // Int. J. Heat Mass Transfer. 2023. Vol. 209. P. 124106.

УДК 532.5

ЧИСЛЕННЫЕ И АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДИССОЦИАЦИИ, ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ ГАЗОВЫХ ГИДРАТОВ

Д. В. Антонов, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Газовые гидраты рассматриваются как перспективный вид альтернативного топлива для энергетики, транспорта, космической и специальной техники. Благодаря высоким коэффициентам конверсии и безопасной транспортировке на дальние расстояния газовые гидраты находят широкое применение в качестве основного и дополнительного топлива. В данной работе приведены результаты теоретических исследований, полученных с использованием численных методов моделирования и аналитических решений, при сравнении с экспериментальными данными по скорости диссоциации, времени диссоциации, времени задержки зажигания, длительности горения, ключевым газовым антропогенным выбросам при интенсивном прогреве газовых гидратов. Рассмотрены случаи прогрева, диссоциации, зажигания, горения изолированных, группы (2 и 3) и кластера гранул газовых гидратов. В качестве модели газового гидрата рассмотрен гидрат метана. Численные и аналитические расчеты проведены в программных комплексах MATLAB и COMSOL Multiphysics при использовании собственных пользовательских функций. Установлены нелинейные экспоненциальные зависимости времени задержки зажигания гранул гидрата метана от группы факторов: темпа нагрева и температуры газа, компонентного состава газа, заключенного в порах газового гидрата, начальные размеры и концентрации гранул в кластере.

Ключевые слова: *гранулы гидрата метана; численное моделирование; аналитическое решение; эксперимент; тепломассоперенос; диссоциация; зажигание; горение.*

Введение. Газовые гидраты используются в различных приложениях, в частности, транспорт и хранение газа [1, 2], опреснение морской воды [3], пожаротушение [4]. Основным направлением применения гидратов метана считается энергетический сектор [5]. Их рассматривают как перспективный и экологичный альтернативный дополнительный вид топлива и добавку к традиционным энергоресурсам [5]. Определяющие преимущества газогидратных технологий связывают с обеспечением возможности транспорта метана и других горючих газов на большие расстояния, использования в течение длительного периода времени, разделения газовых компонентов, управления характеристиками физико-химических превращений в широких диапазонах.



Рис. 1. Типичные видеокадры диссоциации, зажигания и горения гранул газовых гидратов метана

К настоящему времени процессы зажигания и горения газовых гидратов изучаются чаще теоретически, чем экспериментально в связи с высокими требованиями по пожаровзрывобезопасности методик и стендовых установок. Результаты [1, 4] показали, что при зажигании гидрата метана пропановой горелкой в условиях естественной конвекции и горизонтального обтекания возникает интересный феномен, во время которого слой льда разрушается и мгновенно в воздух вырывается поток метана, образовав большую по размерам зону с ярким пламенем (рис. 1). Вертикальный поток воздуха снижает сопротивление массопереносу метана. При этом процесс горения становится более стабильным. Выделенные результаты экспериментов обосновывают большие перспективы использования порошка газовых гидратов со сферическими гранулами. В то же время известные результаты опытов демонстрируют определенные трудности регистрации характеристик процессов зажигания и

горения соответствующих гранул вследствие интенсивных фазовых превращений, диссоциации, самоконсервации и малой инерционности химического реагирования. К тому же экспериментальные исследования ограничены по диапазонам варьирования входных параметров относительно интересных для перспективных энергетических и транспортных приложений.

Целью настоящей работы являются комбинированные экспериментальные и теоретические исследования диссоциации, зажигания и горения газовых гидратов с использованием численных методов моделирования и аналитических решений в программных комплексах MATLAB и COMSOL Multiphysics при использовании собственных пользовательских функций для развития практических приложений, в области транспорта и хранения газа, опреснения морской воды и пожаротушения.

Основная часть. Решалась задача зажигания изолированной группы и кластера гранул газового гидрата в потоке разогретого воздуха, так как для соответствующих условий имеются экспериментальные данные, позволяющие провести валидацию модели и определить направления ее развития. Задача решалась для нескольких типичных форм гранул гидрата метана, которые могут формироваться при производстве газовых гидратов. Далее модель расширялась на условия для двух и трех одновременно нагреваемых гранул гидрата, расположенных на определенном расстоянии относительно друг друга и в кластере. При базовой постановке задачи считалось, что на гранулу гидрата натекает поток разогретого газа с постоянной скоростью. Если температура гидрата превышала равновесную температуру (при атмосферном давлении), то газовый гидрат распадался на газ и лед, т. е. инициировалась диссоциация. На входе в рабочую зону задавались условия, соответствующие ламинарному пограничному слою вязкой несжимаемой жидкости. При горении над поверхностью рабочей зоны с образцом формировались динамический (скоростной), тепловой и диффузионный пограничные слои. Пористость частицы варьировалась в диапазоне 0.05–0.1 в соответствии с возможными для практики условиями. Температура газов в области решения изменялась до $T_g = 1173$ К, что соответствовало наиболее перспективным условиям. Выше данной температуры нагрев образцов нецелесообразен по технологическим причинам. Важно было определить критические (минимальные, предельные) температуры внешней среды, при которых возможно зажигание образцов топлива. Скорость движения потока газа варьировалась в диапазоне 1–10 м/с. Давление газа принималось постоянным и равным атмосферному 101 325 Па. Критерии зажигания, используемые при постановке задачи, принимались согласно представлениям современной теории зажигания смесевых, композиционных и конденсированных систем: (1) энергия, выделяемая в результате химической реакции окисления горючего, больше теплоты, передаваемой от разогретого воздуха к образцу топлива и формирующейся парогазовой смеси; (2) температура смеси газообразных компонентов горючего в зоне реакции окисления превышает начальную температуру источника нагрева (воздуха).

На рис. 2 представлены ключевые теоретические зависимости времени задержки зажигания гранул газового гидрата от температуры внешней газовой среды (форма – сфера, $R_{d0} = 1$ мм, $U_g = 1$ м/с) при варьировании начальной пористости P в диапазоне от 0.05 до 0.1. Видно, что при достижении высоких температур роль фактора пористости образца топлива становится малозначимой. При понижении температуры воздуха усиливается вклад фактора пористости образца топлива. Чем выше пористость гранул гидрата, тем быстрее происходит прогрев приповерхностного слоя и больше приток выходящего газа – метана. Это ускоряет процесс диссоциации гидрата в целом, т. е. с учетом всего имеющегося запаса метана в грануле. Целесообразно отметить смену наклона кривых на рис. 2 при повышении пористости образца: чем выше значение пористости, тем меньше угол наклона кривой, т. е. в соответствии с законом Аррениуса ослабевает роль температуры и усиливается вклад соотношения концентрации компонентов в парогазовой смеси. Полученные результаты показывают, что для высокопористых образцов достаточны меньшие температуры внешней газовой среды, позволяющие обеспечивать минимальные времена задержки зажигания образцов.

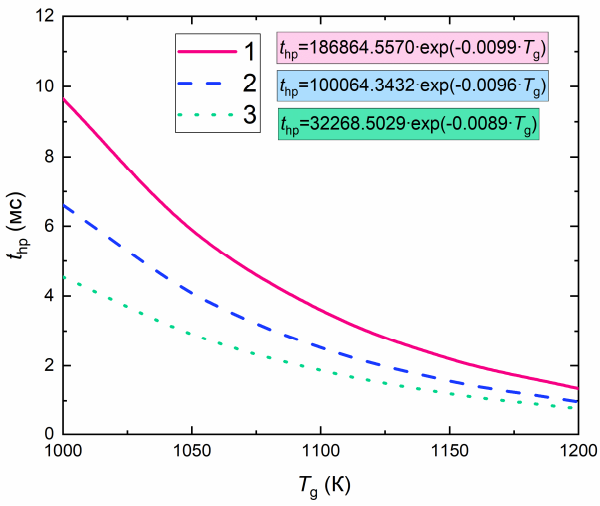


Рис. 2. Зависимости времени задержки зажигания частицы газового гидрата от температуры внешней газовой среды (форма – сфера, R_{d0} = 1 мм, U_g = 1 м/с) при варьировании начальной пористости: *1* – P = 0.05, *2* – 0.075, *3* – 0.1

Заключение. Разработана математическая модель, впервые позволившая установить критические тепловые условия и значения основных характеристик процесса зажигания группы гранул газовых гидратов с разным компонентным составом и при варьируемых схемах их взаимного расположения в газовой среде. Сравнение с экспериментальными данными позволило обосновать адекватность разработанной модели (отличия времен задержки зажигания не превысили 5%). Впервые в рамках комплексного исследования получены зависимости времени задержки зажигания гранул газового гидрата от группы факторов и эффектов: температуры внешней газовой среды, скорости газа, пористости гранул газового гидрата, формы гранул газового гидрата и др. Для основных зависимостей получены аппроксимационные выражения, позволяющие проводить сравнение с аналогичными зависимостями из классической теории зажигания конденсированных веществ. В качестве основных выражений целесообразно выделить уравнения для общего времени индукции, случаев импульсного нагрева, продолжительного нагрева, нагрева горячей поверхностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 21-71-10008.

Литература

1. Cui G., Dong Z., Xie K., Wang S., Guo T., Liu J., Xing X., Li Z. Experimental study on the effect of airflow conditions on the combustion characteristics of methane hydrate // Fuel. 2021. Vol. 300. P. 120926.

2. Song Y., Yang L., Zhao J., Liu W., Yang M., Li Y., Liu Y., Li Q. He status of natural gas hydrate research in China: a review // Renew. Sustain. Energy Rev. 2014. Vol. 31. P. 778–791.

3. Liu Y., Hou J., Chen Z., Bai Y., Su H., Zhao E., Li G. Enhancing hot water flooding in hydrate bearing layers through a novel staged production method // Energy. 2021. Vol. 217. P. 119319.

4. Chien Y. C., Dunn-Rankin D. Combustion characteristics of methane hydrate flames // Energies. 2019. Vol. 12. P. 1939.

5. Maruyama Y., Fuse M. J., Yokomori T., Ohmura R., Watanabe S., Iwasaki T., Iwabuchi W., Ueda T. Experimental investigation of flame spreading over pure methane hydrate in a laminar boundary layer // Proc. Combust. Inst. 2013. Vol. 34. P. 2131–2138.

УДК 536.423.1

ИСПАРЕНИЕ КЛАСТЕРА ЖИДКОСТИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СРЕДЕ

В. А. Архипов[1], С. А. Басалаев[1], Н. Н. Золоторёв[1,2], К. Г. Перфильева[1], А. С. Усанина[1]

[1]Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования процессов испарения монодисперсного и бидисперсного кластера жидкости. Экспериментальная установка позволяет моделировать процессы осаждения бидисперсного кластера капель с учетом оценки испарения в высокотемпературной среде. Результаты экспериментального исследования показали зависимость скорости испарения от температуры среды. Установлено, что скорость испарения кластера капель зависит от количества и начальной концентрации капель в бидисперстном кластере.

Ключевые слова: *тушение пожаров, нагрев, испарение жидкости, экспериментальное исследование, конвективная колонка.*

Стихийное бедствие в виде распространения огня на большой площади является серьезной угрозой для населения и экологии планеты. При горении происходит задымление территории, повышение температуры, возникает дефицит кислорода и выброс токсичных веществ в атмосферу. Одним из распространенных способов тушения пожара является сброс хладагента с борта летательного аппарата в очаг пожара. В качестве хладагента в большинстве случаев используется вода как экологически чистая и экономически доступная. Забор воды для технических устройств сброса, расположенных на борту летательного аппарата, осуществляется из ближайших рек и водоемов. При сбросе значительного количества воды в горящую область происходит охлаждение и отвод тепла из-за способности поглощать огромное количество тепла при преобразовании жидкости в водяной пар. Исследования процессов теплообмена и испарения монодисперсного и бидисперсного кластера капель в высокотемпературной среде являются актуальными не только в области пожаротушения, но и с точки зрения решения ряда прикладных и фундаментальных задач теплотехнологических систем [1–3]. Для исследования испарения капель жидкости используется как численное моделирование процесса, так и эксперимент с использованием новых технических методов и устройств для изучения эволюции и испарения одиночной капли и группы капель. Значительное количество публикаций направлено на исследование испарения одиночной капли жидкости [4, 5]. В большинстве практических приложений (в частности, при анализе эффективности тушения пожаров водой) происходит процесс осаждения и диспергирование жидкости при гравитационном осаждении. В образовавшемся кластере наблюдается эффект влияния соседних капель на скорость осаждения всего кластера капель. Для учета влияния этого эффекта необходимы экспериментальные данные по осаждению кластера бидисперсных капель в зависимости от основных параметров жидкости и внешнего воздействия (поток воздуха, температура окружающей среды и т. д.).

При проведении экспериментальных исследований испарения группы капель возникает сложность в технической реализации формирования компактного кластера капель. Капли, входящие в кластер, должны быть расположены на минимальном расстоянии друг от друга, и при этом необходимо не допустить коагуляцию между ними. Для исследования процесса испарения кластера капель в зависимости от температуры и скорости обдувающего внешнего потока разработаны способы получения компактного кластера монодисперсных [6] и бидисперсных капель жидкости. С помощью подачи жидкости из подающего сосуда через набор

капилляров разного диаметра происходит образование группы капель, равномерно расположенных друг от друга. На рисунке приведена схема установки образования бидисперсного кластера капель и фотография группы капель в момент отрыва от среза капилляров.

Для создания высокотемпературной среды используется полый цилиндрический нагреватель, выполненный из керамической трубы, на внутренней поверхности которой установлены проволочные нихромовые спирали, соединенные с источником напряжения. Необходимая для эксперимента постоянная температура фиксировалась термопарами. Длина керамической трубы выбрана такой, чтобы капли не успели полностью испариться при прохождении высокотемпературной зоны нагрева. Мерная емкость с набором капилляров разного диаметра располагается над верхним срезом керамической трубы.

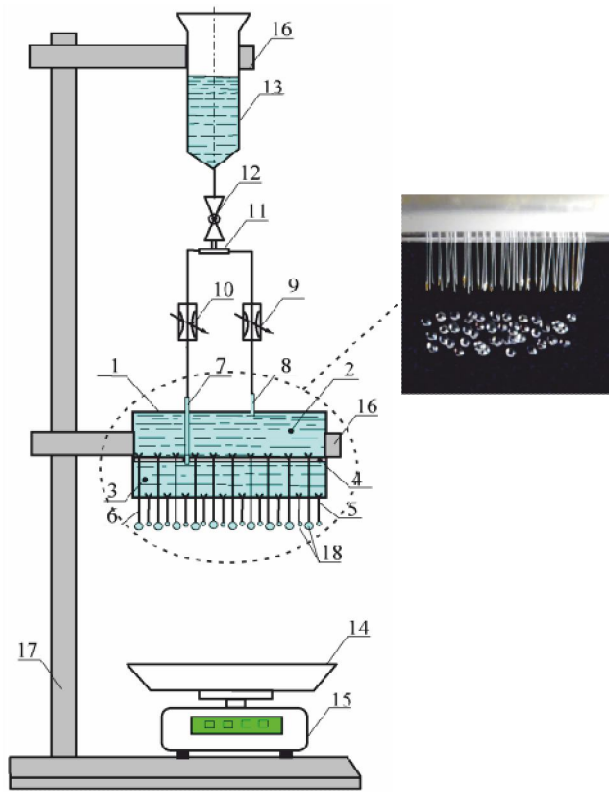


Рис. 1. Схема установки образования бидисперсного кластера капель: 1 – корпус капельной кюветы; 2 – верхняя камера; 3 – нижняя камера; 4 – перегородка; 5 – капилляры меньшего диаметра; 6 – капилляры большего диаметра; 7, 8 – канал подачи жидкости; 9, 10 – регулирующие дроссели подачи жидкости; 11 – тройник; 12 – запорный кран; 13 – мерная емкость; 14 – приемная емкость; 15 – электронные весы; 16 – кронштейн; 17 – штатив; 18 – капли жидкости

Для определения размера капель на входе в нагреватель используется метод видеосъемки. Метод визуализации позволяет получить точные данные о начальном размере капель, что является важным начальным параметром для оценки испарения при прохождении высокотемпературной среды. Взвешивание жидкости в мерной и приемной емкостях позволяет получить информацию о количестве жидкости, содержащейся в них до прохождения нагревателя и после. В настоящей работе в качестве рабочей жидкости использовали дистиллированную воду. Увеличение количества капилляров в мерной емкости позволяет задавать точное количество капель в кластере. Объемная концентрация характеризуется безразмерным параметром

$$k = \frac{l}{2R_{p0}}. \tag{1}$$

С увеличением капель жидкости в кластере происходит увеличение их объемной концентрации C_V.

$$k = \sqrt[3]{\frac{\pi}{6C_V}}. \tag{2}$$

Таким образом, объемная концентрация капель в кластере является определяющим параметром, который определяет их поведение и свойства. Наличие этого параметра позволяет понять и контролировать процесс, связанный с испарением монодисперсного и бидисперсного кластера капель. При температуре 800 K для k = 11.7, 9.4 и 7.9 скорости испарения кластера капель W = 0.102, 0.088 и 0.049 кг/(м^2·с) соответственно.

В результате экспериментального исследования обнаружено, что механизм нагрева капли влияет на интенсивность ее испарения; при фиксированном значении плотности теплового потока испарение капли происходит интенсивнее в конвективном потоке. Доказано, что скорость испарения группы капель зависит от количества и начальной объемной концентрации капель в кластере. По мере увеличения количества капель и их концентрации скорость испарения капель снижается.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-19-00307.

Обозначения

l – среднее расстояние между центрами капель в кластере, м; R_{p0} – радиус капель, м; C_V – объемная концентрация капель, T_g – температура среды, K; W – скорость испарения, кг/(м^2·с).

Литература

1. Терехов В. И., Пахомов М. А. Тепломассоперенос и гидродинамика в газокапельных потоках. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2009. – 284 с.

2. Высокоморная О. В., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Испарение и трансформация капель и больших массивов жидкости при движении через высокотемпературные газы. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016. – 302 с.

3. Высокоморная О. В., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Тепломассоперенос при движении капель воды в высокотемпературной газовой среде // ИФЖ. 2013. Т. 86, № 1. С. 59–65.

4. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А. Взрывное вскипание крупных водных капель под действием интенсивного лазерного излучения // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6, № 11. С. 1426–1435.

5. Borodulin V. Y., Letushko V. N., Nizovtsev M. I., Sterlyagov A. N. Determination of parameters of heat and mass transfer in evaporating drops // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. Vol. 109. P. 609–618.

6. Пат. № 2795373 Российская федерация, МПК G01F 11/00. Способ получения компактного кластера монодисперсных капель заданного размера / В. А. Архипов, С. А. Басалаев, Н.Н. Золоторёв [и др.]; заявитель НИ ТГУ. – № 2022129777; заявл. 17.11.2022: опубл. 03.05.2023, Бюл. № 13.

УДК 62-63

ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ И ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗГОТОВЛЕННОГО В НАНОМЕМБРАННОМ РЕАКТОРЕ БИОТОПЛИВА ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ГОМОГЕННОЙ КАТАЛИТИЧЕСКОЙ ПЕРЕЭТЕРИФИКАЦИИ

А. Е. Ашихмин, М. В. Пискунов, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Изучаются характеристики биотоплива, полученного путем экологически устойчивого подхода – переэтерификации и нанофильтрации в наномембранном реакторе. Изготовлена пористая наномембрана на основе поливинилиденфторида и сополимера винилиденфторида с тетрафторэтиленом. Полученный биодизель соответствует национальному стандарту РФ ГОСТ Р 53605-2009 (ЕН 14214:2003). Для оценки эксплуатационных характеристик полученного топлива используется лабораторный стенд на основе вихревой горелки, имитирующий работу дизельной установки малой энергетики. Проведено сравнение эмиссионных характеристик полученного биотоплива с дизелем и топливными композициями на их основе. Полученные результаты исследования на испытательном стенде с вихревой горелкой позволили выделить оптимальную концентрацию метиловых эфиров жирных кислот в биотопливе. Предложена доступная технология получения зеленой энергии для отдельных секторов малой энергетики при децентрализованном производстве.

Ключевые слова: *альтернативное жидкое топливо, биодизель, наномембрана, переэтерификация, распыление, сжигание, выхлопные газы.*

В настоящее время биодизель рассматривается в качестве одной из наилучших топливных альтернатив для транспортного и энергетического секторов, и связано это, в первую очередь, с глобальным переходом на возобновляемые и экологически устойчивые источники энергии и жесткими требованиями по сокращению выбросов углерода [1]. Согласно этим требованиям альтернативное топливо должно быть возобновляемым, эффективным, экономичным и более экологически безопасным по сравнению с традиционным ископаемым топливом [2]. Наиболее востребованным биотопливом на сегодняшний день является биодизель, так как его использование возможно в существующих энергетических установках и двигателях внутреннего сгорания без существенных изменений в конструкции. Кроме того, он имеет простую технологию производства и является экономически целесообразным во многих странах [3].

Биодизельное топливо представляет собой переработанное топливо, получаемое из возобновляемых биологических источников, таких как растительные масла и животные жиры, сельскохозяйственные и промышленные биоотходы [4]. Для производства биотоплива исследователи предлагают различные методы: пиролиз, микроэмульгирование, прямое смешивание с дизельным топливом и переэтерификацию [5]. Основным методом производства биодизельного топлива является переэтерификация – химический процесс превращения триглицеридов, присутствующих в растительных маслах и животных жирах, в метиловые эфиры жирных кислот (МЭЖК) в ходе многостадийного синтеза с выделением глицерина в качестве побочного продукта.

Использование мембранного реактора позволяет объединить все стадии традиционной переэтерификации в один процесс, что способствует повышению скорости реакции и упрощению синтеза биотоплива. Суть заключается в использовании мембраны с определенным размером пор, которая задерживает непрореагировавшие молекулы триглицеридов, примеси и катализатор. В свою очередь МЭЖК, обладающие небольшими молекулярными размера-

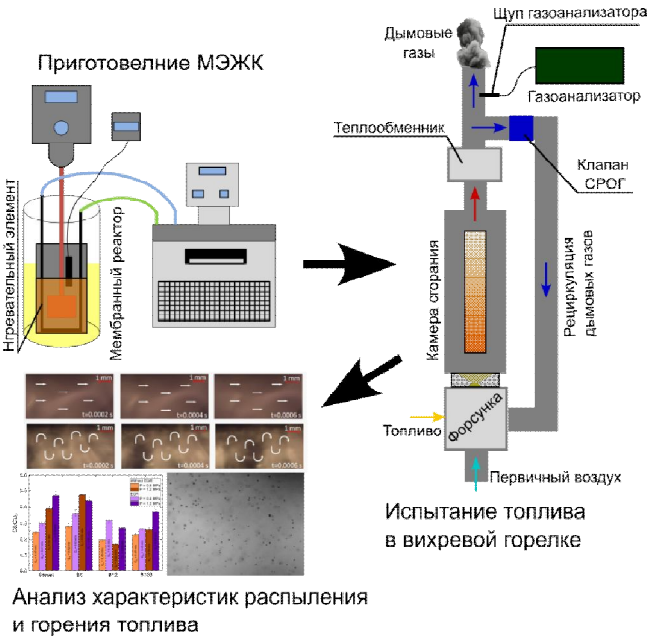
ми, способны проходить через мембрану. Приготовленное таким образом биотопливо упрощает процесс приготовления, значительно сокращая количество дополнительных стадий очистки. Однако не решенной оставалась проблема проницаемости мембран и попадания в поток МЭЖК побочного продукта процесса переэтерификации – глицерина. Решением данной проблемы стало использование фильтрующих мембран со сверхнизким размером пор 0,02 мкм, которые пропускают только МЭЖК и метанол [6].

Значительный интерес к биодизельному топливу связан с возможностью сокращения парниковых газов. Кроме того, использование биодизеля (и смесей биодизельного топлива) способствует снижению выбросов углеводородов, монооксида углерода и твердых частиц.

На сегодняшний день остаются актуальными вопросы использования биотоплива в существующих энергетических установках, в том числе малой энергетики. В этом исследовании приводится сравнительный анализ совокупности характеристик распыления, горения и эмиссии отработавших газов для МЭЖК, смеси биодизеля с дизельным топливом B6, B12 и дизельного топлива в вихревой горелке, оборудованной камерой сгорания с оптическим доступом и системой рециркуляции отработавших газов (СРОГ). Практическая значимость работы связана с разработкой простой и доступной технологии получения зеленой энергии для отдельных секторов малой энергетики при децентрализованном производстве энергии с помощью существующих установок, базирующихся на вихревом сжигании жидкого топлива.

Для приготовления МЭЖК используется рафинированное рапсовое масло фирмы «Орелмасло», метиловый спирт (химически чистый) в качестве этерифицирующего агента и едкий калий (химически чистый) в качестве гомогенного катализатора. Его использование связано с тем, что щелочные катализаторы предпочтительнее кислотных из-за более высокой химической активности и более низких температур проведения катализа.

На рисунке представлена схема определения эксплуатационных и экологических характеристик изготовленного в наномембранном реакторе биотоплива при реализации гомогенной каталитической переэтерификации.



Стадийная схема определения эксплуатационных и экологических характеристик изготовленного в наномембранном реакторе биотоплива при реализации гомогенной каталитической переэтерификации

Нагретое рапсовое масло и растворенный в метаноле гидроксид калия заливают в мембранный реактор, внутрь которого опущен спиралевидный нагревательный элемент; наномембрана механически закреплена на внешней части нагревателя. Этот нагреватель поддерживает постоянную температуру реагирующей смеси внутри реактора. К нагревательному элементу подключен внешний контур криостата (рабочая жидкость – антифриз, диапазон

рабочих температур –30...+200 °C, точность температуры ±0,1 °C). Жидкость циркулирует по внешнему контуру с заданной постоянной температурой 65 °C. Дополнительный контроль температуры топливной смеси в мембранном реакторе осуществляется электронным лабораторным термометром (погрешность ±0,02 °C в диапазоне 0–100 °C). Перемешивание реагирующей смеси осуществляется мешалкой верхнего привода (скорость вращения 100–3000 об/мин, точность поддержания скорости вращения ±2%) при заданной скорости 650 об/мин. Нагревание при перемешивании помогает уменьшить долю воды в растворе и ускорить реакцию. Время технологического процесса 2 ч.

Характеристики распыления (количество, размеры, скорости и траектории движения капель жидкости), горения (температура и структура пламени) и эмиссионные характеристики (концентрации CO, NO, CO_2, O_2) жидких топлив получены экспериментально на испытательной установке с вихревой горелкой, оборудованной камерой сгорания с оптическим доступом и системой СРОГ.

При увеличении давления P заметен рост количества частиц N от 10% до 40% как в закрученном, так и в невозмущенном потоках. Вследствие увеличения N рост P способствует уменьшению значений среднеарифметического диаметра d_{10} в среднем на 20% из-за снижения количества капель большего размера. Показатель N уменьшается на ~ 25% в закрученном потоке относительно невозмущенного из-за комбинированного эффекта налипания капель на завихритель, так как конструктивно топливная форсунка расположена за завихрителем, и коалесценции капель вследствие их контакта в завихренном потоке. Этот эффект наиболее заметен при P = 0.6 МПа.

Результаты измерения температуры в камере сгорания T демонстрируют эффект СРОГ на температурный режим в модельной камере сгорания. Вследствие вытеснения окислителя в камере сгорания рециркулированными газами снижается температура горения топлива, что положительно влияет на выход NO_x в процессе горения. Таким образом, СРОГ способствует снижению концентрации NO_x. Минимальное значение T зафиксировано для биотоплива B100. Соответственно, примесь МЭЖК в дизель позволяет также снизить температуру в камере сгорания. Однако этот эффект менее заметен в условиях СРОГ.

Анализ изменения концентрации NO_x в отработанных газах позволил сформулировать заключение о снижении концентрации этих газов на 3–20% при применении системы EGR. Поскольку среди топливных смесей состав B12 имеет самые низкие показатели CO/CO_2, этот состав характеризуется наилучшим показателем полноты сгорания топлива.

Заключение. При исследовании горения топливных композиций в вихревой горелке с поддержанием коэффициента эквивалентности, равным единице, и отношения воздух/горючая жидкость 14.5 установлено влияние давления на впрыске, массовой доли МЭЖК и закрутки газожидкостного потока на структуру пламенного горения, температуру пламени в камере сгорания и задержку зажигания топлива. Выполнено сравнение эмиссионных характеристик (CO, CO_2, NO_x) биодизелей B6 и B12, МЭЖК и дизеля и оценено влияние рециркуляции отработавших газов на изменение концентрации основных газообразных продуктов сгорания (O2, CO, CO_2, NO_x). Полученные результаты исследования на испытательном стенде с вихревой горелкой позволили выделить оптимальный состав смесевого биотоплива. Предложена доступная технология получения зеленой энергии для отдельных секторов малой энергетики при децентрализованном производстве.

Работа выполнена при поддержке программы развития «Приоритет-2030» (Приоритет-2030-ЭБ-018-202-2024).

Литература

1. Bonenkamp T. B., Middelburg L. M., Hosli M. O., Wolffenbuttel R. F. From bioethanol containing fuels towards a fuel economy that includes methanol derived from renewable sources

and the impact on European Union decision-making on transition pathways // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2020. Vol. 120. P. 109667.

2. Vairamuthu G., Sundarapandian S., Thangagiri B. Experimental investigations on the influence of properties of Calophyllum inophyllum biodiesel on performance, combustion, and emission characteristics of a DI diesel engine // Int. J. of Ambient Energy. 2016. Vol. 37. P. 616–624.

3. Fan X., Sun H., Yuan Z., Li Z., Shi R., Razmjooy N. Multi-objective optimization for the proper selection of the best heat pump technology in a fuel cell-heat pump micro-CHP system // Energy Reports. 2020. Vol. 6. P. 325–335.

4. Georgogianni K. G., Katsoulidis A. K., Pomonis P. J., Manos G., Kontominas M. G. Transesterification of rapeseed oil for the production of biodiesel using homogeneous and heterogeneous catalysis // Fuel Processing Technology. 2009. Vol. 90. P. 1016–1022.

5. Lawrence P., Koshy Mathews P., Deepanraj B. Effect of prickly poppy methyl ester blends on CI engine performance and emission characteristics // American J. of Environmental Sciences. 2011. Vol. 7. P. 145–149.

6. Olagunju O. A, Musonge P, Kiambi S. L. Production and optimization of biodiesel in a membrane reactor, using a solid base catalyst // Membranes. 2022. Vol. 12. P. 674.

УДК 536.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА, ПРОТЕКАЮЩИХ В ЛЕСНОМ ГОРЮЧЕМ МАТЕРИАЛЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФРОНТА ЛЕСНОГО ПОЖАРА

Н. В. Барановский, В. А. Вяткина

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Лесной пожар сопровождается выбросом в атмосферу большого количества загрязняющих веществ и сажевых частиц. Повышенное содержание таких частиц в воздухе может привести к ухудшению состояния здоровья людей или к летальному исходу. Установлено, что определенное количество сажевых частиц продуцируется ещё до зажигания лесного горючего материала, а именно на стадии пиролиза. Следовательно, представляет интерес изучение закономерности процессов пиролиза и сажеобразования. В рамках исследования было проведено сценарное математическое моделирование процессов тепломассопереноса в элементе типичного лесного горючего материала (лист берёзы), находящемся под воздействием фронта лесного пожара. Выявлено, что основное влияние на распределение температур и фаз образца оказывает сценарий сажеобразования и вид лесного пожара.

Ключевые слова: *математическое моделирование, лесной пожар, лист берёзы, тепломассоперенос, сажеобразование, кинетическая модель пиролиза, температурное поле, распределение фаз*

Явление лесного пожара является сложным многостадийным процессом [1], который включает такие стадии как инертный нагрев лесного топлива, испарение влаги, термическое разложение, пламенное горение газообразных продуктов пиролиза и дожигание коксового остатка. Стоит отметить, что уже на стадии пиролиза сухого органического вещества образуется некоторое количество сажи [2]. Повышенные концентрации таких частиц в воздухе может привести к развитию кардиореспираторных заболеваний или к летальному исходу [3]. В связи с этим изучение процессов пиролиза и сажеобразования становится важными в контексте прогнозирования лесных пожаров и их последствий.

Цель работы – математическое моделирование тепломассопереноса в элементе лесного горючего материала (листа берёзы) при воздействии фронта различных видов лесных пожаров.

Математическая модель учитывала стадии инертного прогрева, испарения влаги и пиролиза образца, сопровождающегося выделением сажевых частиц. Зависимостью теплофизических параметров образца от температуры пренебрегалось. Геометрическая постановка задачи приведена на рис. 1.

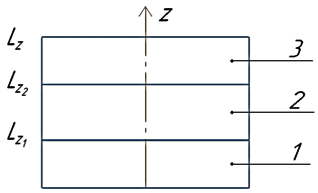


Рис. 1. Геометрическая постановка одномерной задачи теплопередачи в топливном элементе леса: 1 – слой сухого органического вещества; 2 – слой, представляющий смесь сухого органического вещества и воды; 3 – слой сухого органического вещества

В рамках численного моделирования решались одномерное уравнение теплопроводности и кинетическое уравнение:

$$\rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \lambda_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} - q_p k \varphi_1 \exp\left(-\frac{E}{RT_i}\right),$$

$$\rho_i \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -k \rho_i \varphi_1 \exp\left(-\frac{E}{RT_i}\right),$$

$$\rho_s \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = \alpha_s k \rho_s \varphi_1 \exp\left(-\frac{E}{RT_i}\right).$$

Начальные и граничные условия записывались следующим образом:

$$t = 0; \quad T_i = T_{i0},$$

$$t = 0; \quad \varphi_i = \varphi_{i0},$$

$$z = 0; \quad -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = \alpha\left(T_1 - T_{ff}\right),$$

$$z = L_z; \quad \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} = \alpha\left(T_3 - T_{ff}\right),$$

$$z = L_{z1}; \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}, \quad T_3 = T_2,$$

$$z = L_{z2}; \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, \quad T_2 = T_1,$$

$$\sum_{i=1}^{4} \varphi_i = 1.$$

Для решения дифференциальных уравнений использовался метод конечных разностей [3]. Дискретизация уравнений проводилась с помощью локально одномерной схемы А. А. Самарского. Реализация вычислений осуществлялась с помощью программного пакета RAD Studio.

В рамках сценарного моделирования рассматривались такие основные виды лесных пожаров, как низовые лесные пожары низкой и высокой интенсивности, верховые лесные пожары и огненные штормы, и три вида сезонов: весна, лето и осень. Учитывалось также влияние начального влагосодержания образца и сценария продукции сажевых частиц, характеризуемое коэффициентом диспергирования. Результатом моделирования являлось распределение полей температур и фаз образца. Полученные результаты позволяют анализировать качественные и количественные изменения в образце с течением времени.

Ниже приведены результаты моделирования для случая низового лесного пожара низкой интенсивности. Рис. 2 отражает типичное температурное поле образца в момент времени 3 с. На рис. 3 приведено распределение объемных долей фаз образца в зависимости от времени воздействия фронта лесного пожара.

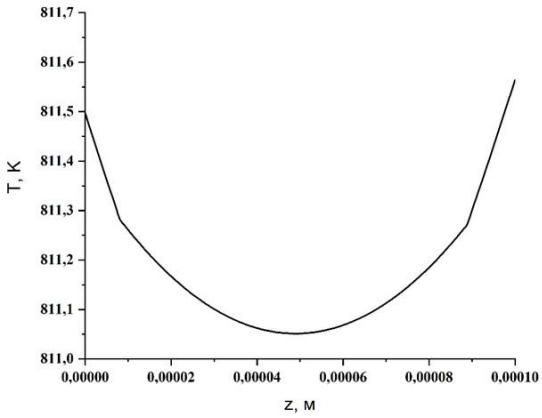


Рис. 2. Распределение температуры по толщине листа березы при воздействии низового лесного пожара низкой интенсивности в момент времени t = 3 с (лето, июль, +20 °C, φ_{30} = 0.4):

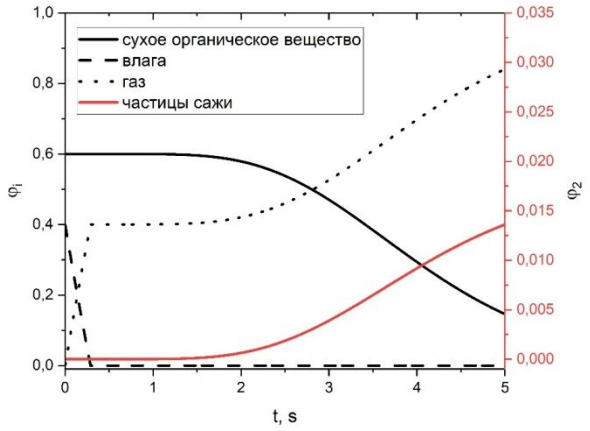


Рис. 3. Распределение объемных долей фаз при воздействии низового лесного пожара низкой интенсивности в зависимости от времени (лето, июль, +20 °C, $\varphi_{30} = 0.4$) при значении коэффициента диспергирования $\alpha_s = 0{,}03$

Анализ температурных распределений показывает, что основное влияние лесного пожара обусловлено длительностью экспозиции элемента лесного горючего материала. Небольшой градиент температур обусловлен небольшой толщиной образца. Анализ распределения фаз позволил установить, что самое большое влияние на количество образующихся сажевых частиц оказывает сценарий продукции сажевых частиц. Этот результат обусловлен заложенной в модель зависимостью кинетики сажеобразования от кинетики термического разложения сухого органического вещества. Заметное образование сажевых частиц происходит при времени воздействия более 2 с, а максимальное их количество образуется на краях листа

Таким образом, проведенное сценарное моделирование процессов тепломассопереноса в образце листа берёзы при воздействии лесного пожара позволило провести анализ изменения температурных и фазовых полей и определить особенности поведения образца. Установлено, что распределения температуры в структуре образца подобны для всех типов лесных пожаров и отличаются только абсолютными значениями. Наиболее заметные количественные отличия в образовании сажевых частиц характерны для различной степени диспергирования.

Обозначения

α – коэффициент теплопередачи, α_s – коэффициент диспергирования, c – удельная теплоемкость лесного горючего материала, E –энергия активации пиролиза лесного топлива, φ_1 – доля сухого органического вещества, φ_2 – доля частиц сажи,φ_3 – доля влаги, φ_4 – доля газовой фазы, k – предэкспонента пиролиза лесного горючего материала, λ – коэффициент теплопроводности лесного горючего материала, q_p – тепловой эффект реакции пиролиза лесного горючего материала, R – универсальная газовая постоянная, ρ – плотность лесного горючего материала, t – временная координата, T_{ff} – температура пламени, z – пространственная координата.

Литература

1. Grishin A. M. Mathematical Modeling of Forest Fire and New Methods of Fighting Them. Tomsk: Publishing House of the Tomsk State University, 1997. – 390 p.

2. Josephson A. J., Castaño D., Koo E., Linn R. R. Zonal-based emission source term model for predicting particulate emission factors in wildfire simulations // Fire Technol. 2021. Vol. 57. P. 943–971.

3. Кузнецов Г. В., Шеремет М. А. Разностные методы решения задач теплопроводности. Томск, 2007.

УДК 620.9

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КИСЛОРОДНОГО ГОРЕНИЯ И ГАЗИФИКАЦИИ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА В РАЗНОМАСШТАБНЫХ ОБЪЕКТАХ

Д. М. Божеева[1], В. А. Кузнецов[1,2], А. А. Дектерев[1,2]

[1]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведено численное исследование процессов горения и газификации пылеугольного топлива в среде O_2-CO_2-H_2O применительно к энергетическим объектам разной мощности. Предложенная комплексная математическая модель апробирована на основе данных опытного кислородного сжигания и газификации угля в потоке. Рассмотрено три объекта: стенд с вихревой горелкой мощностью 2.5 МВт, промышленный котел БКЗ 500-140-1 мощностью 400 МВт и газогенератор мощностью около 150 кВт. Установлена зависимость физико-химических процессов от режимных параметров работы оборудования (газового состава дутья, концентрации кислорода в дутье, коэффициента избытка кислорода, рециркуляции дымовых газов).

Ключевые слова: *Кислородное сжигание, кислородная поточная газификация, уголь, тангенциальная топка, вихревая горелка, CFD.*

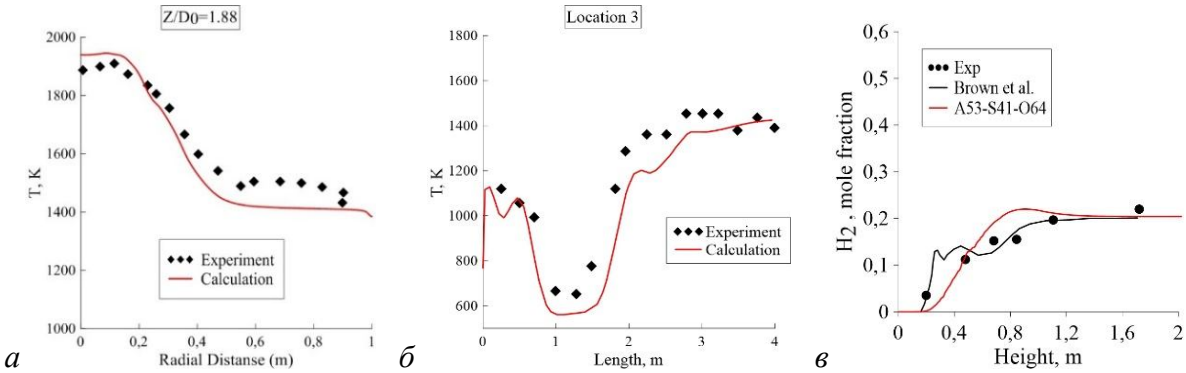
Уголь является наиболее распространённым видом топлива и занимает большую долю в мировом энергетическом секторе. Для некоторых стран использование угольного топлива для получения электроэнергии имеет стратегическое значение. Но в тоже время данный вид топлива считается самым неэкологическим энергоносителем на всех этапах его добычи, приготовления, сжигания. На этом фоне возникает потребность в разработке, развитии и внедрении инновационных, энергоэффективных, ресурсосберегающих и экологически чистых технологий переработки угля. Решением этих проблем может стать перспективная технология кислородного сжигания или газификации угля. Из литературных данных известно, что повышение объемной концентрации кислорода в дутье способствует интенсификации воспламенения углеводородных топлив, а также отмечается более полное выгорание топлива и снижение NO_x [1]. Установлено, что повышение объёмной концентрации кислорода в дутье позволяет избежать ингибирующих эффектов при воспламенении топлива, например, при высоких концентрациях углекислого газа. В работе [2] отмечается, что снижении доли балластного азота (при кислородном сжигании) позволяет повысить отношение между полезной теплотой и тепловым вкладом топлива. Дымовые газы при кислородном сжигании (без азота) состоят из углекислого газа и пара, что позволяет более простым способом улавливать CO_2.

Целью данной работы является разработка и развитие численной методики описания физико-химических процессов кислородного горения и газификации угля в потоке, изучение влияния газового состава дутья, концентрации кислорода в дутье, коэффициента избытка кислорода на процессы в энергетических объектах разной мощности.

В исследованиях было рассмотрено три объекта переработки угля. Для стенда с вихревой горелкой мощностью 2.5 МВт исследовано влияние концентрации кислорода в дутье на процессы тепломассообмена в камере. Для промышленного традиционного котла БКЗ 500-140-1 мощностью 400 МВт были рассмотрены варианты внедрения технологии кислородного сжигания пылеугольного топлива. Исследовано влияния концентрации кислорода и состава рециркулируемых дымовых газов в дутье на физико-химические процессы и уровень вредных выбросов. Для газогенератора мощностью около 150 кВт проведено исследование влияния концентрации кислорода и пара в дутье, коэффициента избытка кислорода на параметры эффективности процесса поточной газификации.

Для описания течения в топочной камере была выбрана модель движения многокомпонентного несжимаемого газа (несущей среды) на основе RANS/URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier–Stokes) подхода. Движение угольных частиц описывается методом Лагранжа. Описание переноса излучения основано на модели дискретных ординат (DO). Процесс термического преобразования угольных частиц рассматривается в виде последовательных этапов: испарение влаги из топлива, пиролиз и горение летучих компонент, горение и газификация коксового остатка. Описание процесса выхода летучих веществ основано на модели CPD (chemical percolation devolatilization). Для описания процессов гомогенного горения использовалась модель EDC (Eddy-Dissipation Concept). Описание гетерогенных реакций преобразования твердого углерода основано на модели The Multiple Surface Reactions. Механизм химического реагирования состоял из шести гомогенных и трех гетерогенных реакций.

В серии расчетов для разных объектов была протестирована комплексная математическая модель процессов кислородного сжигания и газификации угольного топлива. Сравнение расчета с экспериментальными данными показало хорошее соответствие (рисунок).



а *б* *в*

Результаты расчета: *а* – горелочный стенд, *б* – котел БКЗ 500-140-1, *в* – газогенератор

Результаты численных исследований показали, что для разных типов конструкций горелочных устройств изменение концентрации кислорода может приводить как к уменьшению длины факела, так и увеличению. Для прямоточных горелочных устройств увеличение доли кислорода приводит к укорочению факела, а для горелочных устройств с наличием закрученного потока, где формируется зона возвратного течения в ядре факела, может протекать обратный эффект. Изменение доли окислителя в дутье приводит к изменению скорости потока, что в свою очередь существенно влияет на сложную структуру течения в ядре факела и может по-разному влияет на воспламенения угольной пыли.

Результаты расчета процессов поточной газификации показали, что увеличение концентрации кислорода в дутье позволяет снизить мех. недожег, увеличить калорийность синтез-газа и хим. КПД установки, стабилизировать воспламенение и горение угольной пыли при низких значениях коэффициента избытка окислителя.

Работа выполнена в рамках государственного задания на науку ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет», номер проекта FSRZ-2024–0004.

Литература

1. Guo J., Zhang T., Huang X., Luo W., Hu F., Luo Z., et al. Oxy-Fuel Combustion Characteristics of Pulverized Coal in a 3 MW Pilot-Scale Furnace // Energy & Fuels 2018. Vol. 32. P. 10522–10529.

2. Gaber C., Wachter P., Demuth M., Hochenauer C. Experimental investigation and demonstration of pilot-scale combustion of oil-water emulsions and coal-water slurry with pronounced water contents at elevated temperatures with the use of pure oxygen // Fuel. 2020. Vol. 282. P. 118692.

УДК 536.37:53856

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ МИКРОВОЛНОВОЙ ТОРРЕФИКАЦИИ БИОМАССЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕПЛОТЫ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ РАЗЛОЖЕНИЯ

М. А. Брич, Н. М. Горбачёв, И. А. Козначеев, Д. С. Макаренко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Торрефикация – низкотемпературный пиролиз – позволяет получить из биомассы качественное твёрдое топливо. Однако, несмотря на большое количество исследований в области торрефикации, до настоящего времени не создано высокорентабельных технологий, обладающих достаточно высокой энергетической эффективностью [1]. Актуальной задачей является поиск методов автотермической торрефикации, использующих теплоту экзотермической реакции разложения биомассы. Характерной особенностью обработки при достижении критической температуры начала экзотермической реакции является её быстрый лавинообразный рост. Обеспечение тепловой устойчивости процесса в этих условиях является сложной технической задачей. Управление температурным режимом при конвективном нагреве может быть обеспечено, например, путём циклической выгрузки материала [2]. Представляет практический интерес для повышения управляемости процесса исключить использование промежуточного теплоносителя с помощью электронагрева, который обеспечивает практически безынерционный подвод тепла к материалу. В работе [3] показана возможность электронагрева на примере пиролиза соломы в реакторе с внешним индукционным нагревателем. Более перспективным для управления тепловым режимом торрефикации – микроволновой нагрев, при котором обеспечивается одновременный нагрев всего объёма материала, снижение температуры обработки [4].

В настоящей работе, путём численного моделирования, исследовался режим микроволновой обработки материалов с использованием экзотермической реакции разложения биомассы. Работа является продолжением исследований микроволновой обработки смеси торфа и нефтяного кокса [5].

Постановка задачи численного моделирования. Задачей является изучение режимов тепловой обработки с использованием микроволнового нагрева, дисперсных материалов с различными диэлектрическими свойствами на примере смеси торфа с нефтяным коксом. Исследование проводилось путём численного моделирования. Моделируется нагрев двухкомпонентной смеси торфа (непрерывный компонент) и кокса (в виде дискретных включений) за счет поглощения энергии микроволнового излучения. Смесь находится в цилиндрической камере радиуса R и высотой L. Принято допущение, что в исследуемом диапазоне температур, теплофизические и диэлектрические свойства не зависят от температуры. Учитывалось энерговыделение за счёт экзотермических реакций, протекающих в торфе при высоких температурах.

Состояние каждого компонента характеризуется своей температурой T, являющейся функцией времени t и радиальной координаты r (неоднородность в осевом направлении не учитывается).

Динамика системы описывается уравнениями

$$\rho_{\text{т}} \frac{\partial e_{\text{т}}}{\partial t} = W_{\text{т}} + Q - \operatorname{div}(\boldsymbol{q}), \quad \rho_{\text{к}} \frac{\partial e_{\text{к}}}{\partial t} = W_{\text{к}} - Q, \quad \frac{\partial \gamma}{\partial t} = -k\gamma$$

(индексы т и к относятся, соответственно, к торфу и коксу) с дополнительными соотношениями:

$$e = e(T), \quad \rho_к = \beta\rho_{0к}, \quad \rho_т = (1-\beta)\rho_{0т},$$

$$W = \omega\varepsilon \operatorname{tg}\delta_e E^2, \quad \omega = 2\pi f, Q = S\lambda_в (T_к - T_т)/\delta,$$

$$S = N\pi d^2, \quad N = \beta/(\pi d^3/6), \quad \boldsymbol{q} = -\lambda\nabla T_т, \quad I = hk\gamma\rho_т,$$

где e – плотность внутренней энергии, ρ – плотность массы, β – относительное содержание (доля) кокса в смеси, ρ_0 – истинная плотность, c – удельная теплоёмкость, W – удельная мощность, передаваемая материалу от микроволнового излучения, f – частота излучения, ε – диэлектрическая проницаемость соответствующего материала, $\operatorname{tg}\delta_e$ – тангенс угла диэлектрических потерь, E – эффективное значение напряженности электрического поля излучения, Q – количество тепла, передаваемого от кокса торфу в единице объема в единицу времени, δ – эффективное значение ширины воздушного зазора между частицами кокса и торфом, $\lambda_в$ – коэффициент теплопроводности воздуха, S – удельная площадь межкомпонентной границы, d – размер частиц кокса, N – число частиц кокса в единице объема смеси, q – плотность теплового потока, λ – коэффициент теплопроводности торфа, γ – доля массы торфа, приходящаяся на продукты реакции, I – интенсивность энерговыделения за счёт экзотермической реакции, h – тепловой эффект реакции.

Константа скорости экзотермической реакции определялась из соотношения Аррениуса $k = Ae^{-E_a/(RT)}$. Значения кинетических параметров взяты из работы [5]: E_a = 68.9 кДж/моль, A = 2537 1/с.

Для теплового эффекта реакции принято значение h = 777 кДж/кг [6].

На боковой поверхности образца (при $r = R$) $q = \alpha\Delta T$, где α – коэффициент теплообмена, ΔT – разность между температурой торфа на поверхности образца и температурой окружающей среды.

При расчетах были использованы следующие значения параметров модели: размеры образца R = 20 мм, L = 120 мм; размер частиц кокса d = 1 мм; частота излучения f = 2.45 ГГц; эффективное значение напряженности электрического поля E = 250 В/см; коэффициент теплообмена с окружающей средой α = 10 Вт/(м^2·К). Значения параметров материалов приведены в таблице.

Значения параметров материалов

Материал (вещество)	ρ_0, кг/м^3	c, Дж/кг/К	λ, Вт/(м·К)	ε, Ф/м	10^3 tg δ_e
Торф	500	2000	0.2	3.2	7.1
Кокс	500	2000	0.2	4.8	20

Результаты моделирования. На рис. 1 показано, что в результате экзотермической реакции даже при отключённом магнетроне наблюдается интенсивный разогрев торфа, который в принципе может привести к его возгоранию, смешивание его с низкореакционным нефтяным коксом снижает этот эффект.

Результаты, представленные на рис. 2, демонстрируют возможность управления процессом нагрева с целью удержания температуры в заданном интервале. Приведенные результаты соответствуют режиму обработки, организованному следующим образом: источник излучения включается в течение следующих интервалов времени (в секундах): 0–76, 525–528, 685–688, 822–825, 952–954, 1077–1080. В итоге температура торфа в центре образца за все время процесса не превышает 300 °С и после завершения стадии не опускается ниже 290 °С.

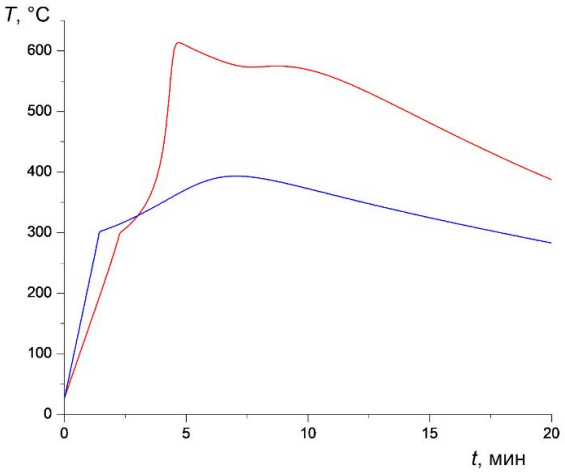


Рис. 1. Зависимость от времени температуры торфа в центре образца без включений кокса (красная штриховая линия) и с включениями кокса (40%, синяя линия), рассчитанные с учетом экзотермической реакции

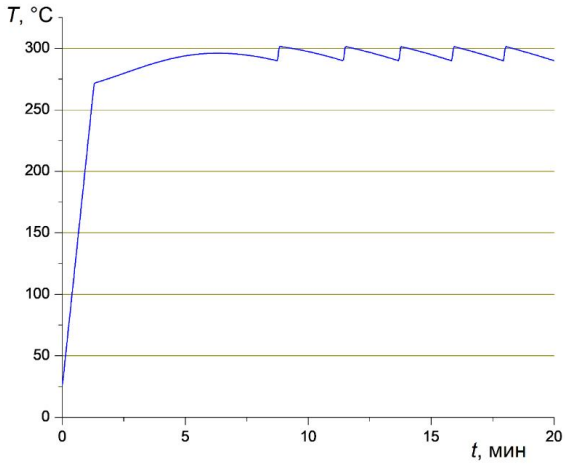


Рис. 2. Зависимость температуры торфа с включениями кокса (40%) в центре образца от времени с учетом экзотермической реакции

Таким образом, результаты численного моделирования показывают возможность оперативного управления процессом автотермической торрефикации торфа в смеси с нефтяным коксом при циклическом микроволновом нагреве, что подтверждается результатами эксперимента, приведенными в [5]. При обработке смеси торфа с нефтяным коксом тепловой эффект экзотермического разложения торфа, определенный по результатам численного моделирования, составил не менее 680 кДж/кг.

Литература

1. Астафьев А. В., Табакаев Р. Б. Теплофизическое обоснование пиролитической переработки биомассы за счет теплоты разложения // Изв. Томского политехн. ун-та. Инжиниринг георесурсов. 2020. Т. 331, № 6. С. 7–18.

2. Зайченко В. М., Шевченко А. Л. Энергоэффективная торрефикация с использованием управляемой экзотермической реакции // Теплофизика высоких температур. 2022. Т. 60, № 3. С. 448–454.

3. Астафьев А. В., Табакаев Р. Б. Исследование тепловых эффектов пиролиза соломы для оценки возможности его реализации в автотермическом режиме // Химия растительного сырья. 2019. № 2. С. 271–280.

4. Gronnow M. J., Budarin V. L., Mašek O., Crombie K. N., Brownsort P. A., Shuttleworth P. S., Hurst P. R., Clark J. H. Torrefaction/biochar production by microwave and conventional slow pyrolysis – comparison of energy properties // GCB Bioenergy. 2013. Vol. 5. P. 144–152.

5. Брич М. А., Горбачев Н. М., Козначеев И. А., Макаренко Д. С. Исследование торрефикации торфа в смеси с нефтяным коксом при микроволновом нагреве // Сб. науч. тр. «Совре-

менные энергосберегающие тепловые и массообменные технологии (сушка, тепловые и массообменные процессы)». М., 2023. С. 119–122.

6. Altynbaeva D., Astafev A., Tabakaev R. Kinetics of biomass low-temperature pyrolysis by coats–redfern method // MATEC Web of Conferences. EDP Sciences, 2018. (HMTTSC-2018). Vol. 194. P. 01058.

7. Астафьев А. В. Автотермический режим пиролиза биомассы за счет собственных тепловых эффектов разложения // Сб. науч. тр. «Интеллектуальные энергосистемы. Материалы V междунар. молодежного форума». Национальный исследовательский Томский политехнический университет. Томск, 2017. С. 231–234.

УДК 662.67

АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ СЖИГАНИЯ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЕРЕРАБОТКИ НИЗКОСОРТНЫХ ВИДОВ ТОПЛИВА И ГОРЮЧИХ ОТХОДОВ

Г. П. Бровка

Институт природопользования НАН Беларуси, г. Минск

Представлены развиваемые в Институте природопользования НАН Беларуси опытные разработки по сжиганию и термической переработке низкосортных видов топлива и горючих отходов. Разработанные образцы оборудования прошли опытные испытания, в результате которых показана их принципиальная работоспособность и выявлены определенные недоработки, которые можно учесть при промышленной реализации предложенных технических решений.

Ключевые слова: *газогенератор, фрезерный торф, лигнин, горючие сланцы, газификация, пиролиз, термическая переработка, горючие отходы*

В период с 1990–2015 г. в Институте природопользования НАН Беларуси интенсивно развивалась разработка газогенераторов, использующих кусковой торф, который получался с помощью специальных формовочных машин по добыче торфа. На экспериментальной базе Института было налажено мелкосерийное производство таких газогенераторов по заказу в основном сельскохозяйственных и коммунальных хозяйств. В дальнейшем с интенсивным развитием газификации РБ потребность в таких газогенераторах резко сократилась. При этом в нашей республике, как и во многих других странах, остаются не решенными проблемы сжигания сыпучих низкосортных видов топлива и утилизации горючих отходов. Промышленные технологии, вовлекающие в оборот значительные объемы природных ресурсов, являются источником больших экологических проблем (образование вредных отходов и токсичных выбросов при сжигании ископаемых топлив и т. д.). В то же время существуют способы решения энергетических и экологических проблем, которые взаимно дополняют друг друга. Радикальным методом утилизации многих видов отходов является их сжигание. Однако широко применяемые в настоящее время методы сжигания отходов и ископаемых твердых топлив обладают рядом принципиальных недостатков.

Одним из наиболее эффективных способов сжигания низкокачественных твердых топлив и горючих отходов с минимизацией токсичных выбросов и токсичных зольных отходов является высокотемпературное сжигание, включающее стадию газификации.

В поиске новых вариантов сжигания низкосортных видов топлива и горючих отходов, которые в основном представлены сыпучими материалами, разработана конструкция газогенератора на принципиально новой основе [1] (рис. 1), которая продолжает совершенствоваться. Основным элементом этой конструкции является двухскатная решетка-рассекатель. Назначение решетки-рассекателя состоит в обеспечении равномерного просыпания через нее сыпучего топлива под воздействием силы тяжести и высокой температуры под сводом решетки за счет частичного сжигания продуктов газификации. Преимущество предлагаемой конструкции газогенератора по сравнению с аналогичными известными конструкциями заключается в возможности использования сыпучих горючих материалов для получения высокотемпературной тепловой энергии без затрат на их формование.

С целью научно-обоснованной оптимизации состава топлива разработана математическая модель, которая позволяет в первом приближении выявить влияние качества топлива на эффективность его газификации. С помощью разработанной методики расчета можно оценить влияние качественных показателей низкосортных видов топлива, таких как влажность, зольность и коэффициент газификации на эффективность его сжигания. Было выявлено, что

процесс газификации будет устойчив только в том случае, если теплота сжигания горючих газов газификации будет превышать теплоту, затрачиваемую на разогрев топлива до стадии его газификации. При этом для топлива с определенными качественными показателями можно расчетным путем определить значение критической температуры и тепловую мощность газогенератора.

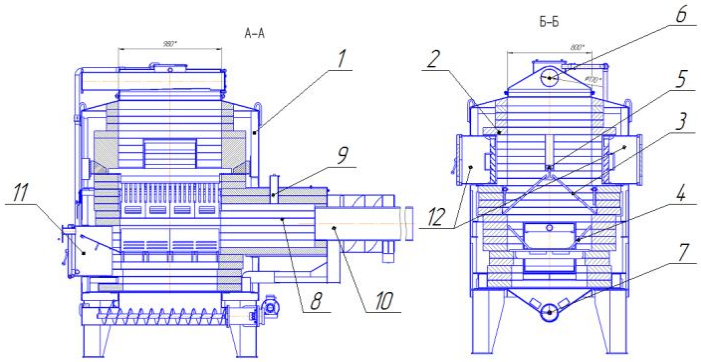


Рис. 1. Продольный и поперечный разрезы модифицированной конструкции газогенератора: 1 – прямоугольный корпус газогенератора; 2 – кладка из огнеупорного кирпича; 3 – решетка-рассекатель; 4 – колосниковая решетка; 5 – балка из рельса; 6 – загрузочный модуль; 7 – выгрузчик золы; 8 – жаровой канал; 9 – взрывной клапан; 10 – подогреватель первичного воздуха; 11 – топочная дверца; 12 – дверца камеры подогрева

Используя данную конструкцию газогенератора, были проведены работы по адаптации и испытанию газогенератора ГТ-500 для сжигания лигнина на ОАО «Бобруйский завод биотехнологий». В процессе испытаний газогенератора для сжигания лигнина было выявлено, что в основном конструкция газогенератора позволяет при соответствующих параметрах сжигаемого лигнина достигать запланированной тепловой мощности 500 кВт и температуры в жаровой трубе достигающей 800–900 ^{o}C. В то же время было выявлено, что за счет неоднородности состава лигнина и его влажности может происходить либо зависание топлива над решеткой-рассекателем, либо его не контролируемое просыпание. Это обуславливает необходимость создания более эффективной системой ворошения топлива над решеткой рассекателем, а также сжигания лигнина в композиции с древесным топливом в виде опилок или щепы, либо с добавкой до 10% отработанного масла. Разработанная методика расчета позволяет оптимизировать состав композиционного топлива.

В лаборатории физико-химической механики природных дисперсных систем Института природопользования НАН Беларуси получила также развитие переработка твердых горючих ископаемых, таких как бурые угли и сланцы, методом пиролиза с целью получения высококалорийных твердых и жидких продуктов, горючих газов.

Ранее разработанные установки по переработке твердых горючих ископаемых представляли собой пиролизер с внешним обогревом в виде цилиндрической трубы с расположенным внутри нее шнеком, предназначенным для подачи сырья в зону реакции и выгрузки твердых продуктов пиролиза. Внешний обогрев шнекового пиролизера осуществляется горячими дымовыми газами, поступающими из жарового канала газогенератора. Образующиеся летучие продукты пиролиза поступают в циклон очистки газов от твердых частиц, в блок охлаждения, где отделяются от сконденсировавшейся жидкой фракции, и горючий газ поступает к потребителю (на сжигание). Такая конструкция не обеспечивала достаточно эффективного нагревания перерабатываемого материала и интенсивного удаления продуктов пиролиза с разделением их на конденсирующиеся и газообразные продукты.

Для повышения эффективности нагревания перерабатываемого материала и интенсивности удаления продуктов пиролиза с разделением их на конденсирующиеся и газообразные продукты предложено разделять указанные продукты непосредственно в камере термообра-

ботки [2]. Эта задача решается за счет того, что основная часть (рис. 2) по длине шнека-смесителя *1* выполнена с желобом *2* открытого типа и с внешней стороны окружена камерой высокотемпературного разогрева из жаропрочного стального листа *3*, наружная сторона которого покрыта слоем жаростойкой теплоизоляции *6*. Вся указанная конструкция помещена в цилиндрическую герметичную камеру *4*, стенки которой термостатируются с помощью водяной рубашки *7* при температуре ниже температуры конденсации летучих конденсирующихся фракций, которые отводятся по желобу *5* и патрубку *8*. В торцевой части термостатируемой камеры со стороны загрузки обрабатываемого материала имеются перекрываемые вентилями выходы газообразных продуктов *9*. Свободный конец патрубка *10* через вентиль сообщается с камерой горения, а свободный конец патрубка *11* через такой же вентиль – с дымовой трубой. Для дополнительного разогрева перерабатываемого материала *13* над открытой частью желоба имеет возможность располагаться источник теплового излучения *12* из нихромовой проволоки, уложенной в кварцевые трубки. За счет дополнительного лучистого обогрева можно до двух раз повысить производительность установки по термической переработке горючих сланцев.

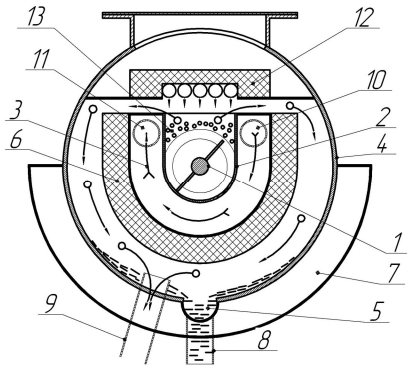


Рис. 2. Поперечный разрез в центральной части опытной установки по термической переработке горючих сланцев

Предварительные испытания и расчеты показали, что разработанная опытная установка позволяет реализовать принципиально новую технологическую схему термической переработки горючих сланцев без дополнительного теплоносителя с разделением в процессе переработки жидких, газообразных и твердых компонентов. Разработанной установке не требуются традиционные циклон и конденсатор. Важным преимуществом установки является повторное использование (сжигание) летучих компонентов пиролиза в цикле разогрева перерабатываемого материала, что существенно снижает воздействие на окружающую среду выбросов продуктов термической переработки.

Техническая новизна данной разработки защищена патентом, который зарегистрирован 01.04.2024 под № 24265 в Государственном реестре изобретений Республики Беларусь.

Представленная установка может быть использована для термической переработки методом пиролиза горючих сланцев, а также твердых, пастообразных и полужидких горючих отходов, таких как нефтешламы, загрязненные отходы полимеров, отработанные смазочные и смазочно-охлаждаемые материалы.

Литература

1. Лиштван И. И. и др. Газогенератор на фрезерном торфе и других сыпучих материалах // Природопользование. 2017. Вып 31. С. 113–119.

2. Бровка Г. П. и др. Повышение эффективности термохимической переработки горючих материалов методом пиролиза // Природопользование. 2023. № 1. С. 173–180.

УДК 519. 6

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ КОНВЕКТИВНО-ДИФФУЗИОННОГО ПЕРЕНОСА СОРБИРУЕМЫХ ВОДОРАСТВОРИМЫХ СОЕДИНЕНИЙ В ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ С УЧЕТОМ КИНЕТИКИ СОРБЦИИ И ДИФФУЗИИ В ПОРОВОМ РАСТВОРЕ

Г. П. Бровка

Институт природопользования НАН Беларуси, г. Минск

Получено асимптотическое решение для уравнения конвективной диффузии водорастворимых соединений с учетом кинетики сорбции при линейной изотерме сорбции их твердой дисперсной фазой и молекулярной диффузии в поровом растворе. Показано, что за счет параметров сдвига средней концентрации, рассчитываемых по специальным формулам, можно уменьшить погрешность расчета переносимых концентраций до 2% в диапазоне соотношения конвективного и диффузионного распространения водорастворимого соединения $1 < U\tau/(D_s\tau)^{-0,5} < 10$. Предложенный метод может быть использован для повышения точности расчета и анализа различных исходных факторов на конвективно-диффузионный перенос в дисперсных природных средах соединений тяжелых металлов и радионуклидов.

Ключевые слова: *природные дисперсные среды, водорастворимые соединения, конвективно-диффузионный перенос, гидродисперсия, асимптотическое решение.*

Математическую модель переноса водорастворимых сорбируемых соединений (ВРСС) в природных дисперсных средах при линейной изотерме сорбции удобно представлять в виде

$$\frac{\partial C1}{\partial \tau} = D_{\text{pr}} \frac{\partial^2 C1}{\partial X^2} - V \frac{\partial C1}{\partial X} + \frac{\alpha}{W}\left(\frac{1}{K_d} C2 - C1\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial C2}{\partial \tau} = -\alpha\left(\frac{1}{K_d} C2 - C1\right). \tag{2}$$

В приведенной системе уравнений учитываются процессы конвективного и диффузионного переноса, а также кинетика обмена их в системе поровой раствор–твердая фаза дисперсной среды (почва, грунт, горная порода). В такой постановке точное аналитическое решение в настоящее время в литературе не найдено. Есть отдельные решения, соответствующие частным случаям.

Система уравнений, соответствующая линейной изотерме равновесной сорбции, для полуограниченной среды с однородными начальными условиями, постоянной скорости фильтрационного потока и постоянной концентрации водорастворимого соединения на ограничивающей поверхности среды позволяет получить точное аналитическое решение [1].

В литературе известно также аналитическое решение задачи по динамике сорбции при учете неравновесной линейной сорбции и отсутствии диффузионного переноса в жидкой фазе [2]. При этом решение получено в виде интегральных уравнений и практически не пригодно для явного выражения пространственно-временного распределения водорастворимых сорбируемых соединений. С учетом изложенных обстоятельств получили известность приближенные асимптотические решения. В качестве такого приближенного решения автором было получено асимптотическое решение для задачи динамики сорбции с учетом кинетики сорбции при отсутствии диффузионного переноса в жидкой фазе [3].

Полученное асимптотическое решение показывает, что средние относительные концентрации в жидкой и твердой фазах сдвинуты относительно центра половинной концентрации соответственно на величину $0{,}5\Delta\xi_{gd}$, расчет которой проводится по формуле

$$\Delta\xi_{gd} = \frac{V}{\alpha}\frac{K_d W}{(K_d + W)}. \tag{3}$$

Коэффициент гидродисперсии, определяющий рассеяние фронта концентрации, при этом выражается формулой

$$D_{gd} = \frac{V^2}{\alpha}\frac{K_d^2 W^2}{(K_d + W)^3}. \tag{4}$$

Такое решение позволяет более точно рассчитывать пространственно-временные распределения переносимых водорастворимых сорбций соединений.

Развивая дальше приведенный методический подход с помощью сопоставления результатов, полученных численным и приближенным аналитическим методом, была рассмотрена задача конвективного диффузионного переноса с учетом кинетики линейной сорбции и наличия диффузионного переноса в жидкой фазе. При однородном начальном распределении ВРСС в полуограниченной среде и постоянной концентрации в жидкой фазе на входе в среду полученное решение имеет вид

$$C^*1(X,\tau) = 0{,}5 erfc\left(\frac{X - 0{,}5\Delta\xi_{gd} + \Delta\xi_{dm} - U\tau}{2\sqrt{D_S\tau}}\right), \tag{5}$$

$$C^*2(X,\tau) = 0{,}5\ erfc\left(\frac{X + 0{,}5\Delta\xi_{gd} + \Delta\xi_{dm} - U\tau}{2\sqrt{D_S\tau}}\right), \tag{6}$$

$$C^*1(X,\tau) = \frac{C1(X,\tau) - C_0}{C_{вх} - C_0}, \tag{7}$$

$$C^*2(X,\tau) = \frac{C2(X,\tau) - K_d C_0}{K_d (C_{вх} - C_0)}, \tag{8}$$

$$D_S = \frac{V^2}{\alpha}\frac{K_d{}^2 W^2}{(K_d + W)^3} + D_{pr}\frac{W}{(K_d + W)}. \tag{9}$$

При этом параметры U и $\Delta\xi_{gd}$ определяются по ранее приведенным формулам, а параметр $\Delta\xi_{dm}$, соответствующий сдвигу средних концентраций в жидкой и твердой фазах, как

$$\Delta\xi_{dm} = (D_{pr}/V)(1 - \exp(-0{,}5(U\tau/(D_S\tau)^{-0{,}5})). \tag{10}$$

Видно, что с увеличением времени параметр $\Delta\xi_{dm}$ асимптотически стремится к довольно простому выражению D_{pr}/V, определяемому коэффициентом диффузии ВРСС в поровом растворе и линейной скоростью конвективного переноса влаги. Следует обратить внимание, что сдвиг средних концентраций за счет диффузионного переноса в жидкой и твердой фазах происходит на одинаковую величину, в отличие от сдвига $\Delta\xi_{gd}$, обусловленного гидродис-

персией. Рассеяние фронта концентрации переносимого соединения в жидкой и твердой фазах будет определяться суммарным коэффициентом диффузии D_s, являющимся аддитивной величиной коэффициента гидродисперсии D_{gd} и эффективного коэффициента молекулярной диффузии D_{efm}.

Для оценки погрешностей приближенного аналитического расчета, учитывающего параметры сдвига концентрации переносимых ВРСС в соответствии с формулами (5) и (6), проведена серия расчетов аналитическим и численным методами при широкой вариации исходных параметров переносимых соединений, таких как влогосодержание пористой среды W, коэффициент распределения K_d, коэффициент массообмена α, коэффициент диффузии водорастворимого соединения в поровом растворе D_{pr}, а также времени протекания процесса τ. На основании этих расчетов и аналитического анализа получена формула (11) для оценки погрешностей расчета относительных концентраций δC^* для времени процесса τ, соответствующему значению S >1 (12) при условии отсутствия в приближенных формулах параметров сдвига центра половинных концентрации за счет гидродисперсии и молекулярной диффузии. При этом знак «+» в формуле (11) соответствует оценке погрешностей для концентрации водорастворимого соединения в растворе, а знак «–» – концентрации водорастворимого соединения в твердой фазе. Использование формулы (11) позволяет определить диапазон времени процесса, при котором в асимптотическом решении необходимо использовать параметры сдвига центра половинных концентраций:

$$\delta C^* = \frac{0{,}28}{S}\left[\frac{\pm 0{,}5\dfrac{V^2}{\alpha}\dfrac{K_d W}{(K_d+W)} + D_{pr}\left[1-Exp(-0{,}5S)\right]}{\dfrac{V^2 K_d^2 W}{\alpha(K_d+W)^2} + D_{pr}}\right] \approx \frac{0{,}28}{S}\left[\frac{\pm 0{,}5\dfrac{V^2 W}{\alpha} + D_{pr}}{\dfrac{V^2 W}{\alpha} + D_{pr}}\right], \qquad (11)$$

$$S = U\tau / \sqrt{D_s \tau}\,. \qquad (12)$$

Обозначения

С1 – массовая концентрация водорастворимого соединения, д. е. или удельная активность радионуклида в поровом растворе, Бк/кг; С*1 – относительная концентрация водорастворимого соединения или относительная активность радионуклида в поровом растворе, д.е.; С2 – массовая концентрация водорастворимого соединения, д. е. или удельная активность радионуклида в твердой фазе системы, Бк/кг; С*2 – относительная концентрация водорастворимого соединения или относительная активность радионуклида в твердой фазе системы, д. е.; C_0 и $C_{вх}$ – соответственно исходная и входная концентрации водорастворимого соединения, д.е., или удельная активность радионуклида в поровом растворе, Бк/кг; D_{pr} – коэффициент диффузии водорастворимого соединения в поровом растворе, м^2/с; D_{gd} – коэффициент гидродисперсии водорастворимого соединения, м^2/с; V – линейная скорость конвективного переноса влаги, м/с; U – линейная эффективная скорость конвективного переноса влаги, м/с; K_d – коэффициент распределения, характеризующий отношение концентраций водорастворимых соединений, связанных твердой фазой материала и находящихся в поровом растворе, д. е.; α – коэффициент массообмена водорастворимого соединения твердая фаза материала–поровый раствор, с$^{-1}$; W – влагосодержание материала, д. е.; $\Delta\xi_{gd}$ – параметр сдвига центра половинной концентрации за счет гидродисперсии, м; $\Delta\xi_{dm}$ – параметр сдвига центра половинной концентрации за счет молекулярной диффузии, м; D_s – суммарный коэффициент диффузии водорастворимого соединения; S – параметр отношения конвективного и диффузионного распространений водорастворимого соединения в зависимости от времени процесса, д. е.; τ – время, с; X – координата, м.

Литература

1. Основы расчета и оптимизации ионообменных процессов. М.: Наука, 1972. – 175 с.

2. Жуховицкий А. А., Забежинский Я. Л., Тихонов А. Н. Поглощение газа из тока воздуха слоем зернистого материала // ЖФХ. 1945. Т. 19, вып. 6. С. 97–110.

3. Бровка Г. П. Расчет конвективного переноса водорастворимых соединений с учетом кинетики сорбции // ИФЖ. 2001. Т. 74, № 3. С. 25–29.

УДК 536.242

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СТЕФАНА ДЛЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Е. П. Валуева, Е. А. Морозов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Предложено решение задачи Стефана для одномерного слоя теплоизоляции стен помещения, состоящей из фазоизменяемого материала. Решение справедливо в случае квазистационарных колебаний температуры окружающей среды. Найдены оптимальные значения режимных параметров, при которых средняя во времени температура внутренней стены помещения мало отличается от температуры внутри помещения.

Ключевые слова: *задача Стефана, фазоизменяемые материалы, квазистационарный режим.*

Задачей Стефана называют задачу нестационарной теплопроводности при наличии фазового перехода. Запишем эту задачу в одномерной постановке для слоя толщиной h. Решаются два уравнения теплопроводности для фаз 1, 2:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2}. \tag{2}$$

На концах слоя при $x = 0$ и $x = h$ ставятся граничные условия первого, второго или третьего рода, которые, по крайней мере для одного из этих условий, включают зависимость от времени. Важно, что в какой-то момент времени температура на одном из концов слоя переходит через температуру фазового перехода T_s.

Координата точки фазового перехода x_s (при переходе от фазы 2 к фазе 1) определяется уравнением

$$r\rho_2 \frac{dx_s}{dt} = \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} - \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}. \tag{3}$$

Второе граничное условие для уравнений (1), (2) записывается в виде

$$x = x_s, \quad T_1 = T_2 = T_s.$$

Решение задачи Стефана имеет много практических приложений: искусственное замораживание грунтов, формирование газовых гидратов, контроль за процессом затвердевания отливок в металлургии и т. д. Фазоизменяемые материалы (ФИМ) в настоящее время широко применяются в строительстве, что позволяет улучшить теплоизоляцию помещений от окружающей среды [1, 2].

Существует несколько способов решения задачи Стефана. В работе Стефана [3] использован метод, который, пользуясь современным термином, можно назвать автомодельным. Хотя этот метод неточен в начале нестационарного процесса, он до сих пор используется различными авторами, по крайней мере для оценки влияния фазового перехода на различные параметры рассматриваемого процесса [4, 5]. В 60-х годах прошлого века предложены методы, основанные на решении задачи конечными разностями: методы ловли фронта в узел сетки и сквозного счета (эффективной теплоемкости). Последний способ численного решения задачи Стефана с различными его модификациями широко используется в настоящее время.

В представленной работе предложено решение одномерной задачи Стефана в квазистационарном режиме применительно к расчету слоя теплоизоляции стен помещения, выполненных из слоя ФИМ. Рассмотрены колебания температуры окружающей среды, которые, как делается во многих работах (см., например, [1]), можно описать гармонической зависимостью

$$\theta_0 = 1 - \Delta\theta \cos(\omega t).$$

Примем, что температура окружающей среды равна температуре наружной поверхности стен ($x = 0$). Это допущение справедливо, если число Био, вычисленное по коэффициенту теплоотдачи от наружной поверхности, достаточно велико. При сравнительно большом значении числа Фурье $\mathrm{Fo} = a/\omega h^2$ (превышающем единицу) нестационарные уравнения теплопроводности (1), (2) можно считать квазистационарными, т. е. опустить производную по времени в этих уравнениях. Изменение решения во времени происходит благодаря зависимости от времени граничных условий, а также перемещению фронта фазового перехода. Примем также, что физические свойства ФИМ в обеих фазах являются одинаковыми (это допущение справедливо для многих ФИМ, применяемых в строительстве). На внутренней границе помещения ($x = h$), ставится условие третьего рода с заданным числом $\mathrm{Bi} = \alpha h/\lambda$. Тогда математическая постановка задачи имеет следующий вид:

$$\frac{d^2\theta}{dX^2} = 0, \tag{4}$$

$$X = 0, \quad \theta = \theta_0(t_\omega), \quad X = X_s, \quad \theta = \theta_s, \quad X = 1, \quad \frac{d\theta}{dX} = -\mathrm{Bi}\theta.$$

Решение уравнения (4) сводится к двум линейным зависимостям от X, наклон которых изменяется во времени:

$$0 \le X \le X_s \qquad \theta = \theta_0(t_\omega) + \frac{\theta_s - \theta_0(t_\omega)}{X_s} X,$$

$$X_s \le X \le 1 \qquad \theta = \frac{\theta_s(1+\mathrm{Bi})}{1+\mathrm{Bi}(1-X_s)}\left(1 - \frac{\mathrm{Bi}}{1+\mathrm{Bi}} X\right).$$

Координата точки фазового перехода удовлетворяет уравнению

$$\frac{dX_s}{dt_\omega} = K\left[\frac{\theta_0(t_\omega) - \theta_s}{X_s} - \frac{\theta_s}{1+\mathrm{Bi}(1-X_s)}\right], \tag{5}$$

где $K = \frac{\lambda \Delta T}{\rho_p \gamma_p r \omega h^2}$, $\Delta T = |\bar{T}_0 - T_\infty|$, ρ_p – плотность ФИМ, γ_p – массовая доля ФИМ.

Предложенный подход к решению квазистационарной задачи Стефана справедлив, если в течение периода колебаний выполняется условие $X_s \le 1$. В начале периода полагается $X_s = 0$.

Безразмерными режимными параметрами для данной задачи являются θ_s, $\Delta\theta$, Bi, K.

Температура на внутренней поверхности стены помещения ($X = 1$) определяется выражением

$$\theta_w = \frac{\theta_s}{1+\mathrm{Bi}(1-X_s)}.$$

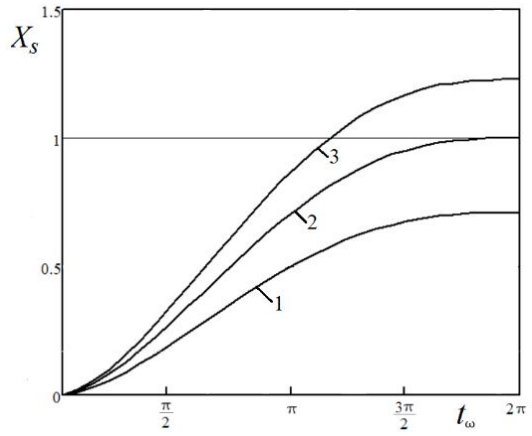
Из этого соотношения видно, что наиболее оптимальным является использование ФИМ с температурой фазового перехода, близкой к температуре внутри помещения. $\theta_w = \theta_s = 0$. Тогда и температура внутренней поверхности стены сохраняется равной температуре внутри помещения $T_w = T_\infty$. Если не использовать ФИМ, то температура внутренней поверхности стены колеблется во времени, а её среднее значение определяется выражением $\theta_{w0} = 1/(1 + \mathrm{Bi})$.

Лишь при больших значениях числа Био (при большой толщине стены) $\theta_{w0} \to 0$, $T_w \to T_\infty$.

Расчеты проведены для случаев относительно высоких и небольших колебаний температуры наружной поверхности T_0: $\Delta\theta \geq 1$ и $\Delta\theta < 1$. В последнем случае нельзя принимать $\theta_s = 0$, поскольку не будет перехода температуры через температуру фазового перехода. Анализ показывает, что оптимальное значение $\theta_s = 1 - \Delta\theta$.

Уравнение (5) при $\Delta\theta \geq 1$ допускает аналитическое решение, при $\Delta\theta < 1$ это уравнение решается численно.

В качестве примера на рисунке показана зависимость изменения положения точки фазового перехода от параметра *K*, рассчитанная для $\Delta\theta = 1$. В расчете принято $\theta_s = 0$; в этом случае результаты расчёта не зависят от числа Био. Заметим, что при $\Delta\theta = 1$ максимальная или минимальная температуры окружающей среды совпадают с температурой внутри помещения.



Изменение положения точки фазового перехода в течение периода колебаний температуры наружной поверхности стены: 1 – K = 0.04, 2 – 0.08, 3 – 0.12

Оптимальным является значение *K,* для которого в течении периода колебаний точка фазового перехода проходит от внешней стороны стены (x = 0) до внутренней (x = 1), т. е. K = 0.08. При уменьшении значения *K* толщина слоя изоляции возрастает. При бóльших значениях *K* не выполняется условие, принятое при расчёте: $x_s(2\pi) \leq 1$.

В качестве ФИМ выбран парафин марки 16-18 и несущий материал – пенополиуретан. Свойства парафина: λ = 0.21 Вт/(м·К), ρ = 734 кг/м^3, Cp = 2.1 кДж/кг·К, r = 212 кДж/кг, T_s = 22 ºС. Свойства пенополиуретана: λ = 0.028 Вт/(м·К), ρ = 30 кг/м^3, Cp =1.47 кДж/кг·К. Свойства композитного материала находились по аддитивной формуле с весами, равными массовой доле компонентов. Свойства композита при массовой доле парафина 0.5: λ = 0.119 Вт/(м·К), ρ = 382 кг/м^3, C_p = 1.785 кДж/кг·К. Приняты $\bar{T}_0$ = 24 ºС, T_∞ = 22 ºС. Рассматриваемый период равен суткам ($\omega = 7.27 \cdot 10^{-5}$ Гц).

В результате при оптимальном значении *K* была получена требуемая толщина композита – h = 22.9 мм. Определено значение Fo = 4.56 что соответствует условию квазистационарного режима.

Обозначения

a – коэффициент температуропроводности, м^2/с; r – удельная теплота фазового перехода, кДж/кг; T – температура, ºС; T_∞ – температура в помещении, ºС; $\bar{T}_0$ – средняя температура окружающей среды, ºС; t – время, c; $t_\omega = \omega t$; $X = \frac{x}{h}$; x – геометрическая координата, м; $\Delta\theta = \frac{T_{max} - T_\infty}{\bar{T}_0 - T_\infty}$ – безразмерная амплитуда колебания температуры; $\theta = \frac{T - T_\infty}{|\bar{T}_0 - T_\infty|}$ – безразмерная температура; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ρ – плотность, кг/м^3; индексы 1, 2 относятся к фазам 1, 2 соответственно.

Литература

1. Sharifi N. P., Shaikh A. A. N., Sakulich A. R. Application of phase change materials in gypsum boards to meet building energy conservation goals // Energy Build. 2016. P. 455–467.

2. Григорьев И. С., Дедов А. В., Елецкий А. В. Фазоизменяемые материалы и энергетика // Теплоэнергетика. 2021. № 4. С. 3–17.

3. Stefan J. Über die theorie der eisbildung, insbesondere über die eisbildung in polarmeere // Ann. Phys. Chem. 1891. P. 269–286.

4. Левин Л. Ю., Семин М. А., Зайцев А. В. Решение обратной задачи Стефана при анализе замораживания грунтовых вод в породном массиве // ИФЖ. 2018. № 3. С. 655–663.

5. Валуева Е. П., Морозов Е. А. Оценка толщины слоя теплоизоляции при использовании фазоизменяемых материалов // Тр. XI конф. «Энергосбережение. Теория и практика». 2022. С. 138–142.

УДК 549.7+662.756

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МИНЕРАЛЬНЫХ ОСТАТКОВ ПРОИЗВОДСТВА КАЛИЙНЫХ СОЛЕЙ В КАЧЕСТВЕ КАТАЛИЗАТОРОВ РАЗЛОЖЕНИЯ ПИРОЛИЗНОЙ СМОЛЫ

С. В. Василевич[1,3], М. В. Малько[1], К. В. Добрего[2], Д. В. Дегтеров[1]

[1]Институт энергетики Национальной академии наук Беларуси, г. Минск
[2]Белорусский национальный технический университет, г. Минск
[3]Белорусская государственная академия авиации, г. Минск

Обсуждаются результаты экспериментального исследования термического разложения древесной пиролитической смолы в гомогенном процессе, а также в присутствии минерального остатка производства калийных солей (МОКС). Опыты выполнены на лабораторной установке в изотермических условиях при температурах 300, 350 и 400 °С по двум методикам, обеспечивающим двухфазный и трехфазный контакт с катализатором соответственно. Установлено, что скорость разложения пиролитической смолы в изученных условиях подчиняется закономерностям, описываемым уравнением Аврами–Ерофеева с переменным показателем n. Среднее значение показателя n, рассчитанное по всем вариантам исследования, составило 0,694. Обнаружено, что скорость разложения пиролитической смолы возрастает в случае внесения в реакционную зону частиц МОКС. Определены аррениусовские параметры гомогенного процесса термического разложения смолы и процесса разложения в присутствии МОКС. Согласно полученным данным, энергия активации гомогенного процесса составила 29,6 кДж/моль, а предэкспоненциальный фактор – $3{,}15 \cdot 10^{1}$ мин$^{-1}$ соответственно. Аррениусовские параметры разложения пиролитической смолы в присутствии МОКС по данным выполненных исследований составили 23,0 кДж/моль и $1{,}82 \cdot 10^{1}$ мин$^{-1}$.

Ключевые слова: *пиролизные смолы, минеральный остаток калийного производства, кинетика разложения, аррениусовские параметры*

К настоящему времени выполнено большое количество работ по катализу в нефтехимии, окислительному катализу [1–3]. Установлены достаточно четкие представления о механизмах катализа, структуре и составу оптимальных катализаторов (например, работы Института катализа им. Г. К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук [4]). Следует отметить, что для малых энергетических технологий, для местной промышленности Беларуси (а именно они находятся в фокусе настоящего исследования) важным фактором является дешевизна и доступность каталитических материалов.

Цель проведенного исследования – определение каталитической активности минеральных остатков производства калийных солей (МОКС) по отношению к процессу термического разложения пиролитической смолы, образующейся в термохимической конверсии древесной биомассы.

Исследование термохимических, в том числе каталитических, процессов могут быть проведено как в изотермических, так и в неизотермических условиях. В настоящей работе приведены результаты экспериментов, выполненных в изотермических условиях. Такой выбор условий обусловлен тем, что изотермические условия позволяют сократить число показателей, подлежащих определению. Это упрощает анализ получаемых экспериментальных данных, что в итоге приводит к более точному установлению кинетических параметров термохимического процесса.

МОКС получены на четвертом руднике ОАО «Беларускалий» (Республика Беларусь) и представляют собой дисперсный материал с размером фракций 1–3 мм. В табл. 1 приведен элементный состав МОКС, установленный с помощью сканирующего электронного микроскопа TESCAN MIRA 3 LMH (Чешская Республика). Каталитические свойства указанных минеральных веществ были изучены в процессе разложения жидкой пиролитической смолы,

образовавшейся в процессе термохимической конверсии при температуре 600 °С березовой щепы и последующего быстрого охлаждения продуктов конверсии до 200 °С.

Таблица 1

Элементный состав МОКС

Элемент	C	O	Na	Mg	Al	Si	S	Cl	K	Ca	Fe	Br
Содержание, %	15,08	5,94	34,41	0,78	0,62	2,54	0,29	56,94	44,61	4,74	2,60	0,42

Скорость термического гомогенного разложения пиролитической смолы устанавливалась следующим образом. Образец смолы массой около 2 г наливался в лабораторную керамическую емкость и помещался в печь SNOL7,2/1300 (ОАО «Умега», Российская Федерация). Образцы смол выдерживались при заданной постоянной температуре. После выдержки в течение установленного периода времени кювета извлекалась из печи и взвешивалась на электронных весах Pioneer PA214C 210/0.1mg.

Опыты по термокаталитическому разложению пиролитической смолы выполнялись аналогичным образом. При этом использовались две методики: первая обеспечивала преимущественно двухфазный контакт смолы и катализатора, вторая – трехфазный контакт смола–катализатор–воздух. В случае первой методики в лабораторную емкость, содержащую пиролизную смолу, насыпался каталитический материал в виде порошка в массовом соотношении смола/катализатор равном 2. При использовании второй методики смола заливалась в лабораторную емкость, в которую затем погружался пористый инертный материал (газосиликат в виде диска диаметром 35 мм и толщиной 3 мм). При этом верхняя грань диска оставалась не пропитанной смолой. В случае гомогенного процесса лабораторная емкость с пропитанным смолой газосиликатным диском помещалась в печь и выдерживалась при заданной постоянной температуре, после чего производилось взвешивание. В условиях каталитического процесса исследуемый каталитический материал насыпался на поверхность газосиликатного диска. При этом данный материал вначале напрямую не касался смолы. Однако при нагревании смола начала пропитывать пористую инертную подкладку, разлагаться и таким образом контактировать и с каталитическим материалом и с воздухом, что затруднено в опытах, проводимых по первой методике.

Опыты выполнялись при температурах 300, 350 и 400 °С. При более высоких температурах эксперименты не проводились, так как смола начинала гореть, что усложняло проведение замеров.

Результаты исследования и их обсуждение. Значения степеней разложения смолы, установленные в опытах, которые проводились при различных температурах и условиях, были рассчитаны по формуле

$$\alpha_t = \frac{m_0 - m_t}{m_0}, \tag{1}$$

где α_t – степень разложения смолы в момент времени t; m_0 – исходная масса смолы, г; m_t – масса смолы в момент времени t, г.

В ходе экспериментального исследования термического разложения пиролитической смолы установлено, что кинетику этого процесса можно описать с помощью уравнения Аврами–Ерофеева с переменным показателем n.

$$[-\mathrm{Ln}(1 - \alpha_t)]^n = kt, \tag{2}$$

где n – некоторый показатель, k – константа скорости формальной реакции разложения вещества, t – время выдержки образца при температуре разложения.

Анализ полученных данных показал, что область изменения показателя n включает величины от 0,415 до 1,238. Среднее значение показателя n, рассчитанное по всем вариантам

исследования, составило 0,694 (95% ДИ от 0,605 до 0,783), а медианное значение – 0,639. Как известно, уравнение Аврами–Ерофеева описывает кинетику термического разложения вещества в конденсируемом состоянии, определяемую процессом зародышеобразования. Это позволяет предположить, что в случае термического разложения пиролитической смолы в интервале температур 300–400 °С зародышеобразование является лимитирующей стадией суммарного процесса.

Выявлено, что присутствие МОКС в реакционной зоне приводит к существенному повышению степени разложения пиролитической смолы по сравнению с чисто гомогенным процессом.

В табл. 2 приведены значения констант скорости термического разложения пиролитической смолы, рассчитанные с использованием формулы (2) и данных экспериментов.

Таблица 2

Усредненные значения константы скорости термического разложения смолы

Параметр	Первый метод			Второй метод		
t, °С	300	350	400	300	350	400
Гомогенный процесс						
k, мин$^{-1}$	0,071	0,127	0,165	0,063	0,107	0,160
Разложение в присутствии МОКС						
k, мин$^{-1}$	0,145	0,217	0,297	0,144	0,227	0,299

Были определены аррениусовские параметры гомогенного термического разложения пиролитической смолы и в присутствии МОКС. Значения данных параметров приведены в табл. 3.

Таблица 3

Аррениусовские параметры разложения пиролитической смолы

Тип исследования	Первый метод исследования		Второй метод исследования	
	E, кДж/моль	A, мин$^{-1}$	E, кДж/моль	A, мин$^{-1}$
Гомогенный процесс	27,2	$2{,}22 \cdot 10^{1}$	29,6	$3{,}18 \cdot 10^{1}$
В присутствии МОКС	23,0	$1{,}82 \cdot 10^{1}$	23,4	$2{,}02 \cdot 10^{1}$

Анализ данных табл. 2 и 3 показывает, что скорость разложения пиролитической смолы возрастает в случае внесения в реакционную зону частиц МОКС. В случае частиц МОКС можно с большой уверенностью утверждать, что это результат каталитического влияния МОКС, так как значение энергии активации на 4–6 кДж/моль ниже, чем при гомогенном процессе.

Литература

1. Guoging Guan, Xiaogang Hao, Abuliti Abudula. Heterogeneous catalysts from natural sources for tar removal: a mini review // J. Adv. Catal. Sci. Techn. 2014. Vol. 1, № 1. P. 20–28.

2. Sutton D., Kelleher B., Ross J. R. H. Review of literature on catalysts for biomass gasification // Fuel Process. Technol. 2001. Vol. 73, № 3. P. 155–173.

3. El-Rub Z. A., Bramer E. A., Brem G. Review of catalysts for tar elimination in biomass gasification // Ind. Eng. Chem. Res. 2004. Vol. 43, № 22. P. 6911–6919.

4. Пармон В. Н. Катализ и энергетика. Опыт Института катализа им. Г. К. Борескова СО РАН // Энергетический вестник. 2017. № 22. С. 56–73.

УДК 621.45.022.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛА ЖИДКОГО ТОПЛИВА НА ЭМИССИЮ NO_x В МОДЕЛЬНОЙ МАЛОЭМИССИОННОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ГТД

А. Ю. Васильев, В. И. Фурлетов, А. Н. Тарасенко

ФАУ «Центральный институт авиационного моторостроения имени П.И. Баранова», г. Москва, Россия

Проведено моделирование процесса горения в модельной камере сгорания ГТД с обедненной основной зоны при варьировании угла раскрытия топливного факела в основной зоне в имитационной постановке на модельном режиме 85% от максимальной тяги. Проанализированные результаты демонстрируют, что с увеличением угла раскрытия топливного факела в основной зоне горения может быть достигнуто снижение эмиссии оксидов азота почти в два раза.

Ключевые слова: *камера сгорания, численные методы, эмиссия NO_x, угол раскрытия, топливный факел.*

Для решения задачи снижения эмиссии оксидов азота – наиболее сложного для регулирования компонента – на данный момент предложено значительное количество различных концепций организации процессов горения для создания эффективных малоэмиссионных камер сгорания ГТД. Одним из наиболее перспективных направлений на данный момент можно считать сжигание бедных гомогенизированных быстроперемешанных топливовоздушных смесей. При этом обнаружен ряд проблем, затрудняющих дальнейшее изучение и внедрение такого подхода. Первая – сильная зависимость эмиссионных характеристик от распределения потоков воздуха и топлива внутри модельного теплогенератора. Увеличение расхода воздуха в головную часть далеко не всегда приводит к ожидаемому снижению эмиссии вредных веществ. Вторая – слабо исследованные и зачастую противоречивые требования к самой организации течения. Предположительно, что для быстрого смешения топлива с воздухом необходимо существенно повысить турбулентность и нестационарность потока, а для получения низких окислов азота желательно сжигать топливо в пламени, приближенном к ламинарному виду. Третье – узкие пределы устойчивого горения бедных смесей, не позволяющие использовать эмиссионные характеристики этого процесса в достаточно широком диапазоне отношения расходов воздуха и топлива в авиационных модификациях современных ГТД. Четвертая, и скорее технологическая, проблема, заключается в необходимой разработке экономичных систем охлаждения или применении новых материалов, не требующих охлаждения для формирования стенок камеры сгорания. Последнее необходимо для обеспечения подачи большей доли воздуха в головную часть камеры, т. е. для обеднения смеси. Также отдельно можно выделить проблему расчётного анализа горения бедных смесей при существующих методах и моделях, использующихся при компьютерном моделировании внутрикамерных процессов.

Поскольку высокая степень гомогенизации смеси имеет крайне важное значение при обеспечении требований концепции бедного горения, то особую роль следует уделить вопросу влияния характеристик распыла жидкого топлива. В рамках данной работы было проведено моделирование процесса горения в модельной камере сгорания ГТД с обеднением основной зоны при варьировании угла раскрытия топливного факела центральной форсунки в имитационной постановке на модельном режиме взлёта.

Ниже приведены результаты трехмерного компьютерного моделирования химически реагирующего течения в секторе, составляющем 1/18 часть камеры сгорания. Сектор содер-

жал одну горелку и одну стойку в диффузоре камеры сгорания. В окружном направлении на границах сектора использовались условия периодичности течения. Отборы воздуха на охлаждение турбины производились из наружного и внутреннего кольцевого каналов. Для увеличения чувствительности расчёта к изменению параметров распыла в зоне горения топливовоздушная смесь была намерено сделана богаче, чем в случае полностью бедного горения. Образующийся вследствие этого избыток воздуха подавался через систему основных отверстий для разбавления продуктов сгорания.

На рис. 1 и 2 представлены поля распределения температуры газа и коэффициента избытка топлива в газовой фазе, соответственно, в продольном сечении камеры сгорания для случаев угла раскрытия факела 0° и 69.4° для модельного режима взлёта.

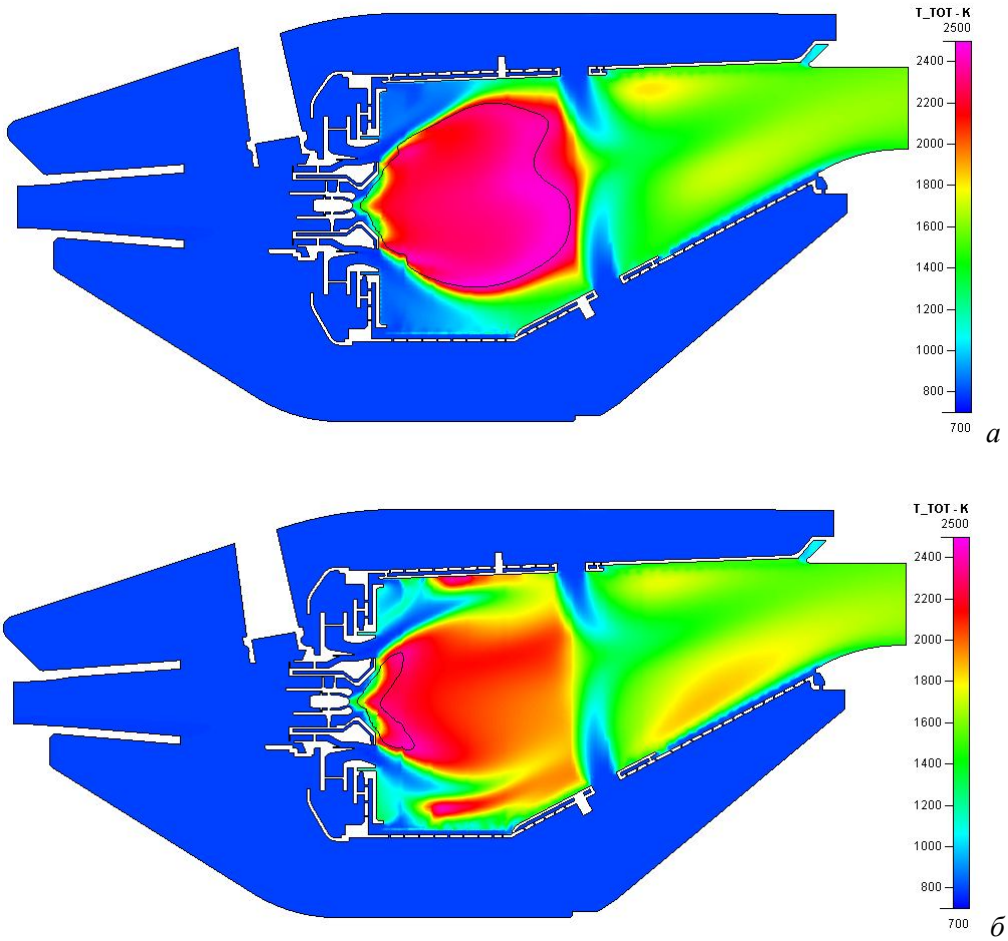


Рис. 1. Поля распределения температуры газа в продольном сечении камеры сгорания для случаев угла раскрытия факела 0° (*а*) и 69.4° (*б*)

Рассмотрен ряд полууглов раскрытия факела: 45°, 56.8°, 64.1°, 69.4°, а также случай прямой подачи по нормали (соответствует α = 0°). В результате расчётов получено, что с увеличением угла раскрытия факела индекс эмиссии оксидов азота снижается почти вдвое. Однако при переходе от подачи по нормали к подаче с полууглом раскрытия факела 45° индекс эмиссии, наоборот, незначительно увеличивается. В работе не оценивался индекс эмиссии CO и полнота сгорания топлива, поэтому существует вероятность, что эти параметры также могут быть подтверждены влиянию, в результате чего уровень итоговых значений окажется хуже, чем при номинальном расчётном раскрытии в 45°.

Значения индексов эмиссии, полученных для других углов в формате определения индекса через NO и в формате через пересчёт на NO_2, представлены на рис. 3.

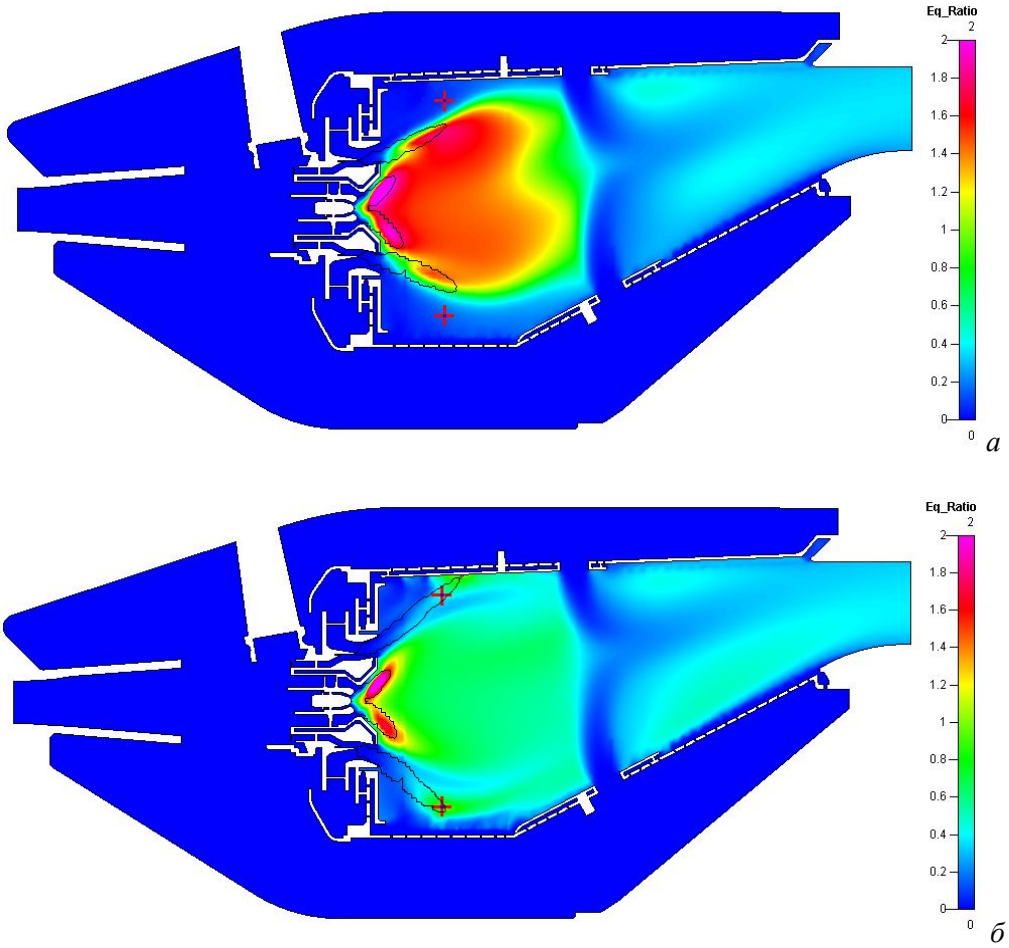


Рис. 2. Поля распределения коэффициента избытка топлива в газовой фазе в продольном сечении камеры сгорания для случаев угла раскрытия факела 0° (*а*) и 69.4° (*б*)

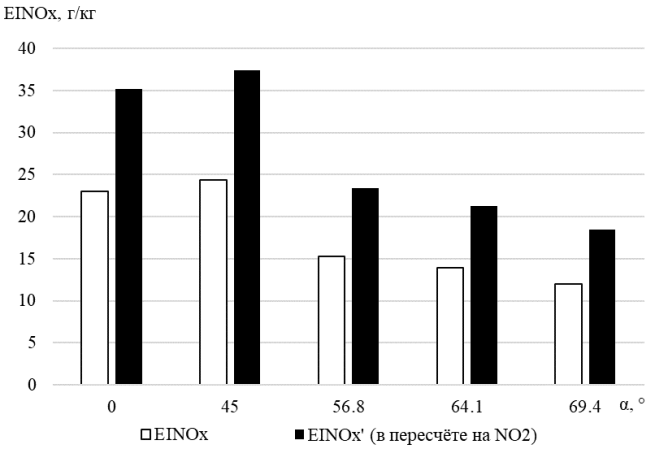


Рис. 3. Зависимость индекса эмиссии EINOx и пересчитанного по NO_2 индекса эмиссии EINOx′ от угла раскрытия топливного факела α на режиме взлёта

Литература

1. Бородако В. В., Васильев А. Ю., Кузнецов Е. М., Ляшенко В. П., Строкин В. Н., Фурлетов В. И., Ягодкин В. И. Топливовоздушный модуль фронтового устройства камеры сгорания ГТД. Пат. № 2439435 от 30.06.2010.

2. Лефевр А. Процессы в камерах сгорания ГТД. М.: Мир, 1986. – 566 с.

3. Poinsot T., Veynante D. Theoretical and numerical combustion. European Centre for Research and Advanced Training in Scientific Computation, 2012. – 588 p.

4. Annex 16 to The Convention of international Civil Aviation Organization – Environmental Protection, Volume II – Aircraft Engine Emissions, 2017.

5. Reddy D. R., Lee C.-M. An overview of low-emission combustion research at NASA Glenn // Proc. of ASME Turbo Expo. 2016. Vol. 4A. – 10 p.

6. Liu Y., Sun X., Sethi V., Nalianda D., Li Y.-G., Wang L. Review of modern low emissions combustion technologies for aero gas turbine engines // Process in Aerospace Sciences. 2107. Vol. 94. P. 12–45.

УДК 544.344.015.2:544.421

НУКЛЕАЦИЯ КАК ПЕРЕХОД АКТИВИРОВАННЫХ КОМПЛЕКСОВ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР

В. А. Власов

Институт криосферы Земли ТюмНЦ СО РАН, г. Тюмень, Россия
vlasov.ikz@gmail.com

Представлена новая теория нуклеации, которая базируется на предположении, что критический зародыш новой фазы можно рассматривать как активированный комплекс, который переходит через вершину энергетического барьера. В рамках предложенного подхода получено в общем виде выражение для скорости нуклеации. Это выражение было использовано для получения расчетных данных в случае гомогенной нуклеации при фазовых переходах пар–жидкость, жидкость–пар и жидкость–кристалл. Проведено сравнение полученных расчетных данных с имеющимися экспериментальными результатами, а также с расчетными данными, полученными в рамках классической теории нуклеации. Из сопоставления расчетных данных, полученных в рамках представленной теории, с экспериментальными данными для фазового перехода переохлажденная вода–лед установлена зависимость коэффициента поверхностного натяжения между переохлажденной водой и льдом от температуры.

Ключевые слова: *теория нуклеации, активированный комплекс, фазовый переход, кинетика, конденсация, кипение, кристаллизация.*

Расхождение между предсказаниями классической теории нуклеации (КТН) и экспериментальными данными в случае фазового перехода пар–жидкость стимулировало создание улучшенных теорий нуклеации. Были предложены различные модификации КТН, а также альтернативные теории нуклеации. Среди альтернатив КТН следует выделить теорию, основанную на использовании функционала плотности.

В данной работе представлена теория нуклеации, альтернативная к КТН. Представленная теория строится на предположении, что процесс нуклеации можно описать как переход активированных комплексов через вершину энергетического барьера. Ранее представление об активированном комплексе (переходном состоянии) было введено для описания кинетики химических реакций.

Теория. Вещество может существовать в метастабильном состоянии только потому, что это состояние отделено от стабильного состояния некоторым энергетическим барьером. Преодоление этого барьера происходит в результате появления и роста зародышей новой стабильной фазы в объеме старой метастабильной фазы. Вершина энергетического барьера W^* соответствует работе образования критического зародыша – кластера новой фазы, который содержит критическое количество молекул n^*. Если количество молекул в кластере новой фазы меньше n^*, то рост данного кластера оказывается энергетически невыгодным процессом. Если же количество молекул в кластере новой фазы больше n^*, то рост данного кластера оказывается энергетически выгодным. В первом случае кластер новой фазы будет нестабильным, а во втором случае – стабильным.

Таким образом, работу образования критического зародыша W^* можно считать энергией активации процесса нуклеации, а количество молекул n в кластере новой фазы можно считать координатой в конфигурационном пространстве размеров кластера новой фазы. Кроме того, можно считать, что критический зародыш является активированным комплексом, который занимает промежуточное положение между нестабильным кластером новой фазы и стабильным кластером новой фазы (стабильным зародышем). Образование одиночного стабильного зародыша можно рассматривать как элементарный акт процесса нуклеации. Тогда в рамках подхода активированного комплекса можно найти количество этих элементарных

актов, происходящих в единице объема вещества в единицу времени, т. е. данный подход позволяет найти скорость нуклеации.

В рамках теории активированного комплекса можно показать, что для скорости нуклеации будет справедливо следующее выражение:

$$J = \chi \frac{kT}{h} c^* = Z \frac{kT}{h} c_1 e^{-\frac{W^*}{kT}}, \tag{1}$$

где χ – трансмиссионный коэффициент или коэффициент прохождения; k – постоянная Больцмана; T – температура; h – постоянная Планка; c^* – концентрация критических зародышей в единице объема метастабильной фазы; Z – фактор Зельдовича; c_1 – концентрация единичных молекул в единице объема метастабильной фазы. В выражении (1) множитель kT/h представляет собой частоту, с которой критические зародыши переходят через вершину энергетического барьера W^*. Данное выражение в общем случае определяет скорость нуклеации в рамках теории активированного комплекса.

Сравнение с КТН и экспериментом. В соответствии с КТН скорость нуклеации задается следующим образом:

$$J = Zf^* c^* = Zf^* c_1 e^{-\frac{W^*}{kT}}, \tag{2}$$

где f^* – число единичных молекул, которые присоединяются к критическому зародышу в единицу времени. Выражение (2) отличается от выражения (1) тем, что в нем вместо универсального множителя kT/h присутствует множитель f^*. Конкретный вид множителя f^* зависит от типа фазового перехода, а его численное значение зависит как от внешних термодинамических условий, так и от типа вещества, претерпевающего фазовый переход.

Проведенный анализ в случае фазового перехода пар–жидкость показывает, что при фиксированной температуре и фиксированном пересыщении пара S скорость нуклеации, рассчитанная по формуле (1), для различных веществ на 3–6 порядков больше, чем скорость нуклеации, рассчитанная по формуле (2). Различие между предсказаниями представленной в настоящей работе теории нуклеации и КТН уменьшается по мере увеличения температуры. Это можно увидеть на рис. 1, где приведены расчетные данные при различных температурах для *н*-бутанола и *н*-пентанола. Также для них на рис. 1 приведены экспериментальные данные [1, 2]. Из данного рисунка видно, что в зависимости от температуры с экспериментальными данными лучше согласуется либо КТН, либо представленная в настоящей работе теория нуклеации.

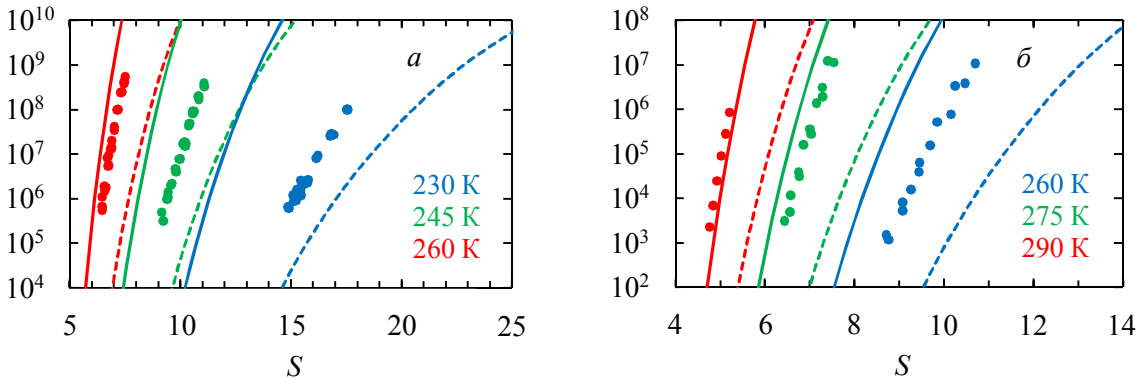


Рис. 1. Скорость нуклеации в зависимости от пересыщения пара при различных температурах в случае фазового перехода пар–жидкость для *н*-бутанола (*а*) и *н*-пентанола (*б*). Точки – экспериментальные данные [1, 2]; сплошные линии – расчетные данные, полученные по формуле (1); штриховые линии – расчетные данные, полученные по формуле (2)

Выражения (1) и (2) были использованы для расчета скоростей нуклеации различных веществ в случае фазового перехода жидкость–пар. В результате было установлено, что расчетные данные практически совпадают между собой. Подтверждение данному факту можно увидеть на рис. 2, где расчетные данные по скоростям нуклеации для криптона и ксенона сравниваются между собой и с экспериментальными данными [3]. Проведенный анализ показывает, что значения частотного фактора kT/h и значения величины f^* имеют примерно один и тот же порядок в случае фазового перехода жидкость–пар. Данный факт объясняет хорошее согласие между представленной в настоящей работе теорией нуклеации и КТН для этого фазового перехода.

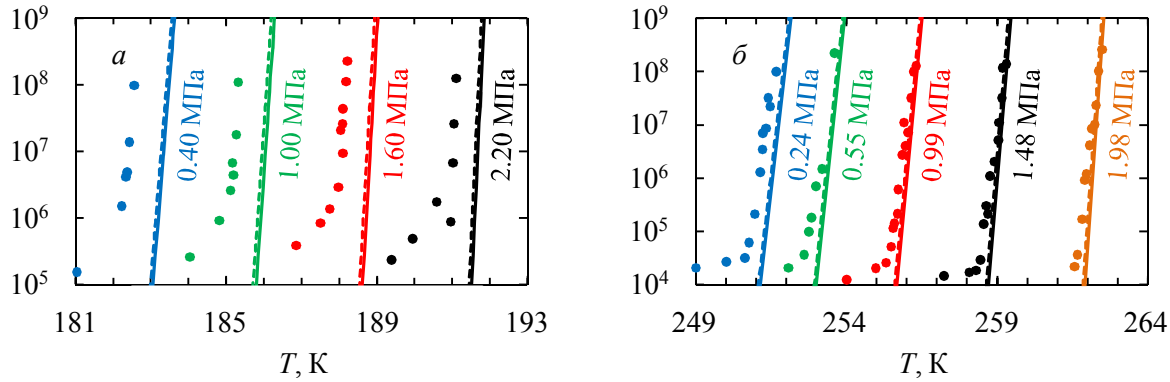


Рис. 2. Скорость нуклеации в зависимости от температуры при различных давлениях в окружающей жидкости в случае фазового перехода жидкость–пар для криптона (*а*) и ксенона (*б*). Точки – экспериментальные данные [3]; сплошные линии – расчетные данные, полученные по формуле (1); штриховые линии – расчетные данные, полученные по формуле (2)

В [4] было получено выражение, которое хорошо аппроксимирует многочисленные экспериментальные данные по кинетике нуклеации в случае фазового перехода переохлажденная вода–лед. Расчетные данные, полученные с помощью этого выражения, сравнивались с расчетными данными, полученными по формуле (1). В результате такого сравнения была установлена температурная зависимость коэффициента поверхностного натяжения между переохлажденной водой и льдом: $\sigma[\text{мДж/м}^2] = 3.15 + 0.092T[\text{К}]$.

Работа выполнена по госзаданиям № 121041600040-3 и № 122011400146-6.

Литература

1. Viisanen Y., Strey R. Homogeneous nucleation rates for *n*-butanol // J. Chem. Phys. 1994. Vol. 101, No. 9. P. 7835–7843.

2. Lihavainen H., Viisanen Y., Kulmala M. Homogeneous nucleation of *n*-pentanol in a laminar flow diffusion chamber // J. Chem. Phys. 2001. Vol. 114, No. 22. P. 10031–10038.

3. Baidakov V. G. Explosive Boiling of Superheated Cryogenic Liquids. Weinheim: Wiley, 2007.

4. Ickes L., Welti A., Hoose C., Lohmann U. Classical nucleation theory of homogeneous freezing of water: thermodynamic and kinetic parameters // Phys. Chem. Chem. Phys. 2015. Vol. 17, No. 8. P. 5514–5537.

УДК 544.355-13:544.421.42

НОВАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИЧЕСКОЙ АБСОРБЦИИ ГАЗА ПЕРЕМЕШИВАЕМОЙ ЖИДКОСТЬЮ

В. А. Власов, М. Ш. Мадыгулов

Институт криосферы Земли ТюмНЦ СО РАН, г. Тюмень, Россия
vlasov.ikz@gmail.com

Представлена новая теоретическая модель физической абсорбции газа перемешиваемой жидкостью. В рамках представленной модели показано, что коэффициент физической абсорбции является константой скорости реакции десорбции. Эта величина индивидуальна для каждой конкретной системы газ–жидкость, а ее температурная зависимость подчиняется уравнению Аррениуса. Впервые проведены эксперименты, в которых изучалась температурная зависимость коэффициента физической абсорбции. Полученные экспериментальные данные полностью подтвердили верность представленной модели. Определена зависимость константы скорости реакции десорбции (коэффициента физической абсорбции) от температуры для системы метан–вода и для системы диоксид углерода–вода.

Ключевые слова: *физическая абсорбция газа, перемешиваемая жидкость, кинетическая модель, коэффициент физической абсорбции, поверхность раздела газ–жидкость.*

Экспериментально установлено, что скорость физической абсорбции газа жидкостью при ее интенсивном перемешивании выражается следующим образом [1]:

$$r = \frac{dn_{\mathrm{s}}}{Sdt} = k\left(c_{\mathrm{eq}} - c_{\mathrm{s}}\right), \tag{1}$$

где n_{s} – количество растворенного газа; S – площадь поверхности раздела газ–жидкость; t – время; k – коэффициент физической абсорбции; c_{eq} – молярная концентрация растворенного газа, находящегося в равновесии с газом в газовой фазе; c_{s} – молярная концентрация растворенного газа в объеме жидкости. Главная теоретическая задача состоит в получении выражения для величины k .

Все существующие на сегодняшний день модели физической абсорбции газа перемешиваемой жидкостью базируются на предположении, что внутри жидкости имеется распределение концентрации растворенного газа: принимается, что концентрация растворенного газа вблизи поверхности раздела газ–жидкость равняется c_{eq}, а вдали от поверхности раздела эта концентрация равна c_{s}. Согласно этому в существующих моделях считается, что коэффициент физической абсорбции k – это коэффициент массопереноса растворенного газа через жидкость. Выражения для этого коэффициента массопереноса были получены в рамках пленочной модели [2], модели проникновения [3] и модели обновления поверхности [4, 5]. Кроме того, выражения для этого коэффициента массопереноса были получены в рамках других моделей, которые являются модификациями перечисленных моделей.

При интенсивном перемешивании жидкости естественно считать, что молекулы растворенного газа распределены во всем объеме жидкости равномерно. Поэтому существующие на сегодняшний день модели физической абсорбции газа перемешиваемой жидкостью нельзя считать полностью обоснованными и корректными. В настоящей работе представлена кинетическая модель физической абсорбции газа перемешиваемой жидкостью, которая принципиально отличается от существующих моделей: в этой модели считается, что распределение концентрации растворенного газа внутри жидкости при ее интенсивном перемешивании отсутствует. Данная модель базируется на утверждении, что процессы абсорбции и десорбции газа можно рассматривать в рамках химической кинетики. Ранее химико-кинети-

ческий подход был успешно применен для описания процессов конденсации и испарения [6], во многом схожих с процессами абсорбции и десорбции газа.

Теория. Рассмотрим систему газ–жидкость, в которой температура всюду одинакова и в которой протекает процесс абсорбции/десорбции газа. Будем считать, что в ходе данного процесса температура в системе газ–жидкость не меняется. Отождествим процесс абсорбции/десорбции газа со следующей химической реакцией, протекающей на поверхности раздела газ–жидкость при постоянной температуре:

$$\mathrm{G} \rightleftarrows \mathrm{G}^{*}, \tag{2}$$

где G обозначает молекулу газа в газовой фазе, а G^{*} обозначает молекулу газа в жидкости. В рамках формальной химической кинетики можно показать, что в случае интенсивного перемешивания жидкости выражение для скорости реакции (2) запишется как

$$r = \frac{dn_{\mathrm{s}}}{Sdt} = k_{\mathrm{d}}\left(c_{\mathrm{eq}} - c_{\mathrm{s}}\right), \tag{3}$$

где k_{d} – константа скорости реакции десорбции. При записи выражения (3) было учтено, что вследствие интенсивного перемешивания молекулы растворенного газа равномерно и очень быстро распределяются по всему объему жидкости.

В выражении (3) величина k_{d} зависит только от температуры. Температурная зависимость данной величины подчиняется уравнению Аррениуса:

$$k_{\mathrm{d}} = k_{\mathrm{d0}} e^{-\frac{E_{\mathrm{d}}}{RT}}, \tag{4}$$

где k_{d0} – предэкспоненциальный множитель; E_{d} – энергия активации реакции десорбции; R – газовая постоянная; T – температура. С точки зрения молекулярной теории энергия активации E_{d} обладает ясным физическим смыслом – это величина энергетического барьера, который должна преодолеть молекула газа, чтобы проникнуть через поверхность раздела газ–жидкость из жидкости в газовую фазу. Следует отметить, что каждая конкретная система газ–жидкость характеризуется своим набором параметров k_{d0} и E_{d}. Эти параметры сложно вычислить теоретически, но можно определить экспериментально.

Уравнение (3) совпадает по внешнему виду с уравнением (1). Однако в рамках представленной модели коэффициент физической абсорбции k – это не коэффициент массопереноса растворенного газа через жидкость, как считается в других моделях, а константа скорости реакции десорбции k_{d}, которая зависит от температуры, подчиняясь уравнению Аррениуса (4). Важно отметить, что во всех других моделях зависимость коэффициента физической абсорбции от температуры иная.

Эксперимент. С целью проверки представленной модели был выполнен ряд экспериментов с системами метан–вода и диоксид углерода–вода. Они были проведены в реакторе высокого давления, который был оснащен двухлопастной верхнеприводной мешалкой. В ходе экспериментов фиксировалось то, как с течением времени падает давление газа в реакторе вследствие его поглощения перемешиваемой водой. Всего было выполнено 15 экспериментов с системой метан–вода и 10 экспериментов с системой диоксид углерода–вода при различных температурах и различных начальных давлениях газа в реакторе.

В результате интегрирования уравнения (3) были получены выражения, описывающие падение давление газа в ходе процесса его поглощения перемешиваемой жидкостью. Полученные экспериментальные данные сравнивались с этими выражениями. В результате такого сравнения были определены значения величины k_{d}. Полученные экспериментальные данные в координатах $\ln k_{\mathrm{d}}$ и $1/T$ представлены на рисунке. Видно, что в этих координатах экспе-

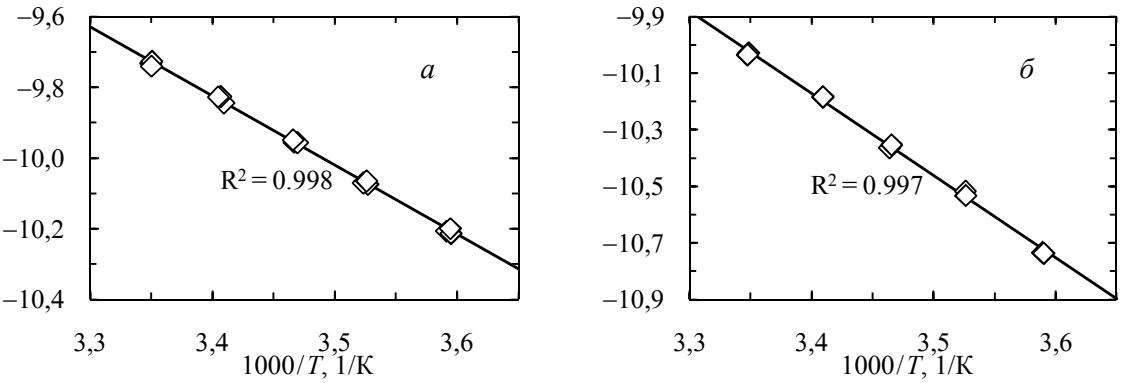
риментальные данные превосходно аппроксимируются линейными зависимостями. Этот факт подтверждает, что зависимость величины k_d от температуры подчиняется уравнению Аррениуса (4). Анализ экспериментальных данных, представленных на рисунке, показывает, что зависимость величины k_d от температуры для системы метан–вода имеет вид

$$k_d = e^{-3.17-\frac{1960}{T}}, \tag{5}$$

а зависимость величины k_d от температуры для системы диоксид углерода–вода следующая:

$$k_d = e^{-0.30-\frac{2899}{T}}. \tag{6}$$

В выражениях (5) и (6) величина k_d в м/с, а температура T в К.



Зависимость $\ln k_d$ от $1/T$ для системы метан–вода (*а*) и системы диоксид углерода–вода (*б*). Точки – экспериментальные данные; сплошная линия – линейная аппроксимация экспериментальных данных по методу наименьших квадратов

Таким образом, можно констатировать, что представленная в настоящей работе кинетическая модель физической абсорбции газа перемешиваемой жидкостью полностью подтверждается экспериментально. Это означает, что коэффициент физической абсорбции k является константой скорости реакции десорбции k_d, температурная зависимость которой подчиняется уравнению Аррениуса (4).

Работа выполнена по госзаданиям № 121041600040-3 и № 122011400146-6.

Литература

1. Данквертс П. В. Газожидкостные реакции. М.: Химия, 1973. – 296 с.
2. Whitman W. G. The two-film theory of gas absorption // Chem. Metall. Eng. 1923. Vol. 29, No. 4. P. 146–148.
3. Higbie R. The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure // Trans. AIChE. 1935. Vol. 31, No. 2. P. 365–389.
4. Кишиневский М. Х. О кинетике абсорбции в условиях интенсивного перемешивания // ЖПХ. 1951. Т. 24, № 5. С. 542–547.
5. Danckwerts P. V. Significance of liquid-film coefficients in gas absorption // Ind. Eng. Chem. 1951. Vol. 43, No. 6. P. 1460–1467.
6. Vlasov V. A. Modeling of evaporation and condensation processes: a chemical kinetics approach // Heat Mass Transfer. 2019. Vol. 55, No. 6. P. 1661–1669.

УДК 536.4.033

МИКРОВЗРЫВНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ КАПЕЛЬ С ДВУМЯ ГОРЮЧИМИ КОМПОНЕНТАМИ

О. В. Высокоморная, Д. В. Антонов, Л. С. Яновский, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований механизмов и характеристик микровзрывной фрагментации двухжидкостных безводных капель. Получены значения времен задержки микровзрывной фрагментации и существования гетерогенных капель при нагреве до 800 К, изменения характерных размеров капель и их фрагментов.

Ключевые слова: *микровзрыв, паффинг, фрагментация, двухжидкостная безводная капля.*

Фрагментация неоднородных капель в результате их нагрева является перспективным способом повышения эффективности многих технологий, связанных с испарением распыленных жидкостей [1]. Одной из возможных причин возникновения микровзрыва или паффинга является наличие выраженной границы раздела компонентов двухжидкостной капли и разница их волатильности [2, 3]. В этом случае перегрев низкокипящей жидкости приводит к интенсивному росту объема паровых пузырей и разрыву внешней оболочки гетерогенной капли при условиях, когда силы поверхностного натяжения неспособны компенсировать силы внутреннего давления [4]. Определение условий, которые являются достаточными для реализации микровзрыва или паффинга, является важной задачей для эффективного прогнозирования фрагментации двухжидкостных капель и управляемого использования этого явления в инженерных приложениях [5]: энергетических системах на жидких и смесевых топливах, выпарных и сушильных аппаратах, полидисперсном пожаротушении и др. Вода часто используется в двухжидкостных каплях в качестве низкокипящего компонента. Однако ее использование в энергетических установках оказывает негативное влияние на энергетические характеристики процесса за счет снижения теплотворной способности композиционного топлива. В качестве альтернативы воде для реализации микровзрывной фрагментации могут быть использованы другие жидкости, в том числе горючие. Цель настоящей работы – определение механизмов и характеристик микровзрывной фрагментации двухжидкостных безводных капель.

При выборе жидкостей руководствовались следующими критериями:

1. Температура кипения при атмосферном давлении T_s должна быть близкой по значению или ниже, чем температура кипения воды.

2. Дипольный момент (молекулярная константа, характеризующая электрическую симметрию молекулы) близкий или больше, чем у воды (полярная жидкость).

3. Экологическая безопасность и невысокая стоимость.

Свойства компонентов, которые потенциально могут быть использованы для реализации микровзрывной фрагментации двухжидкостных капель и удовлетворяют сформулированным критериям, представлены в таблице.

По результатам экспериментальных исследований характеристик фрагментации для составов без воды были определены времена задержки распада τ_d капель топлив (рис. 1) и времена существования τ капель топлив (рис. 2).

Изменение характерного размера (радиуса R_d) двухжидкостных капель при нагреве, фрагментации и испарении показано на рис. 3.

Свойства компонентов безводных двухжидкостных капель

Вещество	ρ [кг/м^3]	c [Дж/(моль·К)]	μ [Па·с]	σ [Н/м]	Q_e [Дж/моль]	T_s [°C]	D
Муравьиная кислота	1220	99	0.002190	0.03713	2269	101	1.425
Уксусная кислота	1049.2	123.4	0.001155	0.0271	11530	118	1.7
Моноэтаноламин	1012	195.5	0.0211	0.04832	49830	170	2.27
Диэтаноламин	1096.6	0.1095	0.1095	0.0472	56780	271.2	2.8

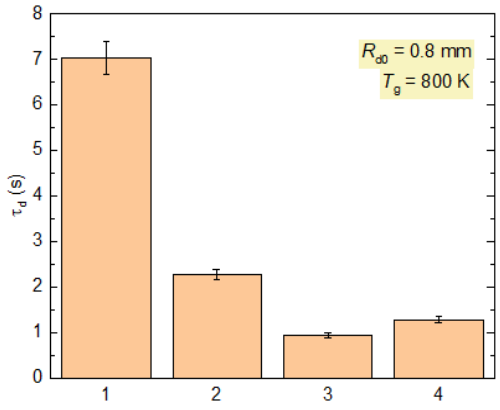


Рис. 1. Времена задержки микровзрывной фрагментации безводных двухжидкостных капель: 1 – додекан (90%) + диэтаноламин (10%); 2 – додекан (90%) + моноэтаноламин (10%); 3 – додекан (90%) + уксусная кислота (10%); 4 – додекан (90%) + муравьиная кислота (10%)

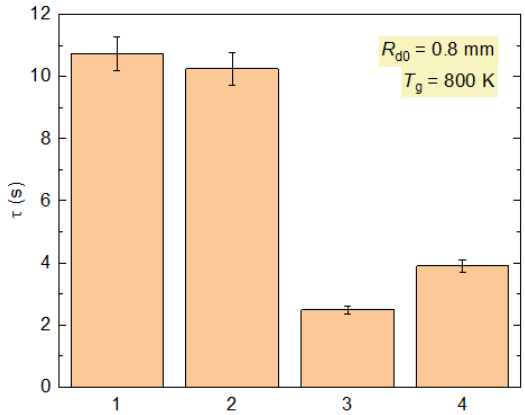


Рис. 2. Времена существования безводных двухжидкостных капель при нагреве в пламени: 1 – додекан (90%) + диэтаноламин (10%); 2 – додекан (90%) + моноэтаноламин (10%); 3 – додекан (90%) + уксусная кислота (10%); 4 – додекан (90%) + муравьиная кислота (10%)

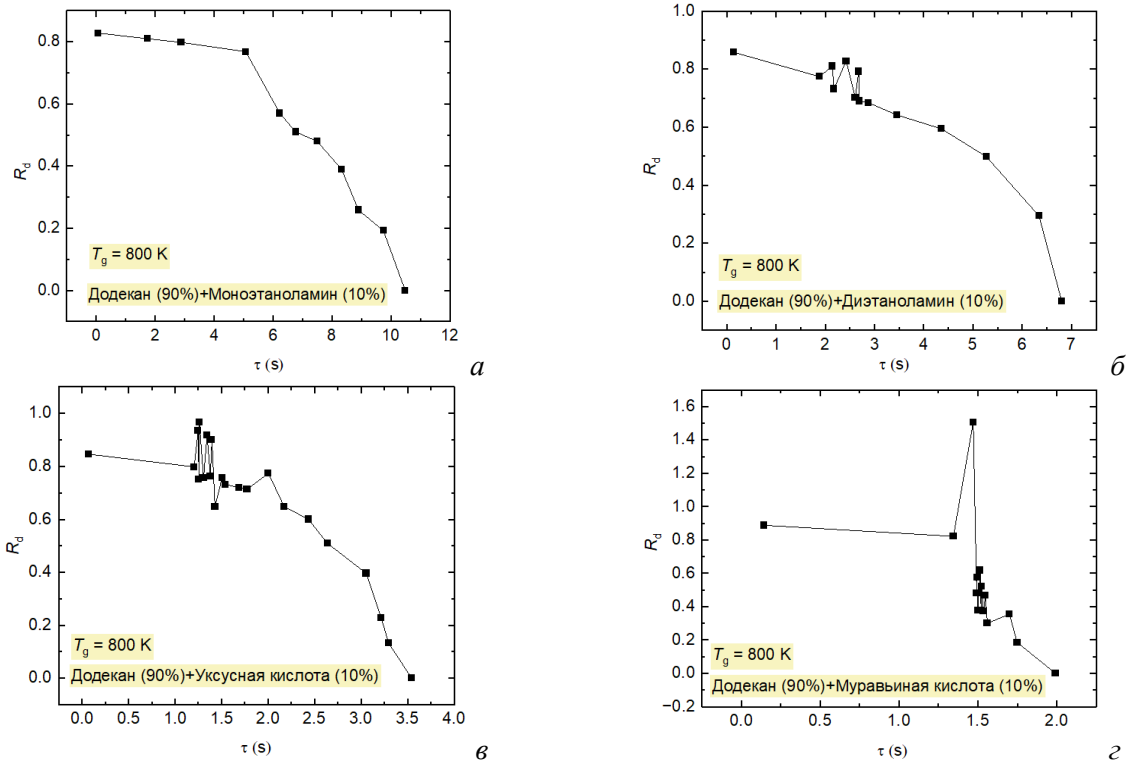


Рис. 3. Изменение характерного размера безводных капель при их нагреве и микровзрывной фрагментации: *а* – додекан (90%) + моноэтаноламин (10%); *б* – додекан (90%) + диэтаноламин (10%); *в* – додекан (90%) + муравьиная кислота (10%); *г* – додекан (90%) + уксусная кислота (10%)

Полученные в экспериментах значения характеристик микровзрывной фрагментации безводных двухжидкостных капель позволяют сделать заключение о том, что модельный состав додекан (90%) + муравьиная кислота (10%) фрагментирует с наименьшими временами задержки распада и существования капель. Такой результат обусловлен низкой температурой кипения муравьиной кислоты и выраженной междужидкостной границей раздела компонентов капли. При этом фрагментация этого состава происходила в режиме паффинга (рис. 3, *в*). Режим микровзрыва был зафиксирован в экспериментах с составом додекан (90%) + + уксусная кислота (10%) (рис. 3, *г*).

Результаты проведенных экспериментальных исследований подтверждают возможность реализации микровзрывного дробления двухжидкостных безводных капель с характеристиками, близкими по значению водотопливным составам.

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 23-69-10006).

Обозначения

ρ – плотность, кг/м^3; c – удельная теплоемкость, Дж/(моль·К); μ – вязкость, Па·с; σ – поверхностное натяжение, Н/м; Q_e – теплота испарения, Дж/моль; T_s – температура кипения, К; T_g – температура нагрева, К; R_{d0} – начальный радиус капель, мм; D – дипольный момент; τ – время, с.

Литература

1. Gao L., Lyu J., Zhou Z., Li Y., et al. Dynamics of inner bubble during water droplet evaporation on conical micro-pillars surfaces // Int. Commun. Heat Mass Transf. 2022. Vol. 131.

2. Shinjo J., Xia J., Megaritis A., Ganippa L. C., Cracknell R. F. Modeling temperature distribution inside an emulsion fuel droplet under convective heating: a key to predicting microexplosion and puffing // At. Sprays. 2016. Vol. 26. P. 551–583.

3. Strotos G., Malgarinos I., Nikolopoulos N., Gavaises M. Numerical investigation of aerodynamic droplet breakup in a high temperature gas environment // Fuel. 2016. Vol. 181. P. 450–462.

4. Lin Y., Chu F., Wu X. Evaporation and boiling of water-alcohol droplets: dynamic characteristics of wetting and heat transfer // Int. Comm. Heat Mass Transf. 2022. Vol. 134.

5. Tao C., Miao K., Tang F., Qian Y., Zhang Y., Meng S., et al. Evaporation and combustion characteristics for a droplet of lubricating oil and gasoline // Int. Comm. Heat Mass Transf. 2021. Vol. 127.

УДК 536.5:536.7:533.7

ЗНАЧЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР ВБЛИЗИ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ПРИ ИСПАРЕНИИ ВОДЫ В ПАР В УСЛОВИЯХ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

Е. Я. Гатапова

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
gatapova@itp.nsc.ru

Приводятся новые данные по температурному профилю на границе раздела вода–водяной пар для слоя жидкости, нагреваемой снизу. Измерения проведены в условиях пониженного давления с помощью микротермопары с характерным размером 3 мкм, т. е. с разрешением длины свободного пробега молекулы. Регистрировались моды с положительным скачком температур, а также отсутствие скачка в условиях равновесия. Отрицательный скачок температуры фиксировался лишь для условий, когда существовал градиент температуры в паре, т. е. исходно не соблюдались условия равновесия. Эксперименты хорошо описываются кинетическими моделями и соотношениями Онзагера–Казимира. Эксперименты, проведенные при различных давлениях и температурах, дают первые точные данные о значениях температурного скачка и коэффициента испарения на границе раздела фаз.

Ключевые слова: *измерение температуры, неравновесность, слой Кнудсена, кинетическая теория.*

Большой интерес для инженеров и исследователей представляет возможность использования сверхинтенсивного испарения тонких пленок жидкости в системах охлаждения нового поколения. Одной из до конца нерешенных фундаментальных задач в данной области является понимание механизмов тепло- и массообмена на границе раздела жидкость–пар в ограниченных областях, которые не могут быть описаны в континуальном приближении, так как влияние эффектов, происходящих в слое Кнудсена, на общий теплообмен может быть значительным [1–3]. Особенностью исследований, представленных в данной работе, является то, что измерения проведены для случая испарения жидкости в собственный пар внутри климатической камеры в условиях пониженного давления. Данные получены на микроуровне, а именно, температура определена с разрешением 3 мкм и точностью 0.01 К. Такие данные в литературе практически отсутствуют.

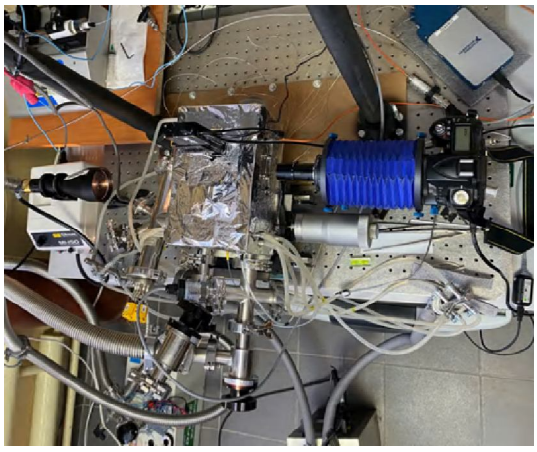


Рис. 1. Фотография экспериментальной установки

Измерения проводились в климатической камере при пониженном давлении для системы вода–водяной пар (рис. 1). Была изготовлена термостатируемая вакуумная камера из нержавеющей стали. Осесимметричный рабочий участок был сделан аналогично предыдущей нашей кювете [1] из фторопласта. Диаметр кюветы 35 мм, глубина 1 мм. Диаметр нагревателя 1.5 мм, нагреватель расположен посередине на нижней стенке. Специально изготовленная микротермопара К-типа с поперечным размером королька 3 мкм и другие стандартные термопары были заведены внутрь климатической камеры. Были проведены эксперименты для системы вода–водяной пар для температур паровой фазы 3, 6, 10, 22, 30 ^{o}C.

На рис. 2 представлены профили температур для системы вода–водяной пар при температуре водяного пара T_v = 30.5 ^{o}C и давлении в системе $p_v = p_{sat}(T_v)$ = 4262 Па. В начальном состоянии система находится в абсолютном равновесии, наблюдается постоянная одинако-

вая температура в жидкости и в паре. Это, конечно, давно известно из теории, но экспериментальных измерений с такой точностью не было до сих пор. Далее при включении нагревателя даже при малой мощности меняется картина – появляется неравновесность, проявляющаяся скачком температуры на межфазной границе. И скачок этот растет с увеличением мощности. Регистрировались моды с положительным скачком температур, а также отсутствие скачка в условиях равновесия. Отрицательный скачок температуры фиксировался лишь для условий, когда существовал градиент температуры в паре. Результаты согласуются количественно с результатами, полученными на основе уравнений Больцмана. Наши новые данные хорошо подходят для сравнения с расчетами по кинетическим уравнениям, так как описывают практически одномерное течение. Результаты представляют собой важные данные для понимания теории фазовых переходов и впервые подтверждают многие классические подходы.

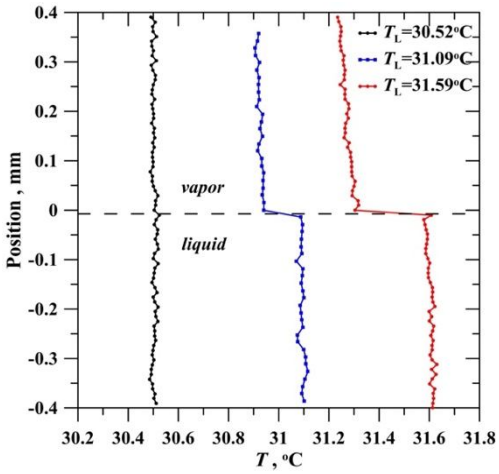


Рис. 2. Измеренные профили и скачки температур вблизи межфазной границы вода–водяной пар при $T_v = 30.5\ ^oC$ и $p_v = p_{sat}(T_v) = 4262$ Па

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 20-19-00722.

Литература

1. Gatapova E. Y., Graur I. A., Kabov O. A., Aniskin V. M., Filipenko M. A., Sharipov F., Tadrist L. The temperature jump at water-air interface during evaporation // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. Vol. 104. P. 800–812.

2. Labuntsov D. A. and Kryukov A. P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1979. Vol. 22. P. 989–1002.

3. Graur I. A., Gatapova E. Ya., Moritz W., Batueva M. A. Non-equilibrium evaporation: 1D benchmark problem for single gas // Int. J. Heat Mass Transfer. 2021. Vol. 181. P. 121997.

УДК 669.162.263.222:519.63

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАЗЛОЖЕНИЯ ГИДРАТА МЕТАНА ТЕПЛОВЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

М. Р. Давлетшина

Уфимский государственный нефтяной технический университет, г. Уфа, Россия

Представлена математическая модель процесса разложения газогидрата метана, полностью насыщающего пористое пространство пласта. Технологическая схема состоит из горизонтальной скважины, пробуренной в центре гидратного пласта, на которой действует источник электромагнитного излучения постоянной мощности. Режим функционирования скважины рассмотрен для случая, когда в пласте поддерживается давление, равное равновесному давлению, соответствующее исходной температуре. Изучено влияние температуры теплоносителя, гидратонасыщенности пласта на эволюцию тепловых полей, а также на закон распространения фронтовой границы термического разложения гидрата. Проведен анализ энергоэффективности предлагаемого способа добычи газа из гидратного пласта.

Ключевые слова: *газогидрат, диссоциация, фазовый переход, тепловое воздействие.*

Для добычи метана из газогидратных пластов используются, в основном, метод снижения давления, метод нагрева, метод закачки ингибиторов и комбинированные методы. Тепловой метод разработки газогидратных месторождений пригоден для пластов, имеющих высокое содержание гидратов в порах. Однако, как показывают результаты расчетов, тепловое воздействие через забой скважины малоэффективно. Это связано с тем, что процесс разложения гидратов сопровождается поглощением тепла с высокой удельной энтальпией 0,5 МДж/кг (для примера, теплота плавления льда составляет 0,34 МДж/кг). По мере удаления фронта разложения от забоя скважины все больше энергии тратится на прогрев вмещающих пород и кровли пласта, поэтому зона теплового воздействия на гидраты через забой скважины исчисляется первыми метрами. Экспериментально установлено (месторождение Маллик, Канада), что при непрерывном прогреве пласта, полностью насыщенного гидратами за 100 сут, разложение гидратов произойдет в радиусе всего 3,5 м от стенки скважины. Учитывая, что в этом диапазоне содержится порядка 20 000 м^3 газа, среднесуточный дебит газа не превышает 200 м^3/сут.

Известны также разнообразные тепловые способы воздействия на газогидратный пласт, например, способ внутрипластового горения гидратов с выделением теплоты; акустическое воздействие с преобразованием в тепловую энергию. Тепловые способы требуют постоянного подвода энергии и эффективны, в основном, только для разложения гидратов в призабойной зоне скважины.

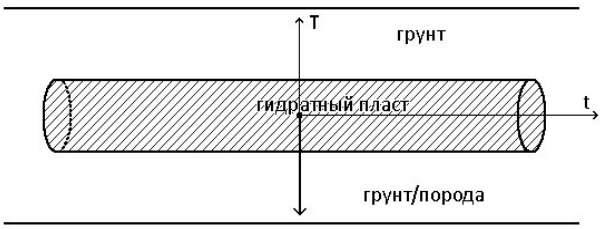
Постановка задачи. Рассмотрим пористый пласт ($r_{(w)} \le r \le R$), насыщенный в исходном состоянии гидратом метана, давление и температура которого равны соответственно p_0 и T_0, в центре которого пробурена скважина радиуса r_w. Стенки нагреваются, при этом задается мощность нагревателя с единицы площади внешней поверхности – тепловой поток. Таким образом, задается тепловой поток на погонный метр скважины:

$$q = 2\pi r s \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \text{const}, \quad r = r_s(t),$$

где λ – теплопроводность пласта.

На рисунке представлена такая горизонтальная скважина внутри пласта. В ближней зоне ($r_w < r < R$) происходит разложение. Представим скважину, состоящую из двух соосных труб: добывающей и нагревательной. Пусть в скважину от нагревателя поступает тепловой поток, равный q, а во внутренней скважине поддерживается давление $P_{(w)}$, равное равновес-

ному значению для фазовых процессов для исходной температуры пласта $P_{(w)} = P_{(s)}(T_0)$. В результате теплового воздействия в пласте образуются две области: ближняя, насыщенная продуктами разложения гидрата (газом и водой), и дальняя, содержащая в своем составе гидрат. При этом возникает подвижная граница фазового перехода $r_{(s)}$, движущаяся вглубь пласта и на которой происходит процесс разложения газогидрата. Тепловая энергия этого источника расходуется на нагревание пласта. Фильтрационным сопротивлением пласта при фильтрации газа в области $r_{(w)} \le r \le r_{(s)}$ будем пренебрегать, т. е. давление в этой области однородное.



Технологическая схема задачи

Система основных уравнений, представляющая собой уравнения неразрывности и притока тепла [8,9] для области, содержащей метан и воду ($r_{(w)} \le r \le r_{(s)}$), имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(S_g m \rho_g\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r S_g m \rho_g \upsilon_g\right) = 0, \tag{1}$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_g c_g m S_g \upsilon_g \frac{\partial T}{\partial r} = \lambda \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial T}{\partial r}\right). \tag{2}$$

Здесь r – радиальная координата; m – пористость; T – температура; ρ_g, c_g, υg, S_g – соответственно плотность, теплоемкость, скорость и насыщенность для газовой фазы. Величины удельной объемной теплоемкости ρc и коэффициента теплопроводности λ будем считать постоянными, поскольку они определяются, в основном, параметрами скелета пористой среды. Кроме того, представленные уравнения необходимо дополнить соотношениями, следующими из условий баланса масс и тепла на границе фазового перехода:

$$\begin{gathered} m\rho_h (1-G)\left(0-\dot{r}_{(s)}\right) = mS_w\rho_w\left(0-\dot{r}_{(s)}\right), \\ m\rho_h G\left(0-\dot{r}_{(s)}\right) = mS_g\rho_g^0\left(\upsilon_{g(s)}-\dot{r}_{(s)}\right), \\ \lambda\frac{\partial T}{\partial r} = -m\rho_h l_h \dot{r}_{(s)}, \qquad \dot{r}_{(s)} = \frac{dr}{dt}. \end{gathered} \tag{3}$$

Система уравнений (1)–(3) является замкнутой. Для ее решения используется метод ловли фронта в узел пространственной сетки. С учетом граничных условий можно получить выражение для скорости фильтрации газа, определяемое координатой r, в виде

$$\upsilon_g(r) = \frac{r_{(s)}}{r}\upsilon_{g(s)}. \tag{4}$$

В результате численных расчетов построены зависимости температуры, давления и дебита газа. Показано, что с течением времени тепло, полученное от скважины, в большей части идет на прогрев прифронтовой области [10, 11].

Решена задача о возможности разложения газогидратного пласта при тепловом воздействии. Для радиальной задачи с фронтальной границей фазовых переходов построены решения, описывающие поля температур, а также динамику движения границы разложения гидрата и массового расхода газа [12, 13]. Изучено влияние мощности теплового потока на эволюцию фронта разложения гидрата и величину энергоэффективности предлагаемого метода. Предложенная теоретическая модель позволяет произвести количественную оценку отбора метана при различных значениях мощности источника тепла, перепада давления и определить наиболее выгодные с точки зрения эффективности режимы.

Литература

1. Черский Н. В., Бондарев Э. А. О тепловом методе разработки газогидратных месторождений // Докл. АН СССР. 1972. Т. 203, № 3. С. 550.

2. Веригин Н. Н., Хабибуллин И. Л., Халиков Г. А. Линейная задача о разложении гидратов газа в пористой среде // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 174.

3. Бондарев Э. А., Максимов А. М., Цыпкин Г. Г. К математическому моделированию диссоциации газовых гидратов // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308, № 3. С. 575.

4. Verigin N. N., Khabibullin I. L., Khalikov G. A. Axisymmetric problem of heat and mass transfer in saturated porous medium // J. Eng. Phys. 1980. Vol. 38, No. 5. P. 581.

5. Цыпкин Г. Г. Течения с фазовыми переходами в пористых средах. М.: Физматлит, 2009. – 232 с.

6. Сыртланов В. Р., Шагапов В. Ш. Фронтовая задача о разложении газовых гидратов в пористой среде при высокочастотном электромагнитном излучении // ИФЖ. 1998. Т. 71, № 2. С. 263.

7. Шагапов В. Ш., Мусакаев Н. Г. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа. М.: Наука, 2016. – 238 с.

8. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. – 464 с.; Ч. 2. – 360 с.

9. Шагапов В. Ш., Давлетшина М. Р. К вопросу разработки гидратного пласта тепловым воздействием // Теплофизика высоких температур. 2022. Т. 60, № 1. С. 131–138.

10. Адзынова Ф. А., Бозиев С. Н. Периодическое тепловое воздействие как возможность оптимизации тепловых методов разработки газогидратных залежей на примере Мессояхского месторождения // Перспективы освоения ресурсов газогидратных месторождений: программа и тез. докл. междунар. конф. Москва, 17–18 нояб. 2009. М.: Изд-во "Нефть и газ", 2009. С. 141.

11. Davletshina M. R., Gimaltdinov I. K., Stolpovsky M. V., Akchurina V. A. Numerical study of the combustion of a flat layer of methane gas hydrate // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. Krasnoyarsk Science and Technology City Hall., Krasnoyarsk, 2021. С. 12159.

12. Давлетшина М. Р., Столповский М. В., Щеглова Е. П. Расчет температуры в пористых пластах конечной длины при тепловом воздействии в плоскоодномерной постановке. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2020610037, 09.01.2020. Заявка № 2019666818 от 18.12.2019.

13. Давлетшина М. Р., Столповский М. В., Щеглова Е. П. Расчет температурных полей в пористых пластах, насыщенных гидратом, при тепловом воздействии Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2019666990, 17.12.2019. Заявка № 2019665960 от 28.11.2019.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ИСПАРЕНИИ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В ПЛОСКОМ МИКРОКАНАЛЕ

Ю. А. Дементьев[1,2], С. А. Дегтярёв[1,2], М. С. Чащина[1,2], Ф. В. Роньшин[1,2], Е. А. Чиннов[1,2]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Данная работа посвящена исследованию теплообмена при двухфазном течении иммерсионной диэлектрической жидкости Novec® (HFE) 7100 и парогазовой смеси в коротком плоском микроканале высотой 53 мкм и шириной 10 мм. Использование высокоскоростной шлирен-видеосъемки позволило зарегистрировать основные режимы течения и их эволюцию при изменении теплового потока. Использование монохромного светодиода в сочетании с высокоскоростной съемкой позволило выделить сухие пятна, исследовать динамику и определить локальную толщину пленки при испарении. Качественно и количественно определены механизмы интенсификации теплоотдачи при изменении приведенной скорости газа, плотности теплового потока и режима течения.

Ключевые слова: *испарение, кипение, микроканал, плёнка жидкости, режим течения.*

Одной из сложнейших проблем теплофизики в наши дни становится проблема охлаждения микроэлектронного оборудования. Электронная промышленность уже сегодня готова производить компоненты, где средняя плотность теплового потока может достигать величины 1 кВт/см^2 и выше. Для охлаждения таких объектов микроэлектроники отвод тепла должен осуществляться непосредственно из зон его выделения, т. е. посредством каналов размером порядка 30–100 мкм. Решение этой задачи сопряжено с рядом проблем. В частности, с уменьшением размеров каналов происходит рост перепада давления. Использование жидкостных систем в данном случае затруднительно. В связи с происходящим ростом объемов передачи данных и необходимостью охлаждения обрабатывающих их электронных устройств разрабатывается концепция общего газового охлаждающего контура с локальным вводом жидкости в область тепловыделения. Актуальным является применение двухфазных систем с вводом жидкости вблизи зоны испарения (короткие микроканалы). Применение микроканалов в сочетании с подводом газа позволяет существенно уменьшить среднюю толщину жидкостной пленки в двухфазных течениях, что ведет к интенсификации теплообмена при испарении. В связи с этим для широкого круга технических приложений важное значение имеет понимание процессов в мини- и микроканалах, которые обеспечивают наиболее эффективные процессы теплопередачи.

Стенд представлял собой рабочий участок с микроканалом (1) и системой контрольно-измерительного оборудования (рис. 1). Рабочий участок состоял из инжекционного корпуса, напечатанного на 3D принтере ANYCUBIC® Photon с использованием фотополимерной печати высокотемпературной акриловой смолой, и двух стеклянных пластин, плотно прижатых друг к другу. Первая пластина – сапфир с размерами 50x30x5 мм с напыленным пленочным нагревателем из оксида индий-олова (ITO), вторая – боросиликатное оптическое стекло Borofloat® 33 с размерами 70x30x5 мм и вытравленным с помощью фотолитографии вдоль всей длины микроканалом высотой 50 мм и шириной 10 мм. Зазор между пластинами герметизировался клеем SM Chemie® 301+(низковязкий), введённым при помощи игольчатого дозатора. Последующие измерения конфокальным датчиком показали, что толщина клеевого шва не превышала 3 мкм. В качестве рабочей жидкости использовалась диэлектрическая фторуглеродная жидкость HFE-7100, в качестве рабочего газа – сухой азот высокой чистоты. Газ подавался в канал из баллона (2) через регулятор расхода газа Bronkhorst® EL-FLOW

F-211CV (3) (использовалось две модели: от 0 до 100 мл/мин и от 100 до 1000 мл/мин). Для подачи жидкости был создан замкнутый контур, массовый расход жидкости в котором контролировался с помощью кориолисового регулятора расхода Bronkhorst® mini-CORI FLOW M14 (4), который при изменении нагрузки в контуре мгновенно подавал сигнал на шестеренчатый насос (5) для поддержки заданного постоянного массового расхода жидкости. От регулятора (4) жидкость проходила через систему теплообменник (6)–термостат (7) для задания начальной температуры жидкости и далее в рабочий участок. На малых расходах регулятор с шестеренчатым расходом заменялись на цифровой шприцевой насос Cole-Parmer® EW-74905-54 (8) со шприцевым мембранным фильтром (9). После смешения и прохождения двухфазного потока по каналу парогазожидкостная смесь проходила через алюминиевый конденсатор-змеевик (10), где происходила конденсация паров жидкости. Конденсат собирался в емкость (11) с небольшим отверстием для выпуска газа азота. Далее, проходя через мембранный фильтр (12) с пропускной способностью 5 мкм, жидкость снова поступала в шестерёнчатый насос. Для управления и считывания данных с регуляторов расхода газа (3) и жидкости (4) использовались контроллеры National Instruments® DAQ-mx USB-6001 и National Instruments® 9214 (13), которые были подключены к компьютеру (14).

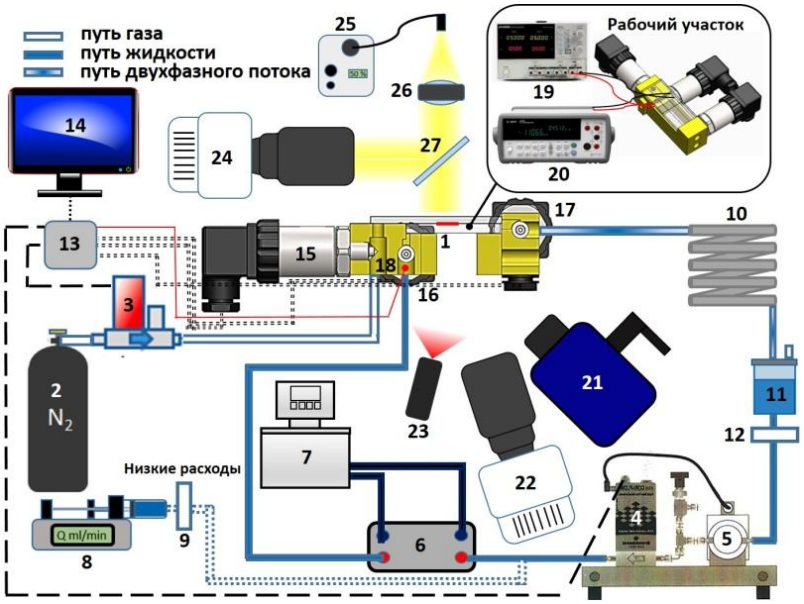
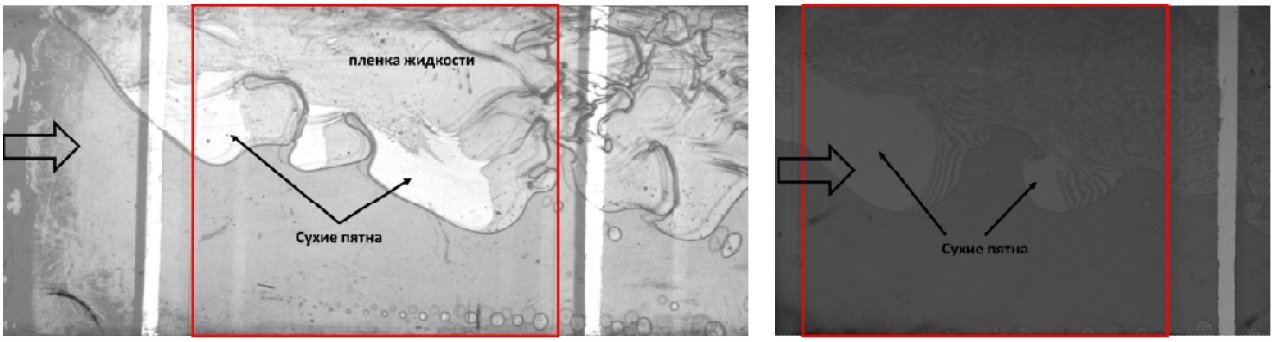


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Управление и считывание данных происходило в среде LABVIEW®, в котором была написана программа как для записи самих аналоговых сигналов, так и для записи усредненных по времени записи величин. Контроллеры (13) также считывали аналоговые сигналы с датчиков давления BD sensors® DMP 330i (15, 16, 17) для контроля и определения перепада давления в канале и термопары (18) для контроля начальной температуры жидкости, подаваемой в канал. На нижней стенке канала, изготовленной из сапфира (прозрачен для ИК-лучей), был напылён тонкопленочный (около 0,3 мкм) прозрачный ITO-нагреватель (нагреватель из оксида индий олова) размером 10x10 мм². На расстоянии 1 мм до нагревателя во всю ширину канала был также напылён никелевый терморезистор (плёнка около 0,3 мкм) для более точного контроля температуры. Нагрев осуществлялся подачей электричества на контакты ITO-нагревателя с помощью источника питания постоянного тока GW Instek® PSW7 160-21,6 (19). Контроль сопротивления терморезистора осуществлялся при помощи мультиметра Keysight® 34970A (20). Контроль средней температуры тонкопленочного ITO-нагревателя также осуществлялся при помощи ИК-камеры FLIR® Titanium HD 570M (21). Оптическая визуализация потока производилась с помощью двух методик. Первая – интер-

ференционная [1], с использованием монохромного светодиода Wayllshine SK-68 (23) с длиной волны 630 нм (красный) и высокоскоростной камеры Phantom® VEO 410 (частота съемки 6000 кадр/с) с объективом Nikon® AF-S VR Micro-Nikkor 105mm f/2.8G IF-ED (22). Вторая – оптическая шлирен-система [2], которая состоит из высокоскоростной камеры Phantom® VEO 410 (частота съемки 3000 кадр/с) с объективом Nikon® ED AF Micro-Nikkor 200 mm 1:4 D (24), источника белого освещения, Olympus® KL 2500 LED (25), фокусирующей линзы (26), 50/50 светоделительной пластины (27).

Применяемые оптические методики позволили зарегистрировать разрывы тонкой пленки жидкости, измерить динамику сухих пятен и локальную толщину пленки жидкости при испарении. На рис. 2 показаны разрывы плёнки жидкости на нагревателе в канале, сделанные при помощи шлирен-методики и при помощи интерференционной методики.



а *б*

Рис. 2. Шлирен изображение двухфазного потока (*а*) и интерференционное изображение двухфазного потока (*б*) при q = 5 Вт/см², Usg = 0,07 м/с, Usl = 0,12 м/с

Рис. 3 показывает зависимость коэффициента теплоотдачи от приведенной скорости газа при фиксированной плотности теплового потока 5 Вт/см^2. Можно видеть, что коэффициент теплоотдачи постоянно растет при увеличении приведенной скорости газа. Механизм интенсификации заключается в увеличении площади теплообмена и полного замытия сухих пятен за счет увеличения приведенной скорости сухого газа. Значительный рост коэффициента теплоотдачи при приведенной скорости жидкости Usl = 0,07 м/с происходит за счет перехода от вспененного к волновому раздельному течению и уменьшению характерной толщины жидкостной пленки.

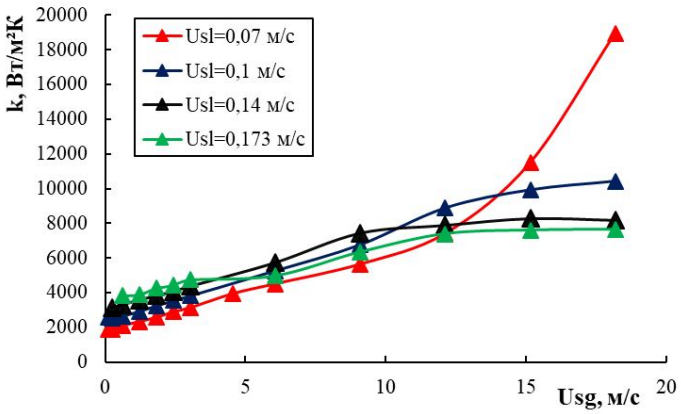


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи от приведенной скорости газа при фиксированном q = 5 Вт/см^2 и фиксированных приведенных скоростях жидкости

Исследование выполнено при поддержке РНФ, грант 22-19-20090, и Правительства Новосибирской области, соглашение № р-13.

Литература

1. Kossolapov A., Phillips B., Bucci M. Can LED lights replace lasers for detailed investigations of boiling phenomena? // Int. J. of Multiphase Flow. 2021. Vol. 135. P. 103522.

2. Dementyev Y. A. et al. An experimental investigation of two-phase gas-liquid flow patterns in extremely small gap microchannel // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2023. Vol. 11, № 2.

УДК 534.222.2

ПОДАВЛЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ПРЕПЯТСТВИЯМИ

Т. А. Журавская, В. А. Левин

Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Представлены результаты численного исследования взаимодействия сформированной ячеистой волны детонации, распространяющейся в заполненном покоящейся стехиометрической водородно-воздушной смесью плоском канале, с расположенными на его внутренней поверхности множественными препятствиями (барьерами). Цель исследования – определить условия, обеспечивающие подавление детонации. Изучено влияние геометрических параметров области с препятствиями на распространение волны. Рассмотрено гашение детонационного горения расположенным вдоль стенки канала слоем нереагирующего газа, ограниченным одиночными барьерами. Исследовано влияние состава газа на взаимодействие волны детонации со слоем. Предложены нереагирующие газовые смеси, при заполнении которыми области с препятствиями усиливается разрушающее воздействие барьеров на детонационную волну.

Ключевые слова: *плоский канал, самоподдерживающаяся детонационная волна, множественные препятствия (барьеры), слой нереагирующего газа, подавление детонации.*

Определение новых способов гашения детонации с целью решения задач взрывобезопасности представляет собой одно из основных направлений изучения детонационного горения. Так, наряду с расположенными в канале щелевыми пластинами или перфорированными стенками, различными пористыми вставками на внутренней поверхности канала (см., например, [1, 2]), в качестве элементов пассивной системы взрывобезопасности можно рассматривать помещенные в канал препятствия различной конфигурации, в частности, множественные барьеры, расположенные на внутренней поверхности канала [3]. В данной работе численно изучается распространение детонационной волны в стехиометрической водородно-воздушной смеси в плоском канале с множественными препятствиями (барьерами) с целью определения условий, обеспечивающих гашение детонационного горения.

Рассматривается распространение детонационной волны в покоящейся при нормальных условиях (p_0 = 1 атм, T_0 = 298 K) стехиометрической водородно-воздушной смеси в полубесконечном плоском канале шириной L (L = 2 см), на внутренней поверхности которого расположена область с барьерами. Подобные серии препятствий можно рассматривать как модель вставки с пористым покрытием, например, покрытой стальной ватой [2]. Для инициирования детонации используется мгновенный однородный сверхкритический (достаточный для прямого инициирования детонации) подвод энергии в узком слое около закрытого торца канала. Горючая смесь моделируется смесью газов H_2, O_2, N_2 в молярном соотношении 42:21:79 соответственно. Многокомпонентная реагирующая смесь рассматривается как совершенный газ; зависимости парциальных энтальпий компонент смеси от температуры определяются по приведенным энергиям Гиббса [4]. Химическое взаимодействие моделируется с помощью современного детального кинетического механизма окисления водорода, предложенного в [5].

Для решения уравнений газовой динамики, описывающих плоское двумерное нестационарное течение невязкой многокомпонентной реагирующей газовой смеси, использовалась явная схема второго порядка аппроксимации на основе схемы С. К. Годунова [6]. Для численного моделирования применялся оригинальный программный модуль. Расчет проведен на сетке с шагом разбиения Δ = 5мкм, обеспечивающим корректное разрешение структуры

волны детонации. Исследование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М. В. Ломоносова [7].

Начальный однородный энергоподвод инициирует плоскую детонационную волну, фронт которой со временем искривляется, возникают поперечные волны, в результате формируется самоподдерживающаяся детонационная волна с ячеистой структурой [8]. Положение препятствий на стенке канала выбиралось так, чтобы к ним подходила сформировавшаяся ячеистая детонация. Результат взаимодействия волны с областью с препятствиями определяется протяженностью области L_b, высотой барьеров H_b и расстоянием между соседними барьерами ΔL_b. Рассмотрены области с шагом расстановки препятствий ΔL_b = 1 мм. Проведенные расчеты показали, что увеличение высоты барьеров или протяженности области при прочих фиксированных параметрах можно рассматривать как способы гашения детонационного горения (рис. 1).

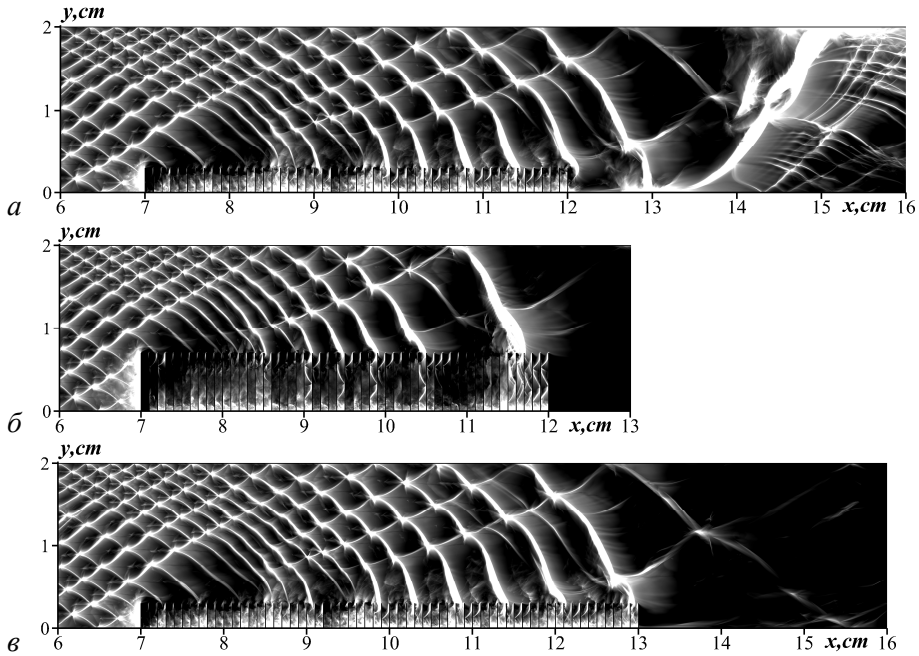


Рис. 1. Численные аналоги следа волны детонации при взаимодействии с барьерами: *а* – реинициирование детонации при L_b = 5 см и H_b = 3 мм; *б*, *в* – гашение детонационного горения при L_b = 5 см, H_b = 7 мм и L_b = 6 см, H_b = 3 мм соответственно. Здесь и далее волна распространяется слева направо

Исследовано взаимодействие волны детонации с расположенным вдоль стенки канала слоем нереагирующего газа при нормальных условиях, ограниченным с обеих сторон одиночными барьерами. При заполнении слоя воздухом получено, что, как и в случае области с препятствиями, происходит ослабление подходящих к слою поперечных волн, а увеличение его протяженности или высоты усиливают разрушающее воздействие слоя на волну. Более того, в ряде случаев установлено, что использование воздушного слоя для гашения детонационного горения более эффективно по сравнению с областью с препятствиями той же высоты и протяженности с расстоянием между барьерами ΔL_b = 1 мм (рис. 2). Проведено исследование влияния состава газа в слое на взаимодействие с ним детонационной волны. Установлено, что при замене в слое (рис. 2) воздуха на смесь 7.1 He–16.9 N_2 по-прежнему происходит подавление детонации.

Подобно наблюдаемому в экспериментах при детонационном горении смесей с нерегулярной ячеистой структурой в каналах с пористыми вставками [1] в расчетах получено, что сохранение/гашение детонации при взаимодействии с барьерами определяется конкуренцией

двух противоположных процессов: ослаблением поперечных волн на барьерах и зарождением новых из локальных возмущений в зоне реакции (рис. 1). Следовательно, факторы, усиливающие первый из них, будут способствовать подавлению детонации.

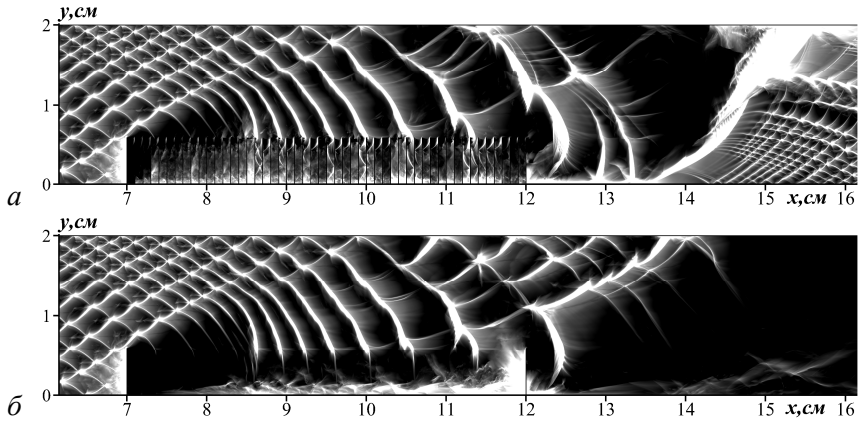


Рис. 2. Численный след детонационной волны при взаимодействии с областью с барьерами (ΔL_b = = 1 мм) и со слоем воздуха при L_b = 5 см и H_b = 6 мм: *а* – реинициирование детонации после прохождения области с барьерами; *б* – гашение детонационного горения слоем воздуха

В результате проведенных исследовании предложены нереагирующие газовые смеси, при заполнении которыми области с препятствиями усиливается гашение поперечных волн, что увеличивает разрушающее воздействие барьеров на детонационную волну. Так, при замене первоначальной горючей смеси на воздух или аргон между препятствиями высотой H_b = = 3 мм в области протяженностью L_b = 5 см наблюдается полное гашение детонации (рис. 3), в то время как данная область с препятствиями при ее заполнении горючей смесью (рис. 1, *а*) или слой воздуха или аргона с теми же протяженностью и высотой не разрушают волну.

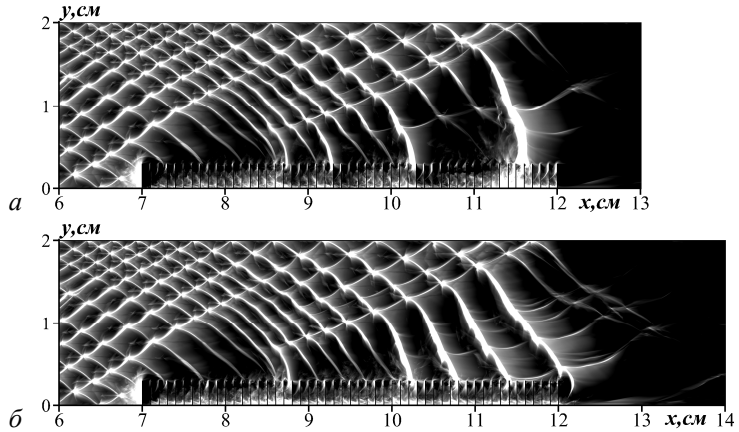


Рис. 3. Подавление детонации заполненной нереагирующим газом областью с барьерами (L_b = 5 см, H_b = 3 мм): *а* – воздух; *б* – аргон

Работа выполнена в Научно-исследовательском институте механики МГУ при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 21-11-00307).

Литература

1. Radulescu M. I., Lee J. H. S. The failure mechanism of gaseous detonations: experiments in porous wall tubes // Combustion and Flame. 2002. Vol. 131, № 1–2. P. 29–46.

2. Bivol G. Yu., Golovastov S. V., Golub V. V. Detonation suppression in hydrogen–air mixtures using porous coatings on the walls // Shock Waves. 2018. Vol. 28. P. 1011–1018.

3. Журавская Т. А., Левин В. А. Управление детонационной волной в канале с препятствиями посредством предварительной подготовки газовой смеси // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2020. № 4. С. 59–68.

4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. / Под ред. В. П. Глушко и др. Т. I, Кн. 2. М.: Наука, 1978. – 328 с.

5. Bezgin L. V., Kopchenov V. I., Sharipov A. S., Titova N. S., Starik A. M. Evaluation of prediction ability of detailed reaction mechanisms in the combustion performance in hydrogen/air supersonic flows // Combustion Science and Technology. 2013. Vol. 185, № 1. P. 62–94.

6. Родионов А. В. Монотонная схема второго порядка аппроксимации для сквозного расчёта неравновесных течений // Журн. вычислит. математики и мат. физики. 1987. Т. 27, № 4. С. 585–593.

7. Voevodin Vl., Antonov A., Nikitenko D., Shvets P., Sobolev S., Sidorov I., Stefanov K., Voevodin Vad., Zhumatiy S. Supercomputer Lomonosov-2: large scale, deep monitoring and fine analytics for the user community // Supercomputing Frontiers and Innovations. 2019. Vol. 6, No. 2. P. 4–11.

8. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах. М.: ГИФМЛ, 1963. – 176 с.

УДК 536.24.08

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯНОГО ПАРА НА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТРУБЕ

Э. Р. Зайнуллина, В. Ю. Митяков

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты прямого измерения теплового потока при конденсации насыщенного водяного пара на наружной поверхности горизонтальной трубы. Измерения плотности теплового потока выполнены с помощью градиентных датчиков теплового потока из монокристаллического висмута. Применение градиентной теплометрии позволило выявить существенную нестационарность теплообмена при пленочной конденсации. В ходе экспериментов оценено распределение плотности теплового потока по поверхности горизонтальной трубы и определена область скопления конденсата в диапазоне азимутальных углов φ = 150–180°. Относительная неопределенность измерения плотности теплового потока составила около 5,2%.

Ключевые слова: *пленочная конденсация, теплообмен при конденсации, насыщенный водяной пар, градиентная теплометрия.*

Совершенствование конструкций теплоотводящего оборудования является одним из перспективных направлений по повышению энергоэффективности ТЭС и АЭС [1]. Создание новых и модернизация существующих конденсаторов и теплообменных аппаратов требует тщательного изучения процессов теплообмена при пленочной конденсации. Наиболее распространенным экспериментальным подходом в этой области является термометрия. Анализ результатов экспериментальных работ [2–4] выявил сравнительно низкую точность результатов косвенных измерений плотности теплового потока.

Представленная работа посвящена применению градиентной теплометрии [5] к прямому измерению плотности теплового потока при конденсации насыщенного водяного пара на наружной поверхности горизонтальной трубы. Градиентная теплометрия реализована с применением градиентных датчиков теплового потока (ГДТП) из монокристаллического висмута. Принцип их действия основан на эффекте Зеебека: при прохождении теплового потока через анизотропный материал генерируется пропорциональная плотности теплового потока термоэдс.

Измерительный участок собран по схеме «труба в трубе» (рис. 1): внутренняя труба выполнена из нержавеющей стали 12Х18Н9Т (d_1/d_2 = 20/17 мм, l = 810 мм), наружная – из оптически прозрачного стекала (d_1/d_2 = 120/110 мм, l = 490 мм). Здесь d_1 и d_2 – наружный и внутренний диаметры труб. Металлическая труба фиксировалась в кожухе с помощью двух резиновых заглушек. Поверхность теплообмена составила 450 мм.

Внутрь металлической трубы подается охлаждающая вода с температурой около 20 °С и расходом 150 г/с. В межтрубное пространство с помощью двух паропроводов подводится насыщенный водяной пар с температурой близкой к 100 °С, для равномерного подвода пара паропроводы выполнены в виде перфорированных труб (круглая перфорация с прямым расположением отверстий диаметром 6 мм, расстояние между центрами отверстий составило 30 мм). Образовавшийся конденсат отводился в конденсатосборник.

В центральном сечении металлической трубы заподлицо с наружной поверхностью монтирован ГДТП размерами 1,6×6 мм толщиной 0,2 мм. Вольт-ваттная чувствительность по результатам градуировки датчика составила 2 мВ/Вт. Для минимизации количества первичных преобразователей предусмотрена возможность поворота внутренней трубы вокруг оси в диапазоне полярного угла φ = 0–360° с шагом в 15°.

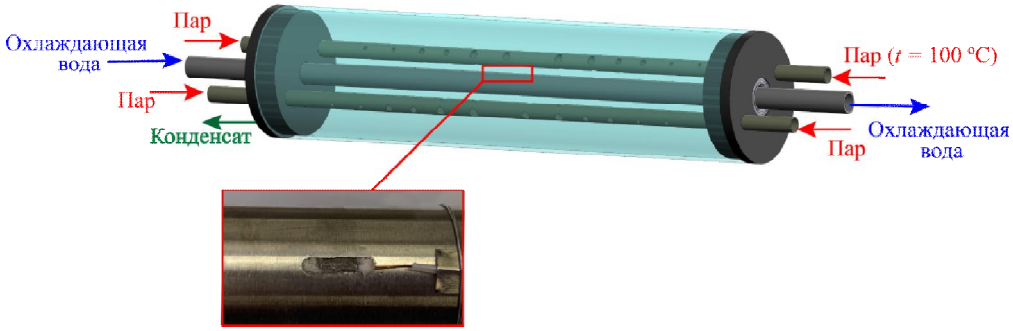


Рис. 1. Схема измерительной секции

Первая серия экспериментов выполнена при расположении ГДТП на верхней образующей горизонтальной трубы (при φ = 0°). Согласно временной теплограмме (зависимости плотности теплового потока от времени) теплообмен при конденсации на верхней образующей трубы является нестационарным процессом (рис. 2). Пульсации плотности теплового потока связаны с изменениями в течении конденсата, что подтверждают результаты визуального наблюдения.

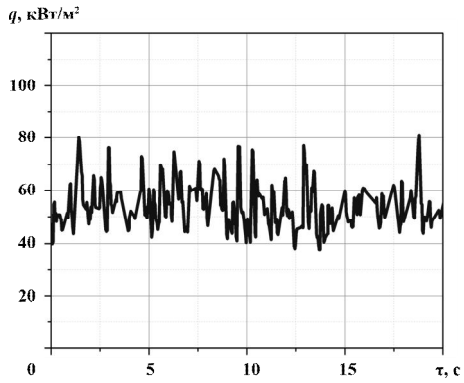


Рис. 2. Временная теплограмма, построенная по показаниям ГДТП

Измерения плотности теплового потока по окружности горизонтальной трубы выполнены в диапазоне φ = 0–180° с шагом в 15° (рис. 3). Для обобщения результатов на графике представлена относительная плотность теплового потока: при повороте трубы на угол φ значение местной плотности теплового потока $q(\varphi)$ относилось к значению, полученному на верхней образующей трубы $q(0)$. Результаты свидетельствуют о развитии застойной зоны в диапазоне φ = 150–180°, что объясняется скоплением конденсата и развитием поддонной зоны в нижней части горизонтальной трубы.

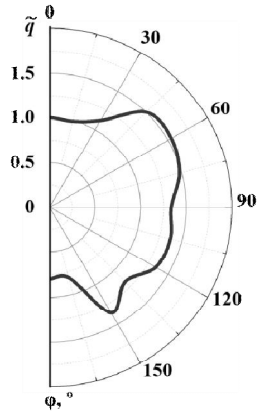


Рис. 3. Распределение относительной плотности теплового потока по наружной поверхности горизонтальной трубы при конденсации

Оценка неопределенности измерений выполнена согласно ГОСТ 34100.1-2017/ISO/IEC Guide 98-1: 2009 «Неопределённость измерения». Относительная стандартная неопределенность измерения плотности теплового потока с помощью ГДТП составила 5,2%.

Результаты эксперимента подтверждают применимость градиентной теплометрии к изучению теплообмена при конденсации. Эксперименты показали, что для повышения информативности предлагаемого подхода необходимо разработать комплексную методику, сочетающую возможности градиентной теплометрии, термометрии и визуализации течения. Перспективно применение ГДТП в промышленном эксперименте при создании

и совершенствовании конструкций теплообменных аппаратов и конденсаторов. Монтаж ГДТП на теплообменной поверхности позволит измерять тепловые потоки при различных режимах течения конденсата и конфигурациях теплообменных поверхностей.

Литература

1. Рыженков О. В. Повышение энергоэффективности паротурбинных установок ТЭС посредством интенсификации теплообменных процессов при конденсации пара: автореф. дис. … канд. тех. наук: 05.14.14. М., 2016.

2. Lee Y.-G., Jang Y.-J., Choi D.-J. An experimental study of air–steam condensation on the exterior surface of a vertical tube under natural convection conditions // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. Vol. 104. P. 1034–104.

3. Fan G., Tong P., Sun Z., Chen Y. Development of a new empirical correlation for steam condensation rates in the presence of airoutside vertical smooth tube // Ann. Nucl. Energy. 2018. Vol. 113. P. 139–146

4. Kim J. W., Lee Y. G., Ahn H. K., Park G. C. Condensation heat transfer characteristic in the presence of noncondensable gas on natural convection at high pressure // Nucl. Eng. Des. 2009. Vol. 239. P. 688–698.

5. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Yu., Mityakov A. V. Heatmetry. The Science and Practice of Heat Flux Measurement. Springer Nature Switzerland AG, 2020.

УДК 536.461

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

А. И. Карпов, Г. Морар, А. А. Шаклеин

Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН, г. Ижевск, Россия

На основе сопряженной постановки, в которой одновременно решаются уравнения сохранения энергии, количества движения и массы реагирующих компонентов как для газовой фазы, так и для горючего материала, рассмотрено взаимодействие реакций газофазного горения и термического разложения материала, тепловой баланс между которыми определяет автомодельный режим распространения пламени. Разработан алгоритм расчета параметров распространения турбулентного диффузионного пламени по поверхности полимерного горючего материала, основанный на комбинированном подходе, сочетающем расчет характеристик ламинарного пламени у поверхности горения материала и турбулентного горения в факеле пламени с сопряжением решений на границе, значение которой определяется отсутствием турбулентных пульсаций у поверхности горения, в пристеночной области обосновано решение задачи в ламинарной постановке. Проведенные численные исследования распространения пламени по поверхности полиметилметакрилата показали хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных.

Ключевые слова: *распространение пламени, сопряженный теплообмен, горение полимерных материалов, течение реагирующих газов, моделирование турбулентности, диффузионное горение, вычислительный алгоритм.*

Распространение диффузионного пламени по поверхности "обычного" (не содержащего в своем составе, в отличие от высокоэнергетических топлив, окисляющего реагента) твердого горючего материала является основополагающим локальным процессом, определяющим фундаментальные закономерности развития крупномасштабных явлений – собственно, пожаров. На основе оригинальных работ [1–3] сформировались основные составляющие современного подхода к математическому моделированию данного процесса: эллиптическая формулировка уравнений сохранения в частных производных как для газовой, так и для конденсированной фазы; уравнения химической кинетики для реакций с конечной скоростью для газофазного горения и пиролиза твердого горючего материала; расчет (при необходимости) радиационного теплопереноса и, что представляется наиболее существенным, сопряженная постановка теплообмена, обеспечивающая непосредственное взаимодействие тепловых эффектов реакций газофазного горения и термического разложения твердого горючего, что в целом определяет результирующий автомодельный режим распространения пламени.

В дальнейших исследованиях, развивающих данный подход (отметим ряд работ различных групп авторов [4–10]), приведены результаты численного моделирования рассматриваемого процесса, показавшие, что основные принятые допущения (ламинарный режим течения, двухмерная постановка задачи и использование одноступенчатых макрореакций газофазного горения и пиролиза твердого горючего) дают вполне хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных по скорости распространения пламени и массовой скорости регрессии горючего материала – макроскопических параметров, характеризующий результирующий эффект совокупности взаимодействующих физико-химических процессов. Тем не менее дальнейшее развитие современных подходов к решению рассматриваемой задачи требует совершенствования математических моделей и учета в анализе более сложных факторов, главным из которых полагаем турбулентный перенос. В экспериментальных исследованиях [11] установлено, что при распространении пламени по поверхности ПММА в модельных условиях крупномасштабные турбулентные пульсации проявляются на расстоя-

нии порядка 10 мм вниз по потоку от кромки пламени. Отметим, что данные пульсации являются именно крупномасштабными, что исключает применение RANS моделей, предполагающих мелкомасштабную изотропную турбулентность.

Реализуемым подходом являются вихреразрешающие модели (LES) в виде их различных модификаций. Поскольку концепция LES моделей предполагает решение трехмерных уравнений переноса, это в значительной мере сокращает возможности вычислительной реализации за более или менее приемлемое время, поскольку разрешение разностной сети у поверхности горючего материала требует значительно более мелкой сетки для корректного вычисления градиентного теплового потока, поступающего от газофазного пламени к поверхности горения твердого горючего материала. Таким образом, разработанный здесь алгоритм решения основан на комбинированном подходе, сочетающем расчет характеристик ламинарного пламени у поверхности горения материала и турбулентного горения в факеле пламени с сопряжением решений на границе, значение которой определяется отсутствием турбулентных пульсаций у поверхности горения. В приповерхностной зоне решаются двухмерные уравнения переноса для ламинарного режима течения [7] на разностной сетке высокого разрешения (шаг сетки на поверхности составляет 0.05 мм), что позволяет достаточно точно вычислить тепловой поток на поверхности горения материала. В факеле пламени решаются трехмерные уравнения, позволяющие применить LES подход для моделирования турбулентного переноса. В данной области используется довольно крупная сетка (с характерным шагом порядка 1 мм), что позволяет провести расчеты за приемлемое время.

Программная реализация алгоритма расчета в турбулентной зоне проводится с использованием пакета с открытым кодом Fire Dynamics Simulator (FDS) [12], являющегося специализированным для решения данных задач и содержащего значительное количество информации по накопленных базам данных по моделям турбулентности, моделям горения, методам разностных аппроксимаций, методам решения систем линейных уравнений и т. д.

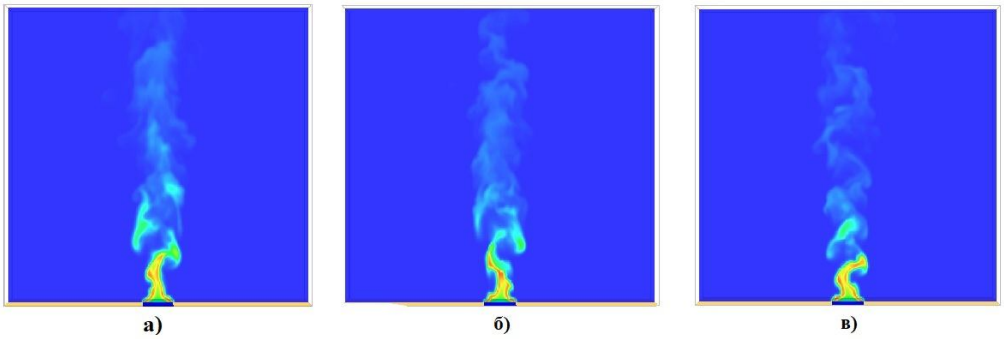


Рис. 1. Рассчитанная структура пламени на поверхности ПММА в моменты времени от точки зажигания: а) 32,3с; б) 32,7с; в) 33,0 с

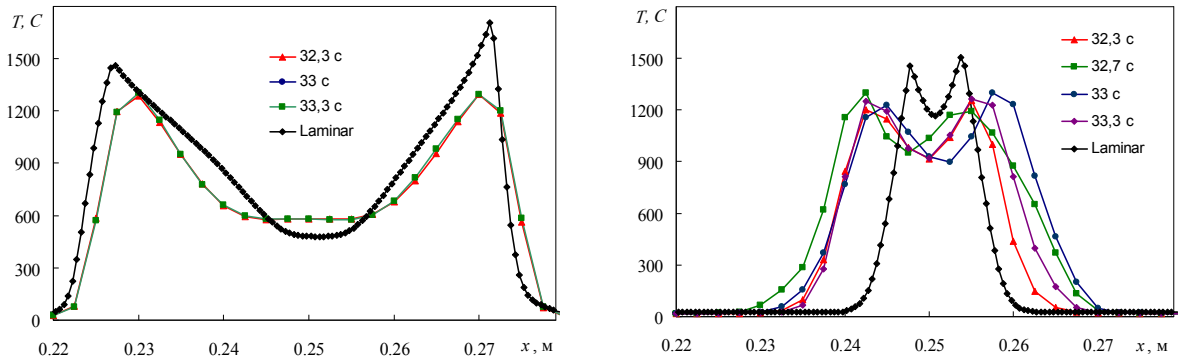


Рис. 2. Распределение температуры в пламени над поверхностью горения в зависимости от расстояния от поверхности горения: слева – 2,5 мм; справа – 2,5 см. Номер кривой для турбулентного пламени соответствует моменту времени от точки зажигания

На рис. 1 представлена структура турбулентного пламени на поверхности ПММА. Отметим, что у поверхности материала формируется зона устойчивого ламинарного течения, детальное количественное описание которой представлено на рис. 2. На расстоянии 2.5 мм от поверхности горения турбулентные пульсации в пламени отсутствуют и данное значение полагается границей сопряжения областей ламинарного и турбулентного режимов.

Литература

1. Frey A. E. and T'ien J. S. A theory of flame spread over a solid fuel including finite-rate chemical kinetics // Combustion and Flame. 1979. Vol. 36. P. 263–289.

2. Mao C.-P., Kodama H. and Fernandez-Pello A.C. Convective structure of a diffusion flame over a flat combustible surface // Combustion and Flame. 1984. Vol. 57. P. 209–236.

3. Bhattacharjee S., Altenkirch R. A., Srikantaiah N. and Vedha-Nayagam M. A theoretical description of flame spreading over solid combustibles in a quiescent, environment at zero gravity // Combustion Science and Technology. 1990. Vol. 69. P. 1–15.

4. Wu K. K., Fan W. F., Chen C. H., Liou T. M. and Pan I. J. Downward flame spread over a thick PMMA slab in an opposed flow environment: experiment and modeling // Combustion and Flame. 2003. Vol. 132. P. 697–707.

5. Long Y. and Wichman I.S. Theoretical and numerical analysis of a spreading opposed-flow diffusion flame // Proceedings of Royal Society A. 2009. Vol. 465. P. 3209–3238.

6. Malhotra V., Kumar C. and Kumar A. Opposed flow flame spread over an array of thin solid fuel sheets in a microgravity environment // Combustion Theory and Modelling. 2013. Vol. 17. P. 835–857.

7. Karpov A. I., Korobeinichev O. P., Shaklein A. A., Bolkisev A. A., Kumar A. and Shmakov A. G. Numerical study of horizontal flame spread over PMMA surface in still air // Applied Thermal Engineering. 2018. Vol. 144. P. 937–944.

8. Funashima K., Masuyama A., Kuwana K. and Kushida G. Opposed-flow flame spread in a narrow channel: Prediction of flame spread velocity // Proceed. of the Combustion Institute. 2019. Vol. 37 (3). P. 3757–3765.

9. Yang X., Wei Z., Zhang Z. and Zhang J. Study of the effect of DC high-voltage electric fields on the regression rate of PMMA // Acta Astronautica. 2019. Vol. 165. P. 117–128.

10. Luo S., Zhao Y. and Zhang H. Numerical study on opposed-flow flame spread over discrete fuels – the influence of gap size and opposed-flow velocity // Fuel. 2021. Vol. 283. P. 118862.

11. Korobeinichev O. P, Gonchikzhapov M. B., Tereshchenko A. G., Gerasimov I. E., Shmakov A. G., Paletsky A. A. and Karpov A. I. An experimental study of horizontal flame spread over PMMA surface in still air // Combustion and Flame. 2018. Vol. 188. P. 388–398.

12. McGrattan K., Hostikka S., Floyd J., McDermott R., Vanella M. Fire Dynamics Simulator, Technical Reference Guide, Vol. 1: Mathematical Model, NIST Special Publication 1018-1, Sixth Edition, November 2021.

УДК 662.7

ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ СЕРНИСТОГО БУРОГО УГЛЯ В ОКИСЛИТЕЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

В. М. Кислов, А. Ю. Зайченко, М. В. Цветков, Е. А. Салганский, Ю. Ю. Цветкова, Д. Н. Подлесный

ФИЦ ПХФ и МХ РАН, г. Черноголовка, Россия
vmkislov@icp.ac.ru

Исследовано влияние скорости нагрева, температуры и размера частиц сернистого бурого угля Подмосковного бассейна на выход коксового остатка и его элементный состав. Полученные результаты могут быть полезны при выборе рационального с точки зрения энергетики и экологии пути использования данных углей.

Ключевые слова: *фильтрационное горение, пиролиз, сернистые угли.*

Введение. В настоящее время угли остаются одними из основных источников сырья для энергетики, химической промышленности и металлургии. Содержащаяся в углях сера является вредным компонентом как с точки зрения воздействия на окружающую среду, так и в технологическом отношении. По мере выработки высококачественных углей в оборот все больше вовлекаются угли худшего качества, что негативно влияет на экологическую ситуацию. Решением данной проблемы представляется разработка и внедрение современных экологически чистых угольных технологий.

Цель работы – поиск путей энергетического использования сернистых углей с минимальным ущербом для окружающей среды. Предметом изучения являлось исследование перехода серы в твердые продукты при различных режимах термообработки сернистых бурых углей Подмосковного угольного бассейна различной фракции.

Методика исследований. В качестве объекта исследования был выбран сернистый бурый уголь Подмосковного бассейна – Тульский уголь Кимовского разреза. Данные угли характеризуются преобладанием сульфидной серы: главным образом пирита (FeS_2), а также халькопирита ($CuFeS_2$) и марказита (полисульфид железа, FeS_2). Влажность угля составляла 3%, выход летучих продуктов – 27%, выход кокса – 38%, зольность – 27%.

Минеральная часть золы угля состояла из 46.0% $A1_2O_3$**,** 32.3% SiO_2, 2.1% CaO, 18.8% Fe_2O_3, содержание прочих компонентов в сумме 0.8%.

Эксперименты проводили в муфельной электропечи СКВ 15/12, предназначенной для термообработки веществ в воздушной среде до температуры 1250 ^oC. При быстром пиролизе нагрев осуществлялся в температурном диапазоне от 500 до 1200 ^oC, при постепенном – в диапазоне от комнатной температуры до 1200 ^oC. Навески угля помещали в кварцевые кюветы и ставили в печь. Масса навесок составляла 25.0 г. Используемые частицы угля имели средний размер 1.5, 2.5 и 5.0 мм. При быстром нагреве навеску угля помещали в печь, разогретую до заданной температуры, и держали в печи в течение 15 с. При постепенном нагреве образцы одновременно размещали внутри печи на восьми кварцевых кюветах, после чего включали печь. По достижении заданной температуры один из образцов вынимали из печи. Образец остужали, взвешивали и отдавали на элементный анализ.

Результаты и их обсуждение. Быстрый нагрев характеризуется малой потерей массы, размер частиц угля не влиял на характеристики его пиролиза. При 500 ^oC за 15 с идет только сушка, которая заканчивается при 600 ^oC (масса образца составляла 97% от исходного). При этой температуре уголь темнеет, и начинается воспламенение отдельных частиц. Начиная с температуры 700 ^oC, пиролиз и окисление угля начинают идти активнее. Выход твердого

остатка при температуре 700 °С составляет ~91%, а при 1100 и 1200 °С – 79 и 76% соответственно.

Элементный состав исходного Тульского угля и образующегося при его быстром нагреве твердого вещества приведен в таблице. Видно, что содержание углерода в данном диапазоне температур практически не меняется, содержание водорода и кислорода изменяется более заметно, что, по-видимому, связано с образованием воды. Концентрация серы в твердом остатке несколько увеличивается, но пересчет показывает, что при данных условиях практически вся сера, содержавшаяся в исходном угле, остается в твердом остатке. Содержание золы увеличивается пропорционально снижению массы твердого остатка.

Элементный состав исходного угля и твердого остатка, образующегося при быстром нагреве, мас. %

Температура, °С	C	H	O (по разн.)	N	S	Ash	Выход твердого остатка
20 (исходный)	42.62	3.82	23.13	0.78	2.70	26.95	100
1100	42.33	3.04	16.27	0.84	3.51	34.01	79
1200	41.67	2.49	15.80	0.89	3.80	35.35	76

Постепенный нагрев. Температурный режим нагрева образцов (кривая 1) и соответствующая ему величина твердого остатка угля (кривая 2) приведены на рис. 1. Как и при быстром пиролизе, при постепенном нагреве размер частиц не влиял на относительное изменение массы образца.

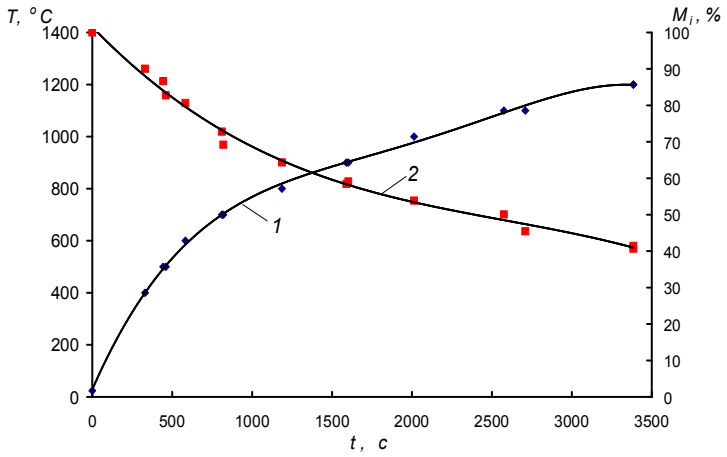


Рис. 1. Температурный режим нагрева и соответствующее ему изменение относительной массы твердого остатка угля: *1* – изменение температуры в печи во времени, *2* – изменение относительной массы исходного образца (M_i)

При постепенном нагреве ощутимое термическое разложение угля начинается при достижении температуры 300 °С, а при 350 °С уже наблюдается заметное выделение летучих веществ. В диапазоне температур от 500 до 900 °С преимущественно идет пиролиз угля с постепенно снижающейся скоростью разложения. В результате постепенного нагрева до 900 °С содержание в твердом остатке углерода (по сравнению с исходным) снизилось примерно на треть, азота – в 2 раза, а водорода и кислорода – в 7–10 раз (рис. 2). Содержание серы в твердом остатке уменьшилось примерно на 40%.

В интервале температур 1000–1200 °С идет окисление коксового остатка. Постоянная при высоких температурах скорость окисления твердого остатка (примерно 12 мг/с) говорит о том, что при этих температурах лимитирующей стадией является подвод окислителя. В основном происходит окисление углерода, содержание других элементов в твердом остатке (за исключением содержащегося в малых количествах азота) меняется относительно мало, в частности, содержание серы (от исходного) снижается примерно с 60 до 50% (рис. 2).

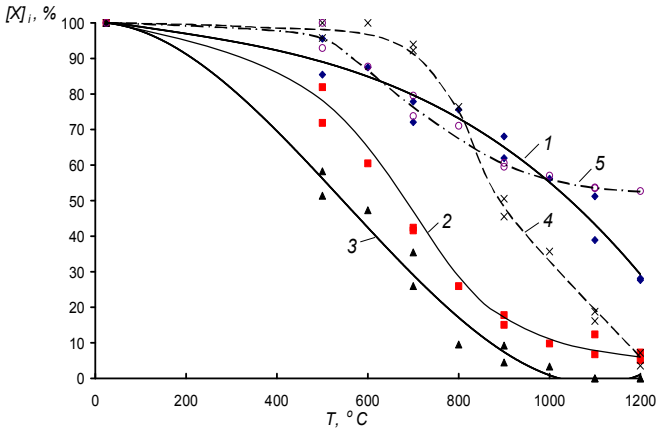


Рис. 2. Относительное изменение доли углерода (*1*), водорода (*2*), кислорода (*3*), азота (*4*) и серы (*5*) при оксипиролизе бурого угля

Заключение. Эксперименты показали, что при быстром пиролизе Тульского угля в основном происходят процессы дегидратации и карбонизации. Содержащаяся в угле сера практически полностью остается в твердом остатке.

При постепенном нагреве от 300 до 900 °С преимущественно идут процессы пиролиза, сопровождающиеся интенсивным выделением летучих веществ. При температуре 900 °С процесс карбонизации практически полностью завершается. В диапазоне температур от 900 до 1200 °С преимущественно идет окисление образовавшегося коксового остатка, протекающее с постоянной скоростью. Содержание серы в твердых продуктах сгорания определяется температурой и интенсивностью окисления органической массы угля. Показано, что оптимальным температурным режимом для термической переработки данного угля является интервал 1000–1200 °С. Данный температурный режим горения угля обеспечивает достаточно полное сгорание содержащегося в нем углерода, но не приводит к полному выгоранию находящихся в нем соединений, содержащих серу.

Элементный состав угля и зольного остатка анализировали в АЦКП ФИЦ ПХФ и МХ РАН.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Госзадания № 0089-2019-0018, номер госрегистрации АААА-А19-119-022690098-3.

УДК 662.7

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ КАЛЬЦИЙСОДЕРЖАЩЕГО ПОГЛОТИТЕЛЯ НА СТЕПЕНЬ УЛАВЛИВАНИЯ СЕРЫ ПРИ ФИЛЬТРАЦИОННОМ ГОРЕНИИ

В. М. Кислов, М. В. Салганская, Ю. Ю. Цветкова, Д. Н. Подлесный, Е. А. Салганский

ФИЦ ПХФ и МХ РАН, г. Черноголовка, Россия
vmkislov@icp.ac.ru

Проведено исследование влияния размера частиц сернистого угля и мрамора на степень поглощения серы при их газификации в режиме фильтрационного горения. Показано, что для существенного повышения количества поглощенной серы размер частиц поглотителя необходимо уменьшать в пять и более раз.

Ключевые слова: *фильтрационное горение, сернистые угли, улавливание серы.*

Введение. Наличие в углях серы существенно ограничивает их использование в химической промышленности и энергетике, поэтому весьма актуальной задачей становится поиск экологически чистых способов переработки углей [1, 2]. В современной промышленности эта проблема решается за счет использования различных систем очистки дымовых газов, однако эти способы требует весьма значительных затрат [3, 4]. Основными загрязнителями при этом являются серосодержащие газы, в частности диоксид серы.

Разрабатываемый в ФИЦ ПХФ и МХ РАН способ сжигания топлив в режиме фильтрационного горения позволяет снизить количество загрязнителей в дымовых газах. Рассматриваемый процесс строится по двухстадийной схеме, в которой на первой стадии происходит газификация топлива в плотном слое с образованием горючего газа, а на второй стадии полученный газ сжигается, например, в паровых или водогрейных котлах с получением тепловой и электрической энергии [5–7]. Дополнительным преимуществом такой схемы является возможность добавления кальцийсодержащих сорбентов непосредственно в топливо уже на стадии газификации, что позволяет уже на стадии газификации нейтрализовать серосодержащие газы [8–10]. Образующиеся при этом соли (например, сульфат кальция) остаются в зольном остатке и не наносят вред окружающей среде. [11]. Наши предварительные эксперименты по газификации смесей частиц сернистого бурого угля и мрамора размером 5–7 мм в реакторе с внутренним диаметром 45 мм показали, что добавка в перерабатываемый материал до 50% мрамора позволяет поглотить до 37% содержащейся в угле серы [9].

Целью данной работы являлось изучение влияния размера частиц угля и мрамора на долю поглощенной серы при газификации сернистых бурых углей в режиме фильтрационного горения.

Методика эксперимента. Эксперименты по газификации смесей частиц угля и мрамора проводили в кварцевом реакторе-газификаторе диаметром 45 мм (рис. 1).

В исследованиях использовался сернистый бурый уголь Подмосковного бассейна Кимовского разреза и мрамор (ГОСТ 16426 – 81). Элементный состав угля: C – 42.6%, H – 3.8%, O – 23.1%, N – 0.8%, S – 2.7% и зола – 27.0%. Мрамор состоял из $CaCO_3$ без иных включений. Размер используемых частиц угля и мрамора: 1.5, 2.5, 5.0 и 8.5 мм, содержание угля в смеси составляло 50%.

В качестве окислителя использовали воздух, который подавали через нижний фланец реактора. Воздух также использовали в качестве окислителя для сжигания образующегося продукт-газа в дожигателе (3). Расход воздуха в реактор и дожигатель продукт-газа регулировали с помощью электронных ротаметров (9) и (10).

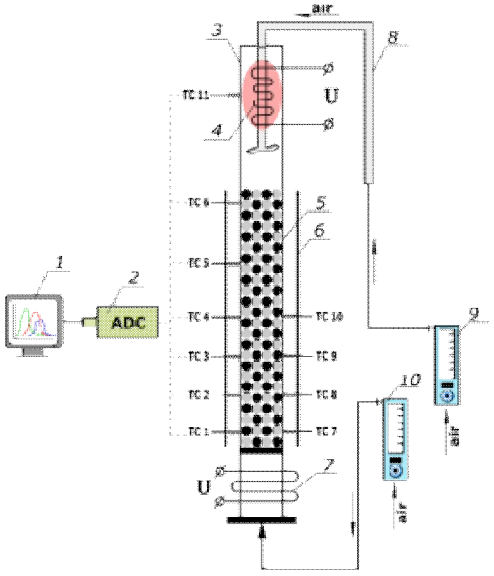


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – PC; 2 – ADC; 3 – дожигатель продукт-газа; 4, 7 – electric coils; 5 – reactor; 6 – heat shield; 8 – воздухопровод дожигателя; 9, 10 – electronic rotameters; thermocouples are denoted as TC1–TC11

В ходе эксперимента с помощью термопар измеряли температуры в шести точках по высоте реактора и проводили отбор проб образующихся газообразных продуктов. После завершения каждого эксперимента твердые продукты сгорания взвешивали и отдавали на анализ.

Элементный анализ угля, жидких продуктов и твердого остатка горения проводили методом сжигания в потоке кислорода. Газообразные продукты анализировали на хроматографе Хроматэк Кристалл-5000.2.

Полученные в результате эксперимента данные использовали также для расчета материального баланса процесса.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Эксперименты показали, что изменение размера частиц существенно влияет на параметры волны горения. С уменьшением размера частиц с 8.5 до 1.5 мм скорость нагрева шихты существенно увеличивалась (рис. 2), а скорость охлаждения заднего фронта волны горения для всех исследуемых размеров частиц была практически одинакова – примерно 0.9–1.0 °C/c. Температура в зоне горения при этом практически не менялась.

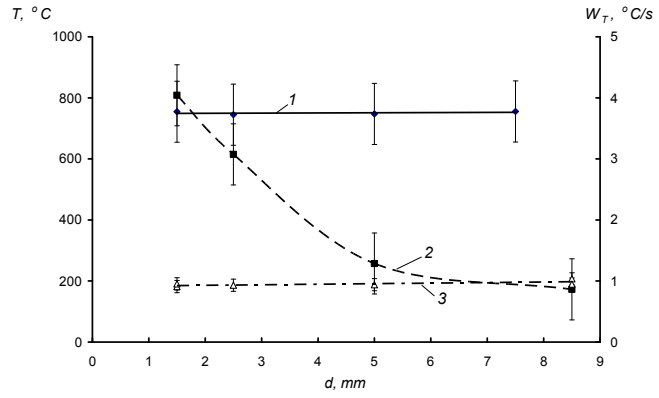


Рис. 2. Зависимость температуры горения (1), скорости нагрева шихты (2) и скорости охлаждения твердых продуктов сгорания (3) в волне горения от размера частиц

Массовая скорость горения с уменьшением размера частиц с 8.5 до 1.5 мм линейно увеличивалась с 0.12 до 0.15 г/с, содержание углерода в твердых продуктах сгорания при этом увеличивалось примерно с 2 до 4 мас.%. Состав газообразных продуктов также менялся (рис. 3): с уменьшением размера частиц существенно увеличивалось содержание водорода (с 2.5 до 4.8%) и окиси углерода (с 11.7 до 17.9%), уменьшалось содержание диоксида углерода (с 20.8 до 14.8%). Содержание метана практически не изменялось и составляло примерно 1%. Теплота сгорания газообразных продуктов при этом увеличивалась с 2.0 до 3.0 МДж/м^3.

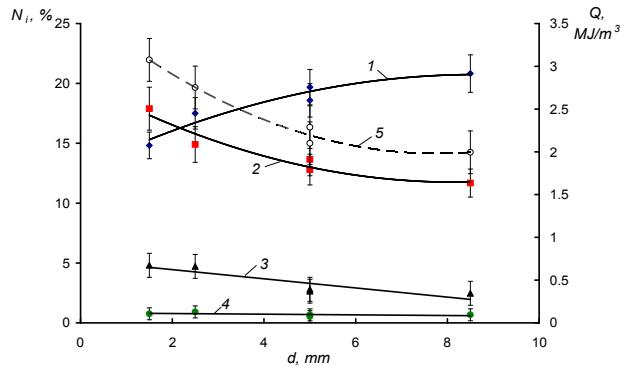


Рис. 3. Зависимость теплоты сгорания и состава газообразных продуктов от размера частиц: 1 – CO_2, 2 – CO, 3 – H_2, 4 – CH_4, 5 – теплота сгорания продукт-газа

Выход смолы менялся мало в диапазоне от 8 до 10% от массы загруженного угля. Элементный состав смолы бурого угля также был примерно одинаков: C = 74.5–75.5%, H = 6.8–8.4%, O = 10.7–13.3%, N = 0.8–1.2%, S = 2.9–4.6%.

Доля серы в твердых продуктах сгорания при уменьшении размера частиц от 8.5 до 2.5 мм росла незначительно (с примерно 36 до 43%), а при фильтрационном горении шихты с размером частиц 1.5 мм увеличивалась примерно до 60% (рис. 4).

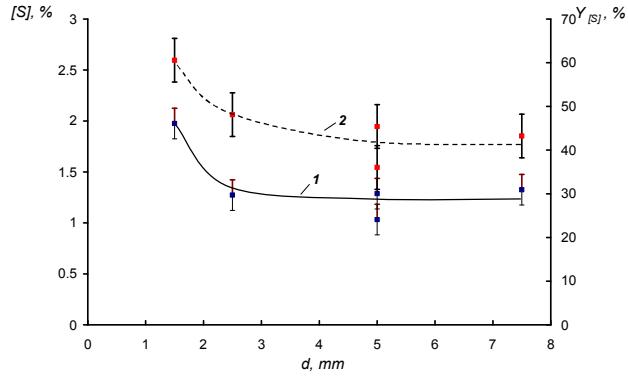


Рис. 4. Зависимости содержания серы в твердых продуктах сгорания [S] (*1*) и доля серы, перешедшей в твердые продукты сгорания $Y_{[S]}$ (*2*) от размера частиц

Таким образом, уменьшение размера частиц при фильтрационном горении приводит к увеличению реакционной поверхности и интенсификации теплообменных процессов, что способствует улучшению энергетических характеристик и увеличению скорости горения, а увеличение удельной поверхности сорбентов – к заметному повышению доли поглощенной серы. Дальнейшее снижение размера частиц нецелесообразно, так как сопряжено со значительным повышением сопротивления фильтрации газового потока внутри пористого слоя и со значительным увеличением выноса потоком газа мелких частиц из слоя топлива.

Заключение. Уменьшение размера частиц приводит к увеличению реакционной поверхности и интенсификации теплообменных процессов, что ведет к росту скорости горения и увеличению в газообразных продуктах содержания горючих компонентов.

Доля поглощенной мрамором серы с уменьшением размера частиц растет, однако для существенного повышения количества поглощенной серы размер частиц необходимо уменьшить в пять и более раз.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Госзадания № 0089-2019-0018, номер госрегистрации АААА-А19-119-022690098-3.

Литература

1. Askarova A., Georgiev A., Bolegenova S., Beketayeva M., Maximov V., Bolegenova S. // Energy. 2022. Vol. 258. P. 124826.

2. Liu Q., Zhong W., Yu A. // Chem Eng. J. 2022. Vol. 450. P. 138401.

3. Meng X. et al. // Fuel Process. Technol. 2010. Vol. 91 (8). P. 964.
4. Wang H. et al. // Chem. Eng. J. 2019. Vol. 378. P. 122155.
5. Toledo M., Arriagada A., Ripoll N., Salgansky E. A., Mujeebu M. A. // Renew. Sust. Energ. Rev. 2023. Vol. 177. P. 113213.
6. Fierro M., Mayne G., Toledo M. // Int. J. Hydrog. Energy. 2023. Vol. 48 (51). P. 19450–19458.
7. Fetsov S. S., Lutsenko N. A. // J. Energy Storage. 2023. Vol. 65. P. 107294.
8. Tsvetkov M. V., Polianczyk E. V., Zaichenko A. Y. // Theor. Found. Chem. Eng. 2018. Vol. 52 (5). P. 837–845.
9. Kislov V. M., Tsvetkova Yu. Yu., Tsvetkov M. V., Pilipenko E. N., Salganskaya M. V. // Russ. J. Phys. Chem. B. 2021. Vol. 15 (4**)**. P. 645–651.
10. Ali A. M., Shahbaz M., Inayat M., Shahzad K., Al-Zahrani A. A., Mahpudz A. B. // Fuel. 2023. Vol. 349. P. 128640.
11. Kislov V. M., Tsvetkova Y. Y., Glazov S. V., Tsvetkov M. V., Pilipenko E. N., Salganskaya M. V. // Russ. J. Phys. Chem. B. 2020. Vol. 14. P. 660–665.

УДК 535.536

О РОЛИ ТЕРМОФОРЕЗА В ПРОЦЕССАХ ПАРОФАЗНОГО СИНТЕЗА ВЫСОКОЧИСТЫХ ВЕЩЕСТВ

В. Л. Колпащиков, А. И. Шнип

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
vlk@hmti.ac.by

Разработана универсальная математическая модель и ее программная реализация для исследования CVD процессов в проточных реакторах с внешним нагревом. Такие реакторы используются для получения высокочистых веществ, наноструктурированных материалов, находящих широкое применение в микроэлектронике и оптике.

В докладе представлено численное моделирование MCVD-процесса (Modified Chemical Vapor Deposition), который применяется при синтезе заготовок для вытяжки оптического волокна и других высокочистых веществ. На основе численных экспериментов подтверждена теоретически обнаруженная ранее новая особенность транспорта образующихся в результате химической реакции наночастиц в проточных реакторах парофазного химического осаждения с внешним нагревом, которая оказывает влияние и на условия образования частиц. Она состоит в том, что в пристеночной области может существовать слой, в котором наночастицы, образующиеся в зоне нагрева на фронте химической реакции, при смещении их под действием термофореза к оси реактора попадают в «тыловую» от фронта зону, а затем сносятся еще непрореагировавшим потоком несущего газа снова на фронт реакции. В этой области фронта конденсация возникающей в результате реакции паровой фазы идет не по механизму гомогенной конденсации (нуклеация и образование наночастиц), а по механизму гетерогенной конденсации на вошедших в зону реакции частицах. В силу этого свойства частиц, образующихся вне и внутри этого слоя (стандарные и нестандартные частицы соответственно), будут существенно различаться.

Результаты численного эксперимента на основе разработанной модели также подтверждают наличие режимов с двумя вышеупомянутыми сценариями образования наночастиц и, соответственно, двух типов частиц. Построенная модель позволяет рассчитать распределение потока частиц по длине стенки реактора и локализацию стандартных и нестандартных частиц. Установлено, что нестандартные частицы локализуются в передней части зоны осаждения и занимают область длиной 4–8 радиусов канала ректора, в то время как общая длина зоны осаждения может достигать 25 радиусов. При этом доля нестандартных частиц в общей массе осажденного вещества может превышать 70%, хотя доля вещества ядра, т. е. частиц, прошедших через тыловую зону фронта реакции, в этой доле составляет около 30%. При неподвижной горелке нестандартные частицы локализованы в передней части зоны осаждения, а в случае подвижной горелки нестандартные частицы, которые осаждаются раньше, окажутся в нижней части осажденного слоя, а нестандартные – в верхней.

Представлены теоретические основы нового метода фокусировки пучка наночастиц в ламинарном газовом потоке, отличающегося от известных методов гидродинамической или аэродинамической фокусировки тем, что он основан на использовании сил термофореза, которые действуют на частицы в несущей среде, если в ней создается поперечный градиент температуры. Построена физико-математическая модель этого процесса и ее численная реализация, на основе которой выполнены расчеты, подтверждающие перспективность метода фокусировки.

УДК 544.454.1:539.219.3

ДИФФУЗИЯ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ В ЦЕПНОЙ МОДЕЛИ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

А. А. Коптелов, Л. К. Астахова, Г. В. Дорогуш, И. О. Жуков, А. А. Рогозина

Федеральный центр двойных технологий «Союз», г. Дзержинский, Россия

Приведено краткое обоснование цепного механизма самовоспламенения (теплового взрыва) энергетических композиционных материалов, содержащих нитроэфирные пластификаторы. Применение модели цепной реакции к расчету времени задержки теплового взрыва τ образцов разных размеров в широком температурном диапазоне приводит к удовлетворительному согласованию с экспериментальными значениями этого параметра. Приведено решение уравнения диффузии активных частиц (носителей цепи) в образце в форме шара с учетом их потерь на границе образца и нейтрализации при взаимодействии со стабилизаторами. Показано, что тепловой взрыв возможен в том случае, когда характерные размеры образца превышают диффузионный критический размер.

Ключевые слова: *энергетический композиционный материал, нитроэфиры, тепловой взрыв, цепная реакция, диффузия.*

Расчет условий самовоспламенения (теплового взрыва) энергетических композиционных материалов (ЭКМ) необходим для обеспечения безопасности технологических процессов их производства, а также хранения, транспортировки и применения. К числу ЭКМ относятся, в частности, твердые ракетные топлива (ТРТ). Одним из наиболее эффективных современных ТРТ является топливо типа NEPE (Nitrate Ester Plasticized PolyEther). Расчетная оценка параметров самовоспламенения топлива NEPE (модельный состав К-1) приведена в работах [1–3]. В качестве связующего в К-1 использован полиэфируретан, пластифицированный смесью нитроэфиров, основным компонентом которой является нитроглицерин (NG), инициирующий воспламенение топлива при повышенных температурах. Параметры теплового взрыва в простейшей постановке (без учета массопереноса, фазовых превращений и др.) определяли путем совместного решения уравнения теплопроводности и уравнения кинетики в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = A\exp\left(-\frac{E}{RT}\right)(1-\alpha)^n[1-j(1-\alpha)]^m\,, \qquad (1)$$

где α – степень разложения, t – время, E – энергия активации, R – газовая постоянная, T – температура, A – предэкспоненциальный множитель, $f(\alpha)$ – «реакционная модель», n, m, j – безразмерные параметры.

В подавляющем большинстве работ считается, что термическое разложение нитроэфиров – это автокаталитический процесс. Нами в качестве кинетической модели в работах [1–3] была принята модель цепной реакции по следующим причинам.

1. Цепные разветвленные реакции могут быть внешне весьма сходны с автокаталитическими. Отличие заключается в том, что ускорение реакции при разветвлении цепей вызвано накоплением активных промежуточных веществ, а не продуктов реакции. Общепринятым является представление, что первичным актом термического разложения нитроэфиров является диссоциация связей O-NO_2. При последующем акте взаимодействия радикала NO_2 (активное промежуточное вещество) с нитроэфиром образуются по крайней мере два таких же радикала [4].

2. Экспериментально установленные особенности самовоспламенения – наличие критических условий и периода индукции не объясняются в рамках простых и автокаталитических реакций.

3. Для развития процесса по механизму цепной реакции предварительный разогрев перед тепловым взрывом не требуется. В экспериментах с образцами, содержащими нитроэфиры, тепловой взрыв реализуется практически без предварительного разогрева [5–7].

4. Критерием адекватности применяемой кинетической модели в данном случае является согласование расчетных и экспериментальных значений периода задержки теплового взрыва τ для каждого характерного размера образцов r_o и температуры T_S. К сожалению, в доступных нам литературных источниках очень мало публикаций, посвященных опытам по тепловому взрыву образцов ТРТ типа NEPE разных размеров. Из имеющихся экспериментальных исследований необходимо отметить работы [5] и [6], в которых время задержки τ определяли на цилиндрических образцах соответственно с диаметрами d = 14–25 мм (высота образцов $h = 2d$) и 20–150 мм ($h = d$) при различных T_S. В наших опытах [2] использованы малогабаритные цилиндрические образцы с $d = h$ = 4 мм. Наилучшее соответствие расчетных и экспериментальных величин τ было получено при использовании кинетического уравнения (1) при $n = 0$, $m = 1$. В этом случае уравнение (1) представляет собой одну из модификаций уравнения цепной реакции. Использование других кинетических моделей (простые реакции, реакции автокатализа) не приводят к удовлетворительному согласованию результатов расчета и экспериментальных данных.

Ни одна физико-химическая модель теплового взрыва не может дать полного совпадения результатов расчета и опыта. Характер отклонений расчетных параметров теплового взрыва от экспериментальных в работе [3] можно объяснить потерями активных частиц-радикалов (АЧ) как за счет их нейтрализации при взаимодействии со стабилизирующими агентами, входящими в состав топлив типа NEPE (ароматические амины, производные мочевины и др.), так и за счет миграции в окружающую среду. Качественный анализ этих явлений проведем на примере решения уравнения диффузии АЧ в образце в форме шара радиусом r_o при постоянной температуре:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial C}{\partial r}\right) + \beta C + w, \qquad (2)$$

где C – концентрация АЧ – носителей цепи, D – коэффициент диффузии, β – разность констант скоростей образования АЧ в цепных реакциях и их нейтрализации при взаимодействии со стабилизаторами (концентрация молекул стабилизатора здесь принята равной единице), w – скорость образования АЧ только в реакциях исходных молекул (скорость зарождения носителей цепи).

При нулевых начальном и граничных условиях решение уравнения (2) имеет вид

$$C = \frac{w}{\beta}\left\{\frac{r_0 \sin(r\sqrt{\beta/D})}{r\sin(r_0\sqrt{\beta/D})} - 1\right\} - 2w\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n r_0 \sin\left(\frac{n\pi r}{r_0}\right)}{n\pi r\left[\beta - \frac{Dn^2\pi^2}{r_0^2}\right]}\exp\left\{\left(\beta - \frac{Dn^2\pi^2}{r_0^2}\right)t\right\}. \qquad (3)$$

Ряд в формуле (3) быстро сходится. Если ограничиться только первым членом ряда, то видно, что при $\beta > D\pi^2/(r_o)^2$ концентрация АЧ со временем возрастает экспоненциально. Отсюда следует известное выражение для оценки диффузионного критического радиуса:

$$r_{cr} = \pi\sqrt{D/\beta}\,. \qquad (4)$$

Если считать, что $r_{cr} \approx 10$ мм, что при 100°C согласуется с данными работы [6] (при этой температуре тепловой взрыв наблюдается только при радиусе образцов более 10 мм), а значение коэффициента диффузии низкомолекулярных газов в топливах типа NEPE при этой

температуре имеет порядок 10^{-9} $м^2с^{-1}$, то по формуле (4) $\beta \approx 10^{-4}$ $с^{-1}$. Дальнейшие количественные оценки возможны при уточнении параметров уравнения (2).

Анализ диффузии АЧ позволяет качественно объяснить наблюдаемые на опыте различия в температурах начала самоускорения термического разложения нитроэфиров (SADT [7]) в образцах без оболочки и в герметичных оболочках, а также кратное увеличение времени задержки теплового взрыва ЭКМ при наличии в герметичных сосудах свободного объема [8]. Наличие оболочки также не полностью гарантирует реализацию теплового взрыва образцов небольших размеров из-за гибели радикалов на стенках. Так, образцы ЭКМ типа NEPE высотой и диаметром 4 мм в наших опытах [2] не воспламенялись в герметичных стальных ячейках при $T < 112$ ^oC при любом времени термостатирования в широком диапазоне параметров теплообмена. Для обеспечения безопасности при назначении условий эксплуатации новых составов ЭКМ, содержащих нитроэфиры, эксперименты по тепловому взрыву необходимо проводить с образцами в герметичной оболочке с минимальным свободным объемом. Размеры образцов должны при этом превышать оценки диффузионного критического размера.

Литература

1. Коптелов А. А., Милёхин Ю. М., Матвеев А. А., Коптелов И. А., Рогозина А. А. Прогнозирование параметров теплового взрыва энергетических материалов по данным термического анализа // Журнал прикладной химии. 2017. Т. 90, вып. 8. С. 1033–1040.

2. Милёхин Ю. М., Коптелов А. А., Коптелов И. А., Рогозина А. А., Шишов Н. И. Тепловой взрыв энергетического композиционного материала, пластифицированного нитроэфирами // Горение и взрыв. 2022. Т. 15, № 3. С. 102–109.

3. Милёхин Ю. М., Коптелов А. А., Астахова Л. К., Рогозина А. А. Самовоспламенение энергетических композиционных материалов, содержащих нитроэфиры: сравнение расчетных и экспериментальных данных // Горение и взрыв. 2023. Т. 16 (в печати).

4. Yan Gu, Silong Yu, Qiong Wang, Jiaojiao Du, and Fangfang Wang. Research on agind behavior and safe storage life prediction of modified double base propellant // High Materials and Processes. 2022. Vol. 41. P. 589–598.

5. Попок В. Н., Ильиных К. Ф. Тепловой взрыв смесевых энергетических материалов на основе различных горючих-связующих и окислителей // Бутлеровские сообщения. 2013. Т. 33, № 3. С. 42–48.

6. Qin Pei-wen, Zhao Xiao-bin, Qin Chao, Cheng Li-guo, Su Jing, Guan Hong-bo. Size effects of thermal safety of NEPE propellant // Chinese J. of Explosives and Propellants. 2016. Vol. 39, No. 1. P. 84–88.

7. Kotoyori T. Critical Temperatures for the Thermal Explosion of Chemicals. Amsterdam: Elsevier, 2005. – 376 p.

8. Enkson W. W., Kaneshige M. J. Pressure and free volume dependence in the cook-off of AP composite propellants // JANNAF 46th CS, 34th EPSS and 28th PSHS Joint Meeting, Albuquerque, NM, Dec. 2014. SANDIA 2014-20085C.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ОБЪЕМНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ИСПАРЕНИИ С МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Н. М. Корценштейн[1,2], А. В. Рудов[3], А. К. Ястребов[2,3]

[1]Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия
[2]Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
[3] Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Результаты численного решения кинетического уравнения Больцмана для интенсивного испарения с межфазной поверхности были использованы для расчета кинетики процесса объемной конденсации вблизи поверхности испарения. Показано, что за время существования пересыщенного состояния, предсказываемого на основе решения без учета конденсации, конденсационный аэрозоль успевает сформироваться. При анализе испарения с межфазной поверхности необходимо учитывать наличие в паре образовавшихся капель и тепловое воздействие конденсации на параметры пара.

Ключевые слова: *интенсивное испарение, кинетическое уравнение Больцмана, объемная конденсация, конденсационный аэрозоль.*

Анализ интенсивного испарения на межфазной поверхности в существенно неравновесных условиях выполнен путем численного решения кинетического уравнения Больцмана (КУБ). Так как при численном решении задачи расчетная область должна быть ограниченной, фактически решалась задача о переконденсации, в которой область, занятая паром, ограничена двумя межфазными поверхностями («горячей» и «холодной»), на одной из которых происходит испарение конденсированной фазы, а на другой – конденсация пара. КУБ решалось в одномерной нестационарной постановке [1]:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\xi_x\frac{\partial f}{\partial x}=J\left(f\right). \tag{1}$$

Здесь f – функция распределения, t – время, x – координата, ξ_x – проекция скорости молекулы на ось x, J – интеграл столкновений. Рассматривалась следующая постановка задачи. Область, занятая паром, ограничена двумя бесконечными плоскими поверхностями, на которых возможны процессы испарения и конденсации. До начала рассматриваемого процесса температуры поверхностей одинаковы и равны заданной величине T_x, пар находится в состоянии насыщения при этой температуре. В начальный момент времени температура «горячей» поверхности мгновенно увеличивается до заданного значения $T_г$ и на этой поверхности начинается испарение. Расчет прекращается после того как вызванное испарением возмущение в паре доходит до «холодной» межфазной поверхности. При решении КУБ использовалась схема расщепления по физическим процессам КУБ [2], для расчета интеграла столкновений – консервативный метод [3].

Расчеты проводились для различных веществ при различных исходных данных. В качестве примера на рис. 1 представлены результаты расчетов для воды при температурах «горячей» и «холодной» поверхности 300, 465 и 273,15 К соответственно. Показаны зависимости давления и температуры от координаты в различные моменты времени в безразмерном виде. Безразмерные параметры определяются следующим образом:

$$T^*=T/T_x,\quad p^*=p/p_s\left(T_x\right),\quad x^*=x/<l_x>,\quad t^*=t\sqrt{RT_x}/<l_x>. \tag{2}$$

Здесь $< l_x >$ – длина свободного пробега молекул пара в состоянии насыщения при температуре «холодной» поверхности. Давление пара в области между «горячей» межфазной поверхностью и фронтом возмущения почти постоянно, за исключением слоя Кнудсена вблизи межфазной поверхности, безразмерная толщина которого близка к 10. Вблизи горячей поверхности температура понижается, что создает условия для пересыщения пара (рис. 2, слева) и его объемной конденсации. Представляется, что учет влияния объемной конденсации на испарение может быть произведен двумя путями: 1) включением в схему расщепления по физическим процессам [2] еще одного процесса – объемной конденсации, что было бы наиболее последовательным; 2) итерационным путем, когда первой итерацией является расчет испарения без учета конденсации, а второй – расчет испарения пара, в котором присутствуют субмикронные капли конденсационного аэрозоля, параметры которых определяются расчетом объемной конденсации на первой итерации. В данной работе представлены результаты первой итерации. Результаты решения задачи переконденсации на основе КУБ были использованы для расчета кинетики объемной конденсации вблизи поверхности испарения (X^* = 5). Была применена процедура решения кинетического уравнения объемной конденсации [4] моментным методом с помощью программы CONDKINET-1 [5] и полученных из решения КУБ временных зависимостей давления и температуры, аппроксимированных полиномами. Полученные результаты представлены на рис. 2 (справа) и на рис. 3.

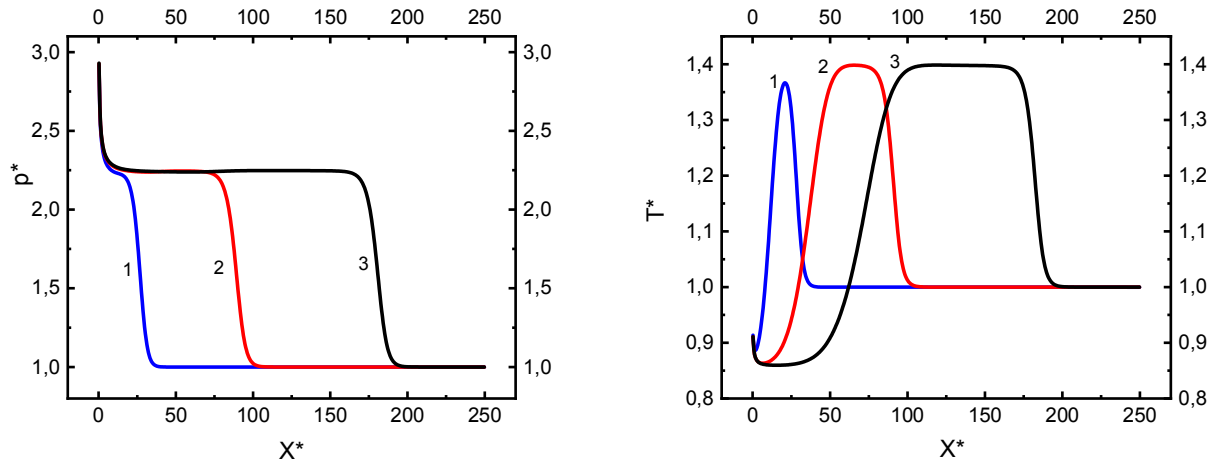


Рис. 1. Зависимости давления и температуры от координаты в различные моменты времени: 1 – t^* = 15; 2 – 50; 3 – 100

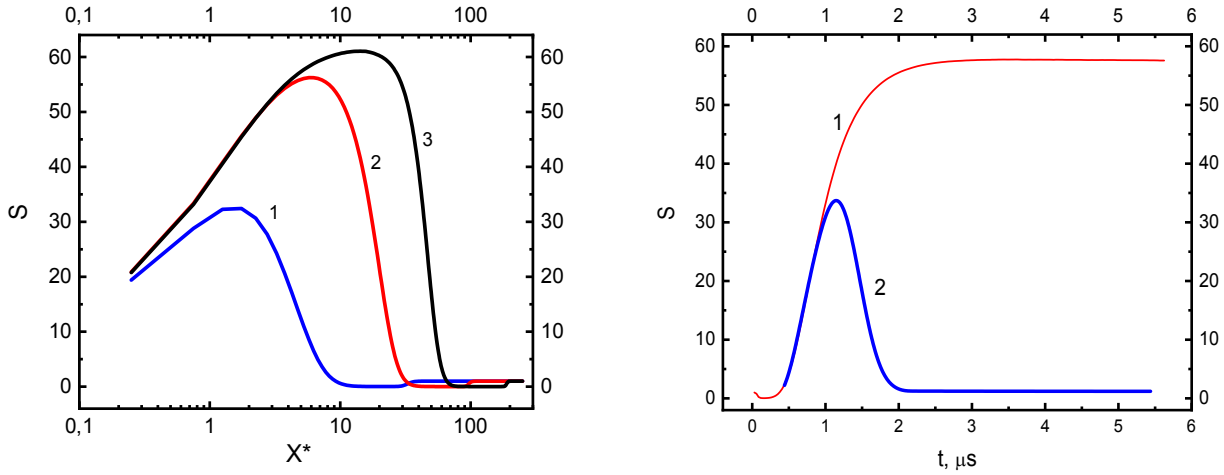


Рис. 2. Зависимости степени пересыщения от координаты в различные моменты времени: 1 – t^* = 15; 2 – 50; 3 – 100 (слева) и степени пересыщения от времени при X* = 5 без учета (1) и с учетом (2) процесса объемной конденсации (справа)

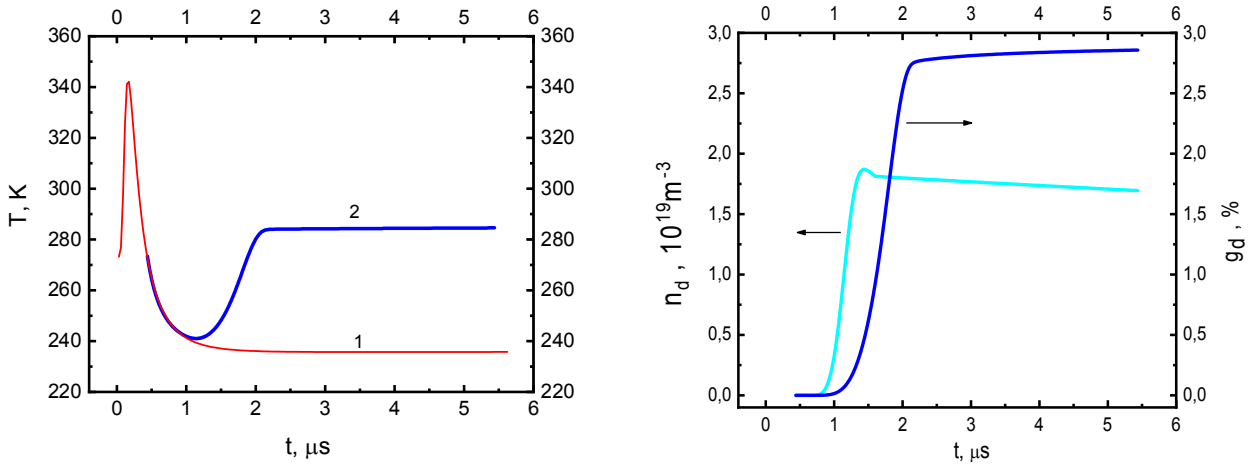


Рис. 3. Зависимости температуры от времени при X^* = 5 без учета (1) и с учетом (2) процесса объемной конденсации(слева) и параметры образовавшегося конденсационного аэрозоля (справа)

Как видно из рис. 2 и 3, за время существования пересыщенного состояния, предсказываемого на основе решения КУБ без учета конденсации, конденсационный аэрозоль успевает сформироваться, в конденсат переходит почти 3% пересыщенного пара. Тепловыделение при конденсации приводит к резкому уменьшению степени пресыщения с прекращением нуклеации и замедлением скорости роста образовавшихся капель.

Из полученных результатов, связанных с процессом конденсации, можно сделать следующие выводы. Несмотря на то что массовая доля образующихся капель не слишком велика, возмущение параметров пара вблизи поверхности весьма существенно. Также достаточно велика концентрация образующихся капель. На второй итерации решения КУБ с учетом процесса объемной конденсации должны быть приняты во внимание как наличие в паре образовавшихся капель, так и тепловое воздействие конденсации на параметры пара.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 22-19-00044.

Обозначения

g_d – массовая доля капель, %; n_d – количество капель в единице объема, м$^{-3}$; p – давление, Па; s – степень пересыщения; t – время, с; T – температура, К; x – координата, м; * – безразмерные параметры.

Литература

1. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967.
2. Аристов В. В., Черемисин Ф. Г. Прямое численное решение кинетического уравнения Больцмана. М.: Вычислительный центр РАН, 1992.
3. Черемисин Ф. Г. Консервативный метод вычисления интеграла столкновений Больцмана // Докл. РАН. 1997. Т. 357, № 1. С. 53–56.
4. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
5. Kortsenshteyn N. M., Gerasimov G. Ya., Petrov L. V., and Shmel’kov Yu. B. A software package for simulating physicochemical processes and properties of working fluids // Thermal Engineering. 2020. Vol. 67. P. 591–603.

УДК 532.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТРУБКИ НА ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ, ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО НЕДОГРЕТОГО КИПЕНИЯ НА ТОРЦЕ ВОЛНОВОДА

В. А. Косяков, Р. В. Фурсенко

Институт теоретической и прикладной механики имени С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Представлены результаты численного моделирования лазерно-индуцированного кипения на конце волновода, размещенного внутри трубки. Изучено влияние трубки на эволюцию парового пузырька и характеристики кумулятивной струи, образующейся в результате его схлопывания. В частности, обнаружено, что в то время как трубки больших радиусов несущественно влияют на скорость кумулятивной струи жидкости, в относительно узких трубках струя может не образовываться. Влияние трубок с умеренным радиусом сводится к уменьшению скорости струи по сравнению со случаем без трубки. Предложено возможное физическое объяснение такого влияния стенок трубки.

Ключевые слова: *лазерно-индуцированное кипение, многофазное течение, cfd, кумулятивная струя.*

Недогретое лазерно-индуцированное кипение жидкости около торца волновода может приводить к образованию кумулятивной струи. Генерация струи происходит следующим образом. Лазерное излучение, подаваемое по волноводу, нагревает жидкость вблизи его торца, что приводит к испарению жидкости и росту парового пузырька. Скорость расширения пузырька диаметром от одного до нескольких калибров волновода зависит от мощности лазера и длины волны. Стадия роста сменяется стадией схлопывания, причина которого объясняется конденсацией пара, связанной с его охлаждением жидкостью, окружающей пузырь. На стадии схлопывания жидкость, притекающая к пузырю, может рассечь его и при соударении на оси симметрии образовать кумулятивную струю, направленную от торца волновода [1] (рис. 1). Такие струи имеют многочисленные практические применения, начиная с отчистки поверхностей [2] и заканчивая микрохирургией [3–5]. Поэтому исследования, связанные с изучением данного явления и возможностью контролировать его скорость, представляют практический и фундаментальный интерес.

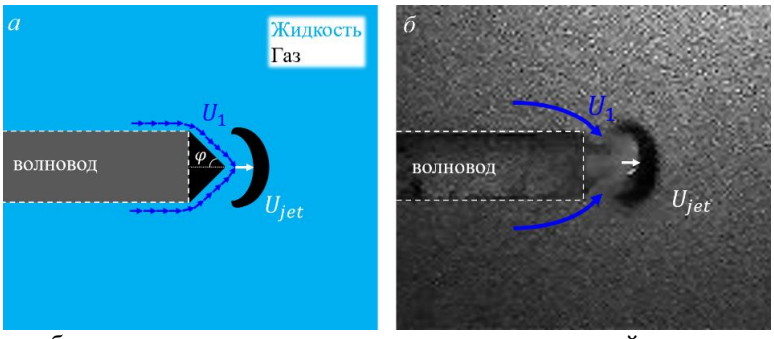


Рис. 1. Механизм образования струи за счет столкновения сходящейся струи жидкости на оси симметрии: *а* – схематическое изображение, *б* – эксперимент

В работе [1] было предположено, что характеристики струи в основном определяются скоростью U_1 и углом φ сходящегося потока жидкости, при этом скорость кумулятивной струи может быть оценена с помощью следующего выражения:

$$U_{\text{jet}} = U_1 \cdot \frac{1+\cos(\varphi)}{\sin(\varphi)}. \qquad (1)$$

Один из возможных способов управления данными струями – добавление твердых стенок рядом с волноводом, примером которой является геометрическая конфигурация с твердой трубкой, внутрь которой помещен волновод.

В настоящей работе исследуется влияние трубки на формирование и скорость кумулятивной струи. Показано, что в узких трубках (R_{tube}/R_{bubble} < 3.25, R_{bubble} – максимальный радиус, которого пузырек, мог бы достичь в неограниченном пространстве) наблюдается отсутствие струи, что на рис. 2 соответствует точкам с нулевой скоростью. Отсутствие струи объясняется повторным расширением пузырька, которое приводит к изменению вектора скорости сходящегося потока жидкости. Таким образом, поток жидкости не сталкивается на оси симметрии, что является необходимым условием для формирования кумулятивной струи.

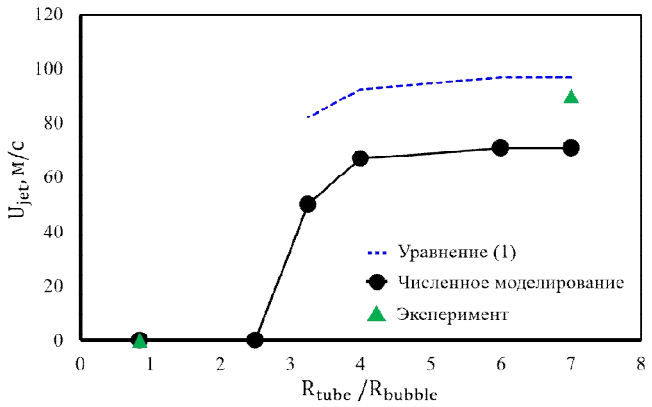


Рис. 2. Зависимость скорости струи U_{jet} от безразмерного радиуса трубки R_{tube}/R_{bubble}

На рис. 3 показана скорость движения поверхности пузыря на оси симметрии в узкой трубке (R_{tube}/R_{bubble} = 0.85). Стадия роста пузыря соответствует положительным значениям скорости, стадия схлопывания – отрицательным. На стадии схлопывания в узкой трубке вместо формирования струи происходит выгибание поверхности пузырька на оси симметрии в сторону торца волновода. Конусовидная поверхность натекает на торец и при соударении с ним пузырь разрушается, что на графике (см. рис. 3) соответствует резкому изменению скорости. Сравнение результатов численного моделирования и эксперимента демонстрирует хорошее качественное и количественное согласие (см. рис. 3). Скорость движения поверхности пузыря в численном моделировании отличается от скорости в эксперименте в среднем на 15%.

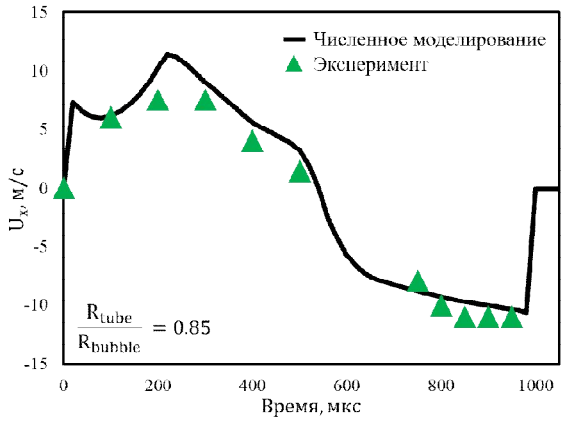


Рис. 3. Зависимости скорости поверхности пузыря U_x на оси симметрии от времени

В трубках большого радиуса (R_{tube}/R_{bubble} > 4) скорость струи практически не зависит от наличия трубки и ее влиянием можно пренебречь (см. рис. 2). Данный факт подтверждается теоретическим предположением [1], показанным на рисунке штриховой линией. Значения U_1 и φ в формуле (1) были взяты из численного моделирования. Для трубок большого и среднего радиусов данная оценка хорошо согласуется с численными результатами. Для узких

трубок ($R_{tube}/R_{bubble} < 3.25$) уравнение (1) дает конечные значения скорости струи, тогда как численное моделирование и эксперимент указывают на невозможность образования струи. Это расхождение обусловлено теоретическим предположением о том, что паровой пузырек достаточно велик, чтобы сходящаяся струя, прорезавшая пузырек, сталкивалась на оси симметрии.

В переходном случае, т. е. для трубок среднего размера ($3.25 \leq R_{tube}/R_{bubble} \leq 4$), повторное расширение пузырька приводит к тому, что струя формируется с меньшей скоростью (см. рис. 2), чем если бы она генерировалась в широкой трубке.

Поскольку повторное расширение возможно численно промоделировать только в рамках сжимаемой модели, адекватное описание эволюции пузырька в узких трубках требует учета сжимаемости газа, тогда как для средних и широких трубок может быть описана в рамках моделей несжимаемого газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 22-19-00189).

Литература

1. Chudnovskii V., Levin A., Yusupov V., Guzev M., Chernov A. The formation of a cumulative jet during the collapse of a vapor bubble in a subcooled liquid formed as a result of laser heating // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. Vol. 150. P. 119286.

2. Chahine G. L., Kapahi A., Choi J. K., Hsiao C. T. Modeling of surface cleaning by cavitation bubble dynamics and collapse // Ultrasonics Sonochemistry. 2016. Vol. 29. P. 528–549.

3. Vogel A., Hentschel W., Holzfuss J., Lauterborn W. Cavitation bubble dynamics and acoustic transient generation in ocular surgery with pulsed neodymium:yag lasers // Ophthalmology. 1986. Vol. 93, No. 10. P. 1259–1269.

4. Chudnovskii V. M., Yusupov V. I., Dydykin A. V., Nevozhai V. I., Kisilev A. Y., Zhukov S. A. and Bagratashvili V. N. Laser induced boiling of biological liquids in medical technologies // Quantum Electronics. 2017. Vol. 47, No. 4. P. 361–370.

5. Yusupov V. I., Chudnovskii V. M. The origin of loud claps during endovenous laser treatments // J. of the Acoustical 27 Society of America. 2023. Vol. 153, No. 3. P. 1525–1533.

УДК 536.2

НОВЫЕ ПОДХОДЫ К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ БРАТУ

В. А. Кот

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, valery.kot@hmti.ac.by

Работа посвящена приближенному решению задачи Брату, которая используется в теории теплового горения, в моделях химических реакций и т. д. Для ее решения предложены три новых комбинированных подхода, которые показали существенное превосходство по сравнению с известными приближенными методами.

Ключевые слова: *задача Брату, нелинейные уравнения, тепловой взрыв.*

Настоящая работа посвящена нахождению приближенного решения классической нелинейной задачи Брату [1]. Задача Брату применима в разных приложениях, например, в виде модели расширения Вселенной Чандрасекара, модели воспламенения твердого топлива в теории теплового горения и воспламенения, модели тепловых реакций, теории химических реакций, отдельных приложений нанотехнологии, физика плазмы и т. д. [2]. Что касается так называемого теплового взрыва, то его всестороннее изучение восходит к работе Д. А. Франк-Каменецкого [3] и его многим последователям.

Задачи стационарной теории теплового взрыва [3] приводят к уравнению

$$\Delta\theta + \lambda \exp\left(\frac{\theta}{1+\in\theta}\right) = 0,$$
$$\theta = \frac{(T-T_0)E}{RT_0^2}, \qquad \gamma = \frac{QL^2}{kRT_0^2} E A \exp\left[-E/(RT_0)\right], \qquad \in = \frac{T_0 R}{E}. \tag{1}$$

Здесь Δ – оператор Лапласа, θ – безразмерная температура, λ – параметр Франк-Каменецкого, E – энергия активации, T – абсолютная температура, T_0 – температура среды, R – универсальная газовая постоянная, k – коэффициент теплопроводности, Q – тепловой эффект реакции на единицу объема, A – предэкспоненциальный множитель в выражении для скорости реакции. Для одномерного случая, если пренебречь величиной $\in$ и допустить протекание интенсивного теплоотвода с поверхности, приходим к задаче

$$u''(x) + \lambda e^{u(x)} = 0, \tag{2}$$

$$u(0) = 0, \qquad u(1) = 0. \tag{3}$$

Запишем точное ее решение:

$$u^*(x) = 2\ln\left[\frac{\cosh\alpha}{\cosh\left(\alpha(1-2x)\right)}\right], \tag{4}$$

где α – решение трансцендентного уравнения $\cosh\alpha = 4/\sqrt{2\lambda}\,\alpha$. Задача Брату (2), (3) имеет одно решение при $\lambda = \lambda_c = 3.513830719$ (точка ветвления). У данной задачи имеется два решения при $\lambda < \lambda_c$ и нет решений при $\lambda > \lambda_c$. Из (4) получаем максимальное значение

$$u_{\max} = u(1/2) = 2\ln\left(\cosh\alpha\right) = 2\ln\left(4\alpha/\sqrt{2\lambda}\right). \tag{5}$$

Приближенное решение задачи (2), (3) с аппроксимациями высокой точности вызывает известные затруднения. Многие авторы решали данное уравнение, используя различные подходы [4–8]. Опишем искомое решение полиномом

$$u(x)=\sum_{k=1}^{m} a_k x^k (1-x)^k \,, \tag{6}$$

который автоматически удовлетворяет граничным условиям (3). Проведя последовательное дифференцирование уравнения (2) с учетом $u'(½)=0$ и обозначив $u(½)=a$, получаем ряд

$$\begin{gathered} u(½)=a,\quad u'(½)=0,\quad u''(½)=-\lambda \mathrm{e}^{a},\quad u'''(½)=0,\quad u^{(4)}(½)=\lambda^2 \mathrm{e}^{2a},\quad u^{(5)}(½)=0, \\ u^{(6)}(½)=-4\lambda^3 \mathrm{e}^{3a},\quad u^{(7)}(½)=0,\quad u^{(8)}=34\lambda^4\,\mathrm{e}^{4a},\quad u^{(9)}(½)=0,\quad u^{(10)}=-496\lambda^5 \mathrm{e}^{5a},\quad \ldots. \end{gathered} \tag{7}$$

Отметим, что полином (6) автоматически удовлетворяет входящим в (7) условиям

$$u'(½)=0,\quad u'''(½)=0,\quad u^{(5)}(½)=0,\quad u^{(7)}(½)=0,\quad u^{(9)}(½)=0,\quad \ldots. \tag{8}$$

Вариант 1. Умножим уравнение (2) на производную $u'(x)$ и проинтегрируем по области $x=\left[0,½\right]$. С учетом $u(0)=0$ и $u'(½)=0$ приходим к соотношению

$$u'(0)^2=\ \lambda\left(\mathrm{e}^{u(½)}-1\right)\ \rightarrow\ u'(0)=\sqrt{2\lambda\left(\mathrm{e}^{u(½)}-1\right)}\ \rightarrow\ a_1=\sqrt{2\lambda\left(\mathrm{e}^{a}-1\right)}. \tag{9}$$

Опишем функцию $u(x)$ полиномом (5) при $m=4$. Из первых четырех нечетных соотношений (7) находим коэффициенты $a_1(a)$, $a_2(a)$, $a_3(a)$ и $a_4(a)$. Далее, применив (9), получаем трансцендентное уравнение

$$16a+\frac{\lambda}{48}\mathrm{e}^{a}-\frac{\lambda^2}{2880}\mathrm{e}^{2a}-\frac{3}{2}=\sqrt{2\left(\mathrm{e}^{a}-1\right)\lambda}\,, \tag{10}$$

имеющее при $\lambda=1$ минимальный положительный корень $a=0.1405393$. Отсюда находим

$$\begin{gathered} u(x)=0.5493529\left(1-x\right)x+0.049361607\left(1-x\right)^2x^2+ \\ +0.0070730934\left(1-x\right)^3x^3+0.0013959394\left(1-x\right)^4x^4. \end{gathered} \tag{11}$$

Вариант 2. Умножим дифференциальное уравнение на x и проинтегрируем по области $x=\left[0,½\right]$. Осуществив интегрирование по частям с учетом (), $u'(½)=0$, $u(½)=a$, получаем

$$\int_0^{1/2}\exp\left[u(x)\right]x\,dx=a\,. \tag{12}$$

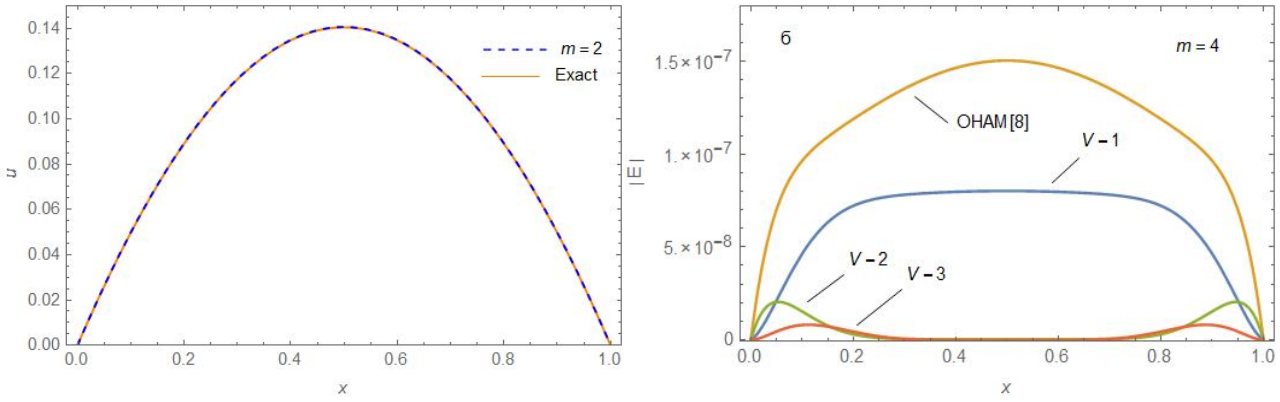
Соотношение (12) можно представить как дополнительное интегральное условие. Подстановка в него (6) с рассчитанными на основании (7) коэффициентами $\left\{a_k(a)\right\}_{k=1}^{m}$ приводит к определяющему трансцендентному уравнению относительно параметра a. В частности, при $m=4$ и $\lambda=1$ численное интегрирование (12) (Mathematica) дает значение $a=0.140539214$ с решением в виде полинома (6) с коэффициентами

$$a_1=0.549351744,\quad a_2=0.049368261,\quad a_3=0.00705532688,\quad a_4=0.00141370388\,. \tag{13}$$

Вариант 3. Данный вариант является своеобразным «синтезом» рассмотренных выше двух вариантов, поскольку одновременно учитывает как дифференциальные соотношения (7), так и оба соотношения (9) и (12). В частности, для определения четырех коэффициентов $\{a_k(a)\}_{k=1}^4$ полинома (6) применим первое, третье и пятое соотношения из (7), а также дополнительное граничное условие $u'(0)=\sqrt{2\lambda(\mathrm{e}^a-1)}$. Для (6) ($m=4$) с коэффициентами $\{a_k(a)\}_{k=1}^4$ применим соотношение (12). Произведя его численное интегрирование, находим $a=0.14053921413001$ с окончательным решением (6) с коэффициентами

$$a_1=0.549351744219,\quad a_2=0.0493682610,\quad a_3=0.00705532688,\quad a_4=0.00141370388. \quad (14)$$

Численный анализ приближенных решений и абсолютных отклонений $E=|u-u_{\mathrm{ex}}|$ указывает на гораздо более высокую аппроксимационную точность предложенного подхода по сравнению с известными приближенными методами, в том числе OHAM [8] (рисунок).



а *б*

Температурные профили для точного и приближенного (V-1) решений (*а*) и графики абсолютного отклонения (*б*)

Литература

1. Bratu G. Sur les equations integrales non lineaires // Bull. Soc. Math. France. 1914. Vol. 42. P. 113–142.

2. Kenkatesh S. G., Ayyaswany S. K., Balachandar S. R. The Legendre wavelet method for solving initial value problem of Bratu-type // Comput. Math. Appl. 2012. Vol. 63. P. 1287–1295.

3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.

4. Wazwaz A. M. Adomian decomposition method for a reliable treatment of the Bratu type equations // Appl. Math. Comput. 2005. Vol. 166. P. 652–663.

5. Boyd J. One-point pseudospectral collocation for the one-dimensional Bratu equation // Appl. Math. Comput. 2010. Vol. 217. P. 5553–5565.

6. Jalilian R. Non-polynomial spline method for solving Bratu's problem // Comput. Phys. Commun. 2010. Vol. 181. P. 1868–1872.

7. Caglar H. et al. B-spline method for solving Bratu's problem // Int. J. Comput. Math. 2010. Vol. 87. P. 1885–1891.

8. Marinca V., Herisanu N. The Optomal Homotopy Asymtotic Method: Engineering Applications. Springer Int. Publ., 2015.

9. Hassan I. H. A. H., Erturk V. S. Applying differential transformation method to the one-dimensional planar Bratu problem // Int. J. Contemp. Math. Sci. 2007. Vol. 2. P. 1493–1504.

УДК 536.2

ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ЛИУВИЛЛЯ–БРАТУ–ГЕЛЬФАНДА: КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ

В. А. Кот

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, valery.kot@hmti.ac.by

Работа посвящена приближенному решению цилиндрической задачи Лиувилля–Брату–Гельфанда, используемой в теории теплового горения, в моделях химических реакций и т. д. Новый подход основан на двухточечном разложении функции с дополнительным интегральным соотношением. Метод продемонстрировал хорошие аппроксимационные свойства и высокую скорость сходимости решений.

Ключевые слова: *цилиндрическая задача Лиувилля–Брату–Гельфанда, нелинейные уравнения, комбинированный метод, интегральные соотношения, тепловой взрыв.*

Настоящая работа посвящена нахождению приближенного решения цилиндрической задачи Лиувилля–Брату–Гельфанда, которая, в свою очередь, является частной краевой задачей классической нелинейной задачи Брату [1]. Задача Лиувилля–Брату–Гельфанда связана с поиском положительных решений уравнения

$$\begin{aligned} &\Delta u + \lambda\, \mathrm{e}^{u} = 0, \quad x \in \Omega \\ &u = 0, \quad x \in \partial\Omega, \end{aligned} \tag{1}$$

где Δ – оператор Лапласа, λ – положительный параметр, Ω – ограниченная область в R^N, причем N – положительный дискретный параметр, который может также изменяться непрерывно. Уравнение (1) известно, в большей мере, как модель воспламенения твердого топлива. В общей постановке данное уравнение является трудно решаемыми. Поскольку все решения уравнения (1) радиально симметричны [1], то уравнение (1) эквивалентно краевой задаче для обыкновенного дифференциального уравнения [2]

$$u'' + \frac{N-1}{r}u' + \lambda u = 0, \quad r \in (0,1], \quad u'(0) = u(1) = 0, \tag{2}$$

где $u(r) = u(|x|)$, а штрих означает дифференцирование по r.

При $N = 1$ приходим к задаче, проанализированной Лиувиллем [3]. Данная задача Брату имеет одно решение при $\lambda = \lambda_c = 3.513830719$, два решения при $\lambda < \lambda_c$ и не имеет решений при $\lambda > \lambda_c$. Для $N = 2$ существуют два решения при $0 < \lambda < \lambda_c = 2$ и единственное решение при $\lambda = 2$ [4]. Для $N = 3$ Франк-Каменецким [5] получено критическое значение параметра $\lambda_c = 3.32$. В то же время Гельфанд [6] доказал существование такого значения λ_c, для которого уравнение (2) имеет бесконечно много нетривиальных решений. Для уравнения (2) существует множество приложений, в частности, модель воспламенения топлива, теория термического горения, модель термической реакции, модель радиоактивного теплопереноса, теория химических реакций, воспламенение недеформируемого материала постоянной плотности, физика плазмы.

Уравнение (2) является нелинейным дифференциальным уравнением и не имеет малых параметров. Поэтому нахождение его приближенного аналитического решения остается сложной задачей. Многие авторы пытались приближенно решить уравнение (2) аналитическими и численными методами [4].

Для цилиндрической задачи Лиувилля–Брату–Гельфанда имеем $N = 2$, что дает

$$u''(r) + \frac{1}{r}u'(r) + \lambda e^{u(r)} = 0, \quad r \in (0,1], \tag{3}$$

$$u'(0) = u(1) = 0. \tag{4}$$

Уравнение (3) содержит члены $u'(r)/r$ и $\lambda e^{u(r)}$, которые приводят к сингулярности в точке $r = 0$ и к очень сильной нелинейности.

Умножим уравнение на r и запишем его в ином виде:

$$r u''(r) + u'(r) = -\lambda e^{u(r)}. \tag{5}$$

Продифференцировав (5) по r и применив предельный переход $r \to 0$, находим

$$u''(0) = -\tfrac{1}{2}\lambda e^{a}. \tag{6}$$

Продифференцируем (5) дважды по r и применим $r \to 0$. С учетом (4) получаем

$$u'''(0) = 0. \tag{7}$$

Продолжив дифференцирование подобным образом, приходим к последовательности

$$\begin{gathered} u(0) = a, \quad u'(0) = 0, \quad u''(0) = -\frac{1}{2}\lambda e^{a}, \quad u'''(0) = 0, \quad u^{(4)}(0) = \frac{3}{8}\lambda^2 e^{2a}, \quad u^{(5)}(0) = 0, \\ u^{(6)}(0) = -\frac{45}{48}\lambda^3 e^{3a}, \quad u^{(7)}(0) = 0, \quad u^{(8)}(0) = \frac{315}{64}\lambda^4 e^{4a}, \quad u^{(9)}(0) = 0, \quad \ldots. \end{gathered} \tag{8}$$

Для граничной точки $r = 1$ запишем новое «избыточное» граничное условие

$$u'(1) = b. \tag{9}$$

Тогда, используя граничное условие (4) и (9), из (3) находим

$$u''(1) = -\lambda - b. \tag{10}$$

Дифференцируя уравнение (3) и применяя $r \to 1$, приходим к новой последовательности из дифференциальных соотношений

$$\begin{gathered} u(1) = 0, \quad u'(1) = b, \quad u''(1) = -\lambda - b, \quad u'''(1) = \lambda(1 - b) + 2b, \\ u^{(4)} = \lambda^2 - \lambda(3 + 6b - 2b + b^2), \quad u^{(5)}(1) = \lambda(12 - 7b + 4b^2 - b^3) + 2\lambda^2(2b - 1) + 25b, \\ u^{(6)}(1) = \lambda(-60 + 33b - 19b^2 + 7b^3 - b^4) + \lambda^2(9 - 16b + 11b^2) - 4L^3 - 120b, \\ u^{(7)}(1) = \lambda(360 - 192b + 109b^2 - 47b^3 + 11b^4 - b^5) - \\ -\lambda^2(51 - 88b + 75b^2 - 26b^3) + \lambda^3(16 - 34b) + 720b, \\ u^{(8)}(1) = \lambda\left(-2520 + 1320b - 737b^2 + 344b^3 - 102b^4 + 16b^5 - b^6\right) + \\ + \lambda^2\left(345 - 584b + 542b^2 - 272b^3 + 57b^4\right) + \\ + \lambda^3\left(-104 + 232b - 180b^2\right) + 34\lambda^4 - 5040b, \quad \ldots. \end{gathered} \tag{11}$$

Используя (11), разложим функцию $u(r)$ в ряд Тейлора в точке $r = 1$:

$$u(r)=\sum_{k=1}^{\infty}\frac{u^{(k)}(1)}{k!}(r-1)^k=\sum_{k=1}^{\infty}H_k(b)(r-1)^k\approx\sum_{k=1}^{N}H_k(b)(r-1)^k,\quad H_k(b)=\frac{u^{(k)}(1)}{k!}. \tag{12}$$

Применив для (12) граничное условие $u'(0)=0$, получим характеристическое уравнение относительно параметра b:

$$\sum_{k=1}^{N}(-1)^{k-1}\frac{H_k(b)}{(k-1)!}=0. \tag{13}$$

Его решение позволяет найти приближенное значение производной $u'(1)=b$, а значит, и все последующие (с более высоким порядком) производные в точке $r=1$ согласно (11).

Определим $u'(1)=b$, задав $N=8$. Из (11)–(13) получаем алгебраическое уравнение

$$\begin{gathered}34\lambda^4-2\lambda^3\left(192-235b+90b^2\right)+\lambda^2\left(2340-2712b+1529b^2-454b^3+57b^4\right)-\\-\lambda\left(20160-9720b+3978b^2-1177b^3+221b^4-23b^5+b^6\right)-40320b=0.\end{gathered} \tag{14}$$

Пусть $\lambda=2$. Из (14) имеем

$$33488+27968b+3280b^2-538b^3+214b^4-46b^5+2b^6=0. \tag{15}$$

Данное уравнение имеет корень $b=u'(1)=-2$, совпадающий с точным значением $u'(1)=-2$ (вплоть до 16-го знака после запятой). Аналогично находим $u'(1)$ при других λ. В частности, при $\lambda=1$ из (14) приходим к уравнению

$$18170+32842b+2629b^2-723b^3+164b^4-23b^5+b^6=0 \tag{16}$$

с двумя корнями $u'(1)=-0.5857864376269049$ и $u'(1)=-3.414213562373095$, которые полностью совпадают с соответствующими точными значениями $u'(1)=-2\pm\sqrt{2}$ (вплоть до 16-го знака после запятой). Таким образом, уравнение (14) дает условно точные значения производной $u'(1)$.

Решение задачи будем искать в виде ряда, который одновременно удовлетворяет граничным соотношениям (8) и (11). Будем исходить из равенства (либо примерного равенства) старших производных функции $u(r)$ в граничных точках:

$$\left\{u^{(k)}(0)\right\}_{k=1}^{m_1}\quad\Leftrightarrow\quad\left\{u^{(k)}(1)\right\}_{k=1}^{m_2},\ \forall\, m_1=m_2\vee m_1\simeq m_2. \tag{17}$$

Основываясь на (12), запишем искомое решение порядка m:

$$u(r,a,b)=a+\sum_{k=1}^{m}a_k(a)r^{2k}+\sum_{k=1}^{2(m+1)}b_k(b)r^{2(m+k)}. \tag{18}$$

Для определения неизвестной величины a получим интегральное соотношение. Для этого умножим уравнение (3) на $u'(r)$ и проинтегрируем в пределах $r\in[0,1]$. После некоторых преобразований получаем

$$\int_0^1\frac{u'(r)^2}{r}=\lambda\left(\mathrm{e}^a-1\right)-\frac{b^2}{2}. \tag{19}$$

Первое приближение ($m=1$). Согласно (18) имеем

$$u(r)=a-\frac{\mathrm{e}^{a}\lambda}{4}r^{2}+b_{1}r^{4}+b_{2}r^{6}+b_{3}r^{8}+b_{4}r^{10}. \tag{20}$$

Из первых четырех условий (11) находим

$$\begin{gathered}b_{1}=\lambda\left(\mathrm{e}^{a}-\frac{11}{24}\right)+\frac{b}{12}\left(\frac{L}{4}-47\right)-10a,\quad b_{2}=\frac{\lambda}{2}\left(\frac{5}{2}-3\mathrm{e}^{a}\right)+\frac{b}{2}\left(19-\frac{L}{8}\right)+20a,\\ b_{3}=\lambda\left(\mathrm{e}^{a}-\frac{9}{8}\right)+\frac{b}{4}\left(\frac{L}{4}-31\right)-15a,\quad b_{4}=\lambda\left(\frac{1}{3}-\frac{\mathrm{e}^{a}}{4}\right)+\frac{b}{2}\left(\frac{13}{3}-\frac{L}{24}\right)+4a.\end{gathered} \tag{21}$$

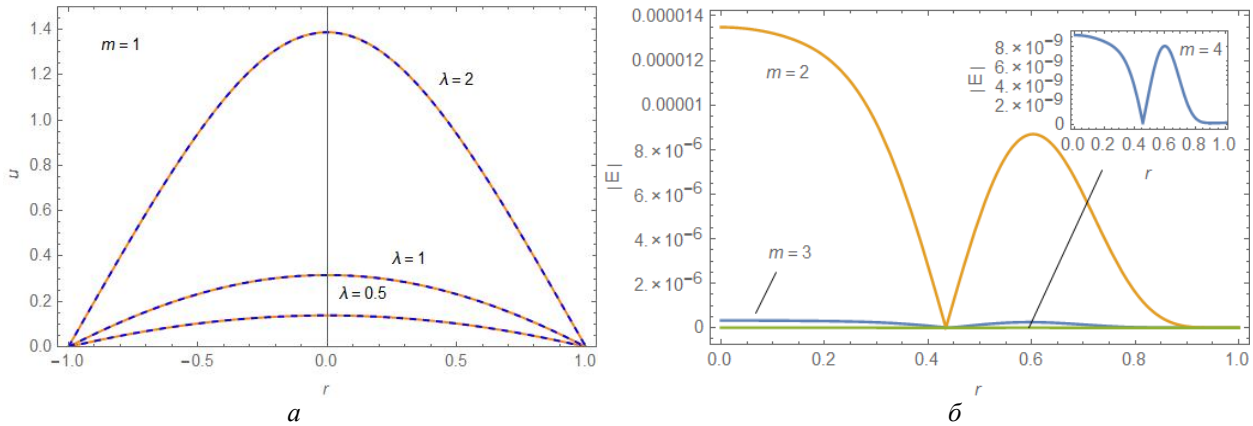
Подстановка (20) в (19) дает определяющее трансцендентное уравнение

$$\begin{gathered}\lambda\left[1+\frac{19a}{189}+\left(\frac{139b}{7560}-\frac{5a}{126}-1\right)\mathrm{e}^{a}+\left(\frac{1613}{22680}-\frac{5a}{1512}-\frac{23b}{9072}\right)b\right]+\\ +\lambda^{2}\left[\frac{163}{45360}+\left(\frac{7}{2160}-\frac{b}{6048}\right)\mathrm{e}^{a}+\frac{1}{126}\mathrm{e}^{2a}+\left(\frac{b}{10}-5\right)\frac{b}{18144}\right]+\left(35a+\frac{74b}{3}\right)\frac{b}{27}+\frac{200a^{2}}{63}=0.\end{gathered} \tag{22}$$

В частности, при $\lambda=2$ ($b=-2$) из (20)–(22) получаем первое приближение

$$u(r)=1.38693-2.00127\,r^{2}+0.96912\,r^{4}-0.519029\,r^{6}+0.201135\,r^{8}-0.0368846\,r^{10}. \tag{23}$$

На рисунке, *а* приведены графики $u(r)$ согласно точному (численному) решению и приближенному решению в первом приближении. Обращает внимание полное слияние соответствующих кривых. Максимальная ошибка для первого приближения (23) составляет $E_{\max}=0.000636$. Графики для абсолютного отклонения $|E|=|u(r)-u^{*}(r)|$ свидетельствуют о быстрой сходимости аппроксимационного решения (рисунок, *б*).



а *б*

Температурные профили для точного и приближенного решений (*а*) и абсолютное отклонение (*б*)

Литература

1. Bratu G. Sur les equations integrales non lineaires // Bull. Soc. Math. France. 1914. Vol. 42. P. 113–142.

2. Gidas B., Ni W. M., Nirenberg L. Symmetry and related properties via the maximum principle // Comm. Math. Phys. 1979. Vol. 68. P. 209–243.

3. Liouville J. Sur l'équation aux derivées partielles // J. de Math. 1853. Vol. 18. P. 71–72.

4. Buckmire R. Application of a Mickens finite-difference scheme to the cylindrical Bratu–Gelfand problem // Numer. Methods Partial Differ. Equ. 2003. Vol. 19. P. 327–337.

5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.

6. Gelfand I. M. Some problems in the theory of quasi-linear equations. Amer. Math // Soc. Trans. Ser. 1963. Vol. 2, No. 29. P. 295–381.

УДК 614.84

СИСТЕМА АДАПТИВНОГО ПОДАВЛЕНИЯ ВОЗГОРАНИЙ МАТЕРИАЛОВ И ВЕЩЕСТВ В ПОМЕЩЕНИЯХ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак, А. О. Жданова, С. С. Кропотова

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Изучены имеющиеся на сегодняшний день технические решения в области систем адаптивного подавления возгораний в помещениях. Выделены основные ограничения существующих систем и пути их решения. Проведены экспериментальные исследования, обосновывающие возможность обнаружения очага возгорания на ранней стадии. На основании результатов экспериментальных исследований предложены основные характеристики системы регистрации возгораний. Сформулированы основные требования к разрабатываемой системе.

Ключевые слова: *горючие материалы, адаптивная система, раннее обнаружение, возгорание.*

Возгорания в помещениях разного назначения являются одной из острых проблем мирового сообщества. Многоэтажность зданий, плотная застройка накладывают существенные ограничения на процессы подавления возгораний и эвакуации людей. Актуальной является задача раннего обнаружения возгораний, которая позволит заблаговременно принять меры по безопасности.

Существующие сегодня методы [1–4] обнаружения и тушения пожаров имеют некоторые ограничения. Например, известный способ автоматического координатного обнаружения очагов возгораний [1] предполагает обнаружение очага пожара с использованием пожарного извещателя пламени, срабатывающего при наличии открытого пламени, т. е. на стадии распространения горения в помещении. Кроме того, способ не позволяет определить тип вовлеченного в процесс горения материала. В способе обнаружения пожара [2] не предоставляется возможным определить возгорание на начальной стадии, так как повышение температуры в области датчика происходит при уже активном распространении горения. Способ автоматического обнаружения, изоляции и устранения пожара и задымления, предложенный в [3], основан на срабатывании пожарных датчиков при превышении установленных пороговых значений. Это приводит к большому количеству ложных срабатываний.

Целесообразно на основе результатов экспериментальных исследований выделить необходимые и достаточные условия для ранней идентификации возгораний в помещениях.

Проведены экспериментальные исследования, обосновывающие необходимость применения комбинаций технических средств для раннего обнаружения возгораний в помещениях и последующего адаптивного тушения пожара. Эксперименты проводились с модельными очагами размерами 150–300 см^2. В качестве материалов выбраны потенциально горючие строительные и отделочные материалы. Для проведения исследований использован изолированный от внешней среды бокс размерами 1,5×1×1,25 м [5]. Внутри бокса размещались пожарные извещатели пламени, дымовые, тепловые, тепловизионная камера, камера видеонаблюдения, а также газоаналитическое оборудование (газоанализаторы и промышленные газовые датчики). Для обработки данных, получаемых от перечисленных технических средств, использовался персональный компьютер с программным обеспечением «Mathematica». Данное приложение позволяло в режиме реального времени с заданным интервалом опроса определять нормализованную относительно максимально возможного значения интенсивность изображения очага пожара, зарегистрированную камерой видеонаблюдения. В процессе горения модельных очагов определяли температуру воздуха в изолированном боксе; время тушения модельного очага, время срабатывания пожарных извещателей; концентра-

ции CO, CO_2, O_2; нормализованную интенсивность изображений очага пожара. При срабатывании пожарных извещателей или при совпадении текущих значений концентраций газов CO, CO_2, O_2, измеренных газоаналитическим оборудованием, с заданными порогами срабатывания включали систему распыла. Для каждого из материалов определяли минимальный расход воды для тушения.

С использованием полученных результатов определены (таблица) комбинации технических средств, необходимых для ранней идентификации возгораний. Установлено, что для идентификации начальной стадии термического разложения очага пожара и начала подачи воды для тушения (I в таблице) необходимо использовать пожарные извещатели дымовые, газоаналитические датчики и тепловизионную камеру. Замедление пламенного горения очага пожара в процессе его тушения (II в таблице) можно идентифицировать по сигналам, исходящим от пожарных извещателей пламени, пожарных извещателей тепловых, пожарных извещателей дымовых, газоаналитического оборудования, камеры видеонаблюдения и тепловизионной камеры. Для идентификации стадии прекращения пламенного горения очага пожара в процессе его тушения (II в таблице) необходимо осуществлять контроль помещения пожарными извещателями пламени, пожарными извещателями дымовыми, газоанализатором, камерой видеонаблюдения и тепловизионной камерой. Для идентификации полного прекращения термического разложения очага пожара и прекращения подачи воды для тушения (III в таблице) необходимо использовать показания газовых датчиков, камеры видеонаблюдения и тепловизионной камеры.

Технические средства для обнаружения стадий возгорания

Техническое средство	Начало термического разложения очага пожара (I)	Замедление пламенного горения очага пожара	Прекращение пламенного горения очага пожара	Полное прекращение термического разложения очага пожара (III)
		(II)		
Пожарные извещатели пламени	–	+	+	–
Пожарные извещатели тепловые	–	+	–	–
Пожарные извещатели дымовые	+	+	+	–
Газоанализатор	+	+	+	+
Камера видеонаблюдения	–	+	+	+
Тепловизионная камера	+	+	+	+

Результаты проведенных исследований обосновали возможность обнаружения начальной стадии возгорания в помещении. На основании результатов, полученных с использованием описанной выше методики, предлагается трехпозиционная система локализации и тушения возгорания с учетом причины возгорания. Прототипом предлагаемой системы является способ адаптивного тушения пожара в помещении [6]. Система позволит в режиме реального времени измерять пожарными извещателями разных типов (тепловые, дымовые, пламени, газовые) основные пожароопасные факторы: температуру в области регистрации, концентрации продуктов термического разложения материалов, а также скорости нарастания перечисленных параметров, и по пришедшему сигналу определять места возгорания и тип материала. После обнаружения места возгорания будет осуществляться локальная подача в очаг возгорания огнетушащей жидкости с использованием специализированного трехпозици-

онного механизма. Планируемый технический результат: локальная подача жидкости в место возгорания, снижение убытков, вызванных нерегламентированным заливом водой площади помещения.

Исследования выполнены при поддержке РНФ (грант 21-19-00009).

Литература

1. Виноградский В. В., Дерябина Т. Е., Доровских Р. С., Кузовников Ю. М., Мецлер Э. Д., Чудаев А. В. Способ автоматического координатного обнаружения очагов возгораний. Пат. на изобретение, 2768570 C1, 24.03.2022.

2. Оленев Е. А. Способ обнаружения пожара и устройство для его осуществления. Пат. на изобретение, 2595987 C1, 27.08.2016

3. RU 2576491 C2, МПК G08B 17/00 (2006.01), опубл. 10.03.2016.

4. Туманов С. Г., Элькинсон Р. З. Способ слива избыточного шликера при оформлении керамических изделий сливным способом в гипсовых формах. Пат. на изобретение, 137808 U1, 27.02.2014.

5. Kuznetsov G. V., Volkov R. S., Sviridenko A. S., Zhdanova A. O. Compartment fire behavior at the stages of detection, containment and suppression using water mist // Fire. 2022. Vol. 5. P. 155.

6. Волков Р. С., Кропотова С. С., Кузнецов Г. В. Способ адаптивного тушения пожара в помещении. Пат. на изобретение, 2785318 C1, 06.12.2022.

УДК 536.24.081

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТЕЙ РАЗДЕЛА ФАЗ ПРИ КИПЕНИИ ГИДРОФТОРЭФИРА

Н. В. Кукшинов, А. А. Дмитриева, Д. Н. Морской, Т. И. Молчанов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Россия

Приводятся результаты экспериментального исследования характеристик поверхностей раздела фаз при кипении гидрофторэфира, полученные методом высокоскоростной съемки. Кипение происходило на цилиндрической поверхности диаметром 1 мм. Плотность теплового потока варьировалась от 2500 до 40000 Вт/м^2. Получены статистические распределения размеров пузырей, определены характерные отрывные диаметры, получена зависимость для скорости роста пузыря на поверхности кипения и зависимость отрывного диаметра от плотности теплового потока. Выполнено сравнение полученных результатов с известными данными и зависимостями.

Ключевые слова: *кипение, статистическое распределение, высокоскоростная съемка, гидрофторэфир, диэлектрические жидкости.*

Исследования процессов гидродинамики и теплообмена в парожидкостных средах ведутся давно и имеют несомненную практическую значимость. В работе многих энергетических установок и приборов фазовые превращения играют ключевую роль, например, в парогенераторах электростанций, ратификационных колоннах, пузырьковых камерах. В последнее время повышенный интерес к исследованию кипения наблюдается в сфере информационных технологий. Это связано с тем, что использование низкокипящих жидкостей, таких как гидрофторэфир $C_4F_9OCH_3$, позволяет отводить от процессоров большие тепловые потоки, чем в случае воздушного или однофазного жидкостного охлаждения [1–4]. Экспериментальные исследования кипения низкокипящих диэлектрических теплоносителей направлены, как правило, на изучение влияния структуры поверхности на характеристики кипения [4–6]. Работ, в которых была бы детально рассмотрена динамика образования поверхностей раздела фаз при кипении таких теплоносителей, крайне мало, например [7]. Однако данные по скорости роста пузыря, диаметру парового зародыша и отрывному диаметру, частоте отрыва при кипении на гладкой поверхности являются определяющими в процессе кипения и представляют несомненную ценность.

Для проведения экспериментальных исследований была создана установка, схема которой представлена на рис. 1. Она включает в себя герметичную ёмкость, заполненную теплоносителем, в которой устанавливается экспериментальный образец. Экспериментальный образец представляет стальной цилиндр диаметром 1 мм. По нему проходит электрический ток, подающийся через лабораторный автоматический трансформатор (ЛАТР). Таким образом могут быть обеспечены различные плотности тепловых потоков. Также в ёмкости находится дополнительный нагреватель, отделенный экраном от экспериментального объекта, использующийся для поддержания температуры насыщения. Кипение происходит на поверхности цилиндра, далее пар попадает в проточный тракт конденсатора, откуда в виде жидкости поступает обратно в ёмкость. Высокоскоростная съемка осуществляется с различной частотой для определения размеров пузырьков в объеме и скорости роста пузырька на поверхности.

Экспериментальные исследования были проведены в диапазоне плотностей теплового потока от 2500 до 40 000 Вт/м^2. Выбор верхнего предела диапазона обусловлен возможностью получения статистического распределения размеров пузырей. При плотностях теплового потока выше 40 000 Вт/м^2 происходит активная коалесценция и статистическая обработка для определения характерного отрывного диаметра становится невозможной. На рис. 2 представлены кадры высокоскоростной съемки для двух режимов без коалесценции пузырей.

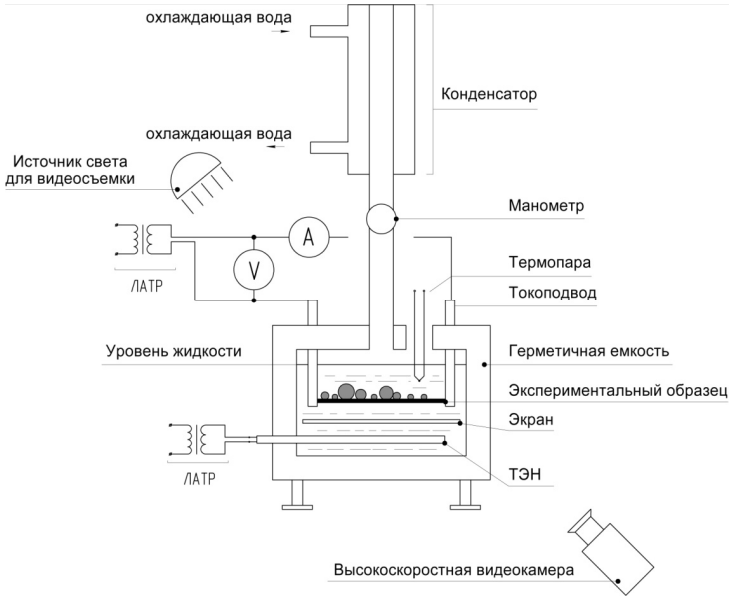
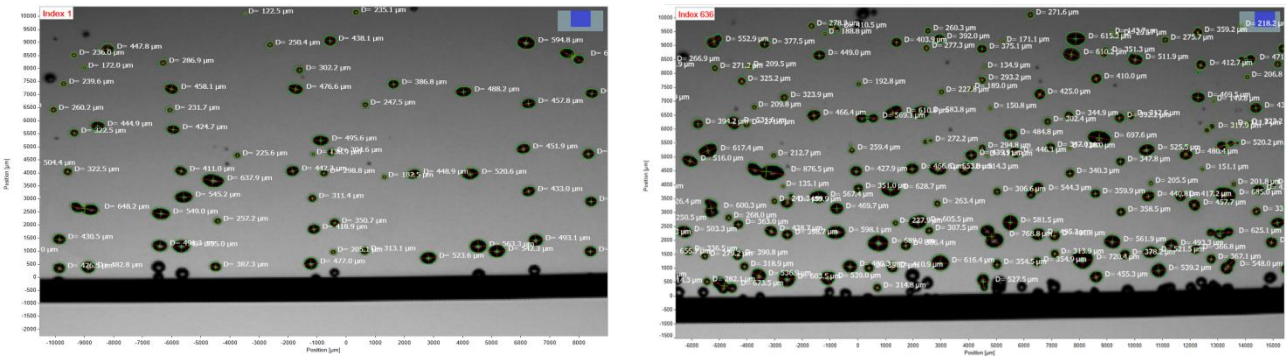


Рис. 1. Схема экспериментальной установки



а *б*

Рис. 2. Кадры высокоскоростной съемки: *а* – картина кипения при плотности теплового потока 4 кВт/м^2; *б* – картина кипения при плотности теплового потока 6,7 кВт/м^2

В результате получен большой массив экспериментальных данных, по которым были определены зависимость отрывного диаметра от тепловой нагрузки, скорость роста пузыря на поверхности, частота отрыва. На рис. 3 представлена зависимость отрывного диаметра, определенного из статистических распределений, от плотности теплового потока. Полученные экспериментально значения хорошо соотносятся с теоретической формулой, предложенной в [8], в области плотностей тепловых потоков $q < 17$ кВт/м^2, где пузыри не коалесцируют. Отрывные диаметры находятся в диапазоне от 300 до 1200 мкм.

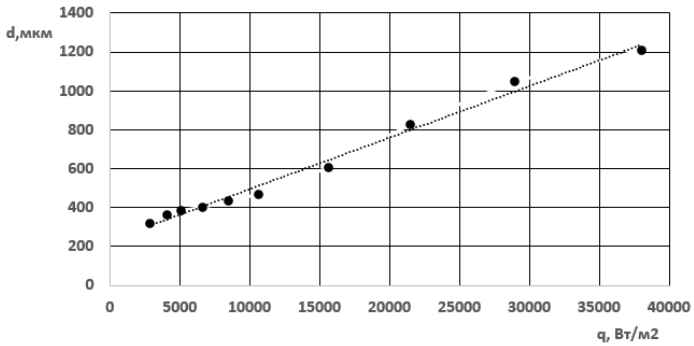


Рис. 3. Зависимость отрывного диаметра при кипении гидрофторэфира от плотности теплового потока (точки – экспериментальные значения, пунктирная линия – линейная аппроксимация)

Для скорости роста и частоты отрыва определены полуэмпирические зависимости на основе подхода, предложенного в [9]. Полученные зависимости могут быть использованы для оценки характеристик теплообмена при кипени гидрофторэфиров в современных системах охлаждения высокопроизводительной электроники.

Литература

1. Cheng Liu, Hang Yu. Evaluation and optimization of a two-phase liquid-immersion cooling system for data centers // Energies. 2021. Vol. 14. P. 1395.

2. Kim S. H., Lee G. C., Kang J. Y., Moriyama K., Kim M. H., Park H. S. Boiling heat transfer and critical heat flux evaluation of the pool boiling on micro structured surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. Vol. 91. P. 1140–1147.

3. Cooke D., Kandlikar S. G. Pool boiling heat transfer and bubble dynamics over plain and enhanced microchannels // J. Heat Transfer. 2011. Vol. 133. P. 052902.

4. Arik M., Bar-Cohen A., You S. M. Enhancement of pool boiling critical heat flux in dielectric liquids by microporous coatings // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2007. Vol. 50, No. 5-6. P. 997–1009.

5. Wu W., Bostanci H., Chow L. C., Hong Y., Su M., Kizito J. P. Nucleate boiling heat transfer enhancement for water and FC-72 on titanium oxide and silicon oxide surfaces // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53, No. 9–10. P. 1773–1777.

6. Володин О. А., Печеркин Н. И., Павленко А. Н. Интенсификация теплообмена при кипении и испарении жидкостей на модифицированных поверхностях // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59, № 2. С. 280–312.

7. El-Genk M. S., Suszko A. Saturation nucleate boiling and correlations for PF-5060 dielectric liquid on inclined rough copper surfaces // J. Heat Trans. 2014. Vol. 136. P. 081503-1–081503-10.

8. Кутателадзе С. С., Гогонин И. И. Скорость роста и отрывной диаметр парового пузыря при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции // ТВТ. 1979. Т. 17, № 4. С. 792.

9. Лабунцов Д. А. Приближенная теория теплообмена при развитом пузырьковом кипении // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1963. № 1. С. 58–71.

УДК 628.385

РАСЧЕТ СОСТАВА СИНТЕЗ-ГАЗА В ПРОЦЕССЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ГЕТЕРОГЕННОГО КРЕКИНГА ЛЕТУЧИХ ПРОДУКТОВ ПИРОЛИЗА ОСАДКА СТОЧНЫХ ВОД

О. М. Ларина

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

На основании данных массового распределения между продуктами пиролиза ОСВ при температуре 500 °С, составов пиролизной жидкости и неконденсируемых пиролизных газов проводился расчет состава синтез-газа в процессе термического гетерогенного крекинга летучих продуктов пиролиза ОСВ. В результате расчетов было получено, что синтез-газ состоит из 58,3 об.% H_2 и 40,7 об.% CO, имея при этом отношение H_2/CO равное 1,4.

Ключевые слова: *осадок сточных вод, термический крекинг, гетерогенный крекинг, пиролиз, летучие продукты пиролиза, синтез-газ, метанол.*

Осадок сточных вод (ОСВ) – один из тех видов биомассы, который в настоящее время практически не используется, несмотря на его значительный энергетический потенциал. Теплота его сгорания составляет 15–16 МДж/кг [1]. В связи с ростом городов и населения в них масса ежегодного образующегося ОСВ увеличивается и уже к 2022 году достигла 1,85 млн. т по сухому веществу в Германии, 1,14 млн. т в Англии и 1,03 млн. т в Испании [2]. В России ежегодно образуется порядка 2,5 млн. т по сухому веществу ОСВ [3]. Основной метод утилизации – захоронение на иловых картах или полигонах, что приводит к загрязнению окружающей среды и не востребованности значительного энергетического ресурса.

Как и для любой биомассы, к осадку применяют термические способы переработки: сжигание, пиролиз и газификация. Отдельные технологии уже вышли на промышленное применение, например, в Швейцарии находится завод по сжиганию осадка сточных вод, построенный фирмой Outotech, перерабатывающий в год 100 тыс. т ОСВ [4]. Существуют способы, которые находятся на данный момент на стадии лабораторных исследований. К одному из таких способов относится пиролиз осадка сточных вод с последующим термическим крекингом летучих продуктов с образованием синтез-газа [5, 6]. Предварительные экспериментальные исследования, проведенные при температуре пиролиза ОСВ 800 °С, показали, что полученный синтез-газ с отношением H_2/CO близким к 2 может быть использован для каталитического синтеза метанола по следующей реакции [7, 8]:

$$CO + 2H_2 \rightarrow CH_3OH. \quad (1)$$

В представленной работе изложены результаты исследований, направленных на развитие данной технологии.

В ходе работы проводился расчет состава синтез-газа, полученного термическим крекингом летучих продуктов пиролиза при условии их полного разложения. Расчет состава синтез-газа основывался на данных массового распределения между продуктами пиролиза ОСВ (табл. 1), составов пиролизной жидкости и неконденсируемых пиролизных газов (табл. 2). Пиролиз проводился на лабораторной установке, описанной в [6], при температуре 500 °С, ОСВ имел элементный состав, представленный в табл. 3 (W – влагосодержание, A – зольность). Пиролизная жидкость состояла на 49,1 мас.% из органических компонентов и 50,9 мас.% H_2O. В органической части основным компонентом являлся пальмитонитрил ($C_{16}H_{31}N$, 9,03 мас.%), пальмитиновая кислота ($C_{16}H_{32}O_2$, 10,65 мас.%), олеиновая кислота ($C_{18}H_{34}O_2$, 6,33 мас.%), пальмитамид ($C_{16}H_{33}NO$, 3,35 мас.%) и стеаронитрил ($C_{18}H_{35}N$, 3,37 мас.%).

Таблица 1

Массовое распределение между продуктами пиролиза ОСВ, мас.%

Твердый остаток	Пиролизная жидкость	Неконденсируемые газы	Дисбаланс
44,2	45,8	9,8	0,2

Таблица 2

Состав неконденсируемых газов, полученных при пиролизе ОСВ при 500 °С, об.%

CO_2	CO	CH_4	H_2	NO	NO_2	SO_2	H_2S
69,2	7,6	11,9	3,1	0,0	3,4	2,3	2,5

Таблица 3

Элементный состав ОСВ, используемого для исследований, мас.%

C	H	N	S	O	*W*	*A*
42,78	5,67	5,08	0,82	19,86	3,07	22,73

Для расчета использовалось предположение, что все летучие компоненты разлагаются следующим образом:

$$C_nH_mO_kN_n \rightarrow (n-k)C + kCO + 0{,}5mH_2 + 0{,}5nN_2. \quad (2)$$

Разложение серосодержащих соединений в данном расчете не учитывалось.

Основные компоненте летучих продуктов пиролиза согласно выражению (2) разлагаются следующим образом:

$$H_2O = (-1)C + CO + H_2, \quad (3)$$

$$CO_2 = (-1)C + 2CO, \quad (4)$$

$$CH_4 = C + 2H_2, \quad (5)$$

$$NO_2 = (-2)C + 2CO + 0{,}5N_2, \quad (6)$$

$$C_{16}H_{31}N = 16C + 15{,}5H_2 + 0{,}5N_2, \quad (7)$$

$$C_{16}H_{32}O_2 = 14C + 2CO + 16H_2, \quad (8)$$

$$C_{18}H_{34}O_2 = 16C + 2CO + 17H_2, \quad (9)$$

$$C_{16}H_{33}NO = 15C + CO + 16{,}5H_2 + 0{,}5N_2, \quad (10)$$

$$C_{18}H_{35}N = 18C + 17{,}5H_2 + 0{,}5N_2. \quad (11)$$

Все компоненты летучих продуктов пиролиза, кроме H_2O, CO_2 и NO_2, в результате их полного разложения в процессе термического крекинга превращаются в H_2, CO, N_2 и твердый углерод. Вода и CO_2 разлагаются с поглощением углерода, при чем для разложения H_2O требуется в 7 раз больше углерода, чем для CO_2, и в 77 раз больше углерода, чем для NO_2. Если в качестве среды для термического крекинга используется древесный уголь, то углерод для взаимодействия с H_2O и CO_2 берется из его состава. Если в качестве среды используется инертный материал, то расходуется углерод, полученный в результате термического крекинга других летучих продуктов пиролиза. В случае использования керамики углерод осаждается на ее поверхности в виде серебристой пленки, напоминающей пироуглерод.

Результаты расчета показали, что в результате полного разложения всех летучих компонентов пиролиза ОСВ данного состава в процессе термического крекинга будет получен синтез-газ, состоящий из 58,3 об.% H_2 и 40,7 об.% CO, имея при этом отношение $H_2/CO = 1,4$. Применять такой синтез-газ для дальнейшего синтеза метанола по реакции (1) возможно только после увеличения отношения H_2/CO до 2 каталитическим путем. Для увеличения отношения H_2/CO в полученном синтез-газе без применения катализаторов необходимо создать условия термического крекинга, при котором будет происходить неполное разложение парогазовой смеси, которое снизит объем образующегося монооксида углерода. Этого можно достичь за счет снижения времени пребывания летучих продуктов пиролиза в зоне термического крекинга путем уменьшения массы древесного угля в случае использования его в зоне термического крекинга или за счет применения инертного материала (например, керамики) в зоне термического крекинга.

Литература

1. Capodaglio A. G., Olsson G. Energy issues in sustainable urban wastewater management: use, demand reduction and recovery in the urban water cycle // Sustainability. 2019. Vol. 12, № 1. P. 1–17.

2. Ragi K. B., Ekka B., Mezule L. Zero pollution protocol for the recovery of cellulose from municipal sewage sludge // Bioresource Technology Reports. 2022. Vol. 20. P. 101222.

3. Зайнуллин Р. Р., Галяутдинов А. А. Современное состояние и перспективы утилизации осадков сточных вод // Международный научный журнал «Инновационная наука». 2016. № 6. С. 74–75.

4. Sustainable sewage sludge incineration for Zürich canton [Электронный ресурс] / Metso: Outotec. – Режим доступа: https://www.mogroup.com/corporate/media/news/2016/3/sustainable-sewage-sludge-incineration-for-zurich-canton/.

5. Larina O. M., Sinelshchikov V. A., Sytchev G. A. Comparison of thermal conversion methods of different biomass types into gaseous fuel // J. of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 774. P. 012137.

6. Larina O. M., Zaichenko V. M. Thermal cracking in charcoal and ceramics of pyrolysis liquid from sewage sludge // J. of Physics: Conf. Series. 2018. Vol. 94. P. 012034.

7. Караваев М. М., Леонов В. Е., Попов И. Г., Шепелев Е. Т. Технология синтетического метанола. М.: Химия, 1984. – 240 с.

8. Larina O. M., Lishchiner I. I., Malova O. V., Zaichenko V. M. Obtaining main components of liquid motor fuels from sewage sludge // European Biomass Conference and Exhibition Proceedings. 2018. P. 1051–1056.

УДК 536.75

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА

В. О. Майоров[1], В. Ю. Левашов[1], А. П. Крюков[1,2]

[1]НИИ механики МГУ имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Представлены результаты решения задачи об испарении/конденсации с учетом процесса образования капель в исследуемой области вследствие гомогенной нуклеации. Результаты получены с помощью совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды. Кинетика гомогенной конденсации описывалась при помощи системы моментных уравнений. Результаты решений показали, что для рассмотренных в работе температур межфазных поверхностей в результате нуклеации конденсируется лишь малая часть пересыщенного пара, что слабо влияет на макропараметры среды.

Ключевые слова: *испарение, конденсация, гомогенная нуклеация, кинетическое уравнение Больцмана, моментные уравнения, межфазная поверхность.*

Проблемы охлаждения и терморегуляции электронных устройств становятся более серьезными, поскольку год от года наблюдается непрерывное уменьшение размеров компонентов и увеличение количества выделяемого ими тепла. Один из перспективных методов управления тепловыми режимами связан с применением систем, в которых осуществляется испарение различных жидкостей [1], поэтому актуальным становится исследование тепло- и массопереноса в этом процессе.

На интенсивность испарения может влиять объемная конденсация, которая обуславливается пересыщением пара вблизи межфазной границы [2]. Однако степень такого влияния на величину испарительного массового потока изучена довольно слабо.

В настоящей работе для исследования взаимосвязи процессов испарения и объемной конденсации рассматривается нестационарный одномерный перенос массы и тепла через паровой слой толщиной L. Паровая область ограничена межфазными поверхностями с заданными температурами T_L и T_R, которым по линии насыщения соответствуют плотности пара ρ_L и ρ_R. Предполагается, что температура левой поверхности выше температуры правой, т. е. $T_L > T_R$, а рассматриваемая область в начальный момент времени заполнена покоящимся насыщенным паром, параметры которого соответствуют линии насыщения при температуре T_R. В такой постановке реализуется процесс испарения жидкости с левой поверхности и конденсация образовавшегося пара на правой поверхности.

Для численного исследования описанных процессов предлагается использование совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений сохранения механики сплошной среды [3]. При таком подходе вся расчетная область разделяется на кинетические области, расположенные на расстоянии нескольких длин свободного пробега молекул пара от межфазных поверхностей, и область сплошной среды. В кинетических областях решение осуществляется с применением метода прямого численного решения кинетического уравнения Больцмана, а в области сплошной среды используются уравнения Навье–Стокса. Данный подход позволяет корректно поставить граничные условия для уравнений механики сплошной среды, учитывающие неравновесные эффекты вблизи поверхностей испарения и конденсации, а также существенно снизить время проведения вычислений за счет уменьшения объема трудоемких кинетических вычислений.

Как отмечается в [2], в области сплошной среды может реализоваться процесс объемной конденсации пересыщенного пара, поэтому система уравнений Навье–Стокса дополняется системой моментных уравнений [4]:

$$\frac{d\rho\Omega_n}{dt}+\frac{d\rho\Omega_n u}{dx}=Jr_{cr}{}^{n}+n\dot{r}\rho\Omega_{n-1}.$$

Здесь ρ – плотность двухфазной среды, Ω_n – n-й момент функции распределения капель по размерам, J – скорость нуклеации и $\dot{r}$ – скорость роста капель. Как правило, математическая модель ограничивается первыми четырьмя моментами (n = 0–3), которые имеют следующий смысл: нулевой момент (Ω_0) соответствует числу капель в единице массы, произведение $4\pi\Omega_2$ – суммарной площади поверхности капель в единице массы, а величина $4/3\pi\rho_l\Omega_3$ – массовой доли жидкой фазы. Скорость образования зародышей жидкой фазы J рассчитывается согласно классической теории нуклеации [5]. В первом приближении в настоящей работе рост капель при конденсации пара на их поверхностях не учитывается.

Предполагается, что жидкая фаза является несжимаемой, а ее объемная доля пренебрежимо мала. Также используется приближение о равенстве скоростей и температур обеих фаз, т. е. теплота, выделяемая при фазовом переходе, расходуется на изменение температуры парокапельной среды. Стоит заметить, что в общем случае объемная конденсация может реализовываться и в кинетической области, однако учет этого обстоятельства существенно усложнит описание. К тому же пересыщенный пар находится в кинетической области незначительное время, следовательно, сконденсировавшаяся в этой области масса мала, поэтому предполагается, что объемная конденсация реализуется только в области сплошной среды.

Задача о переконденсации с учетом объемной конденсации решена для воды, при следующих условиях: температура холодной стенки (T_R) равнялась 303 К, а горячей (T_L) – 333 К. Длина всей расчетной области составляла 500 средних длин свободного пробега (λ_0), рассчитанной по параметрам холодной поверхности. Кинетические области имели протяженность $10\lambda_0$, а область сплошной среды – $480\lambda_0$. На рис. 1 и 2 представлены профили безразмерной температуры (температура нормирована на температуру холодной стенки) и степени пересыщения для различных моментов времени, полученных с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) процесса объемной конденсации. Из рис. 1 видно, что образование капель конденсата приводит к незначительному увеличению температуры. В то же время степень пересыщения снижается более существенно (~30%), что объясняется сильной зависимостью давления насыщения от температуры.

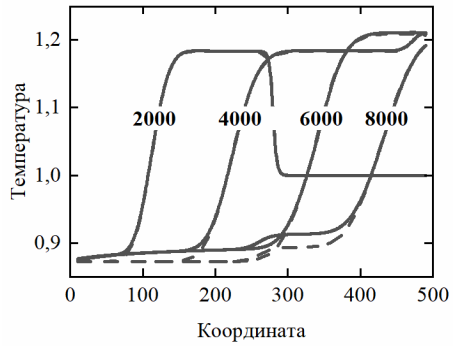


Рис. 1. Распределения безразмерной температуры в различные моменты времени

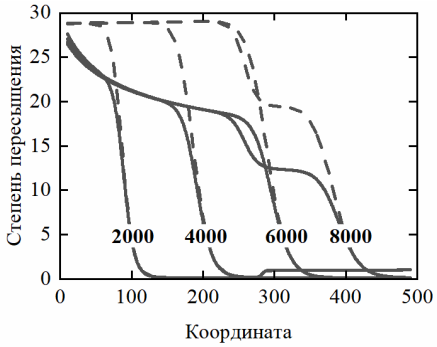


Рис. 2. Распределения пересыщения в различные моменты времени

Зависимости числа капель и массовой доли жидкости от координаты для различных моментов времени представлены на рис. 3 и 4. Как видно из этих рисунков, первоначально основное число капель образуется вблизи горячей поверхности. Так, например, для момента времени 2000 максимум массовой доли жидкости расположен на расстоянии $50\lambda_0$ от горячей поверхности. Далее этот максимум распространяется по всей расчетной области, двигаясь от горячей поверхности к холодной (моменты времени 4000, 6000 и 8000 на рис. 3 и 4). Увеличение массовой доли (рис. 4) приводит к снижению степени пересыщения (см. рис. 2).

Несмотря на внушительное число образовавшихся капель (~10^{22}), их массовая доля не превышает 0.5% (рис. 4). Это обстоятельство объясняется малым размером зародышей жидкой фазы (~1 нм)

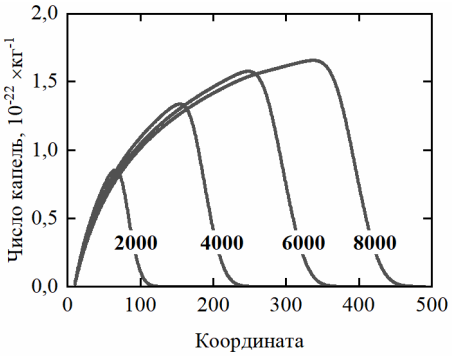


Рис. 3. Распределения числа капель в различные моменты времени

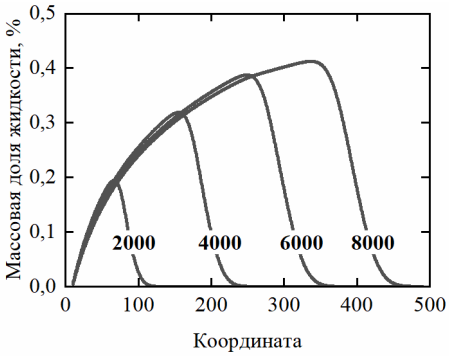


Рис. 4. Распределения массовой доли жидкости в различные моменты времени

Таким образом полученные результаты показывают, что при рассмотренных условия процесс объемной конденсации пересыщенного пара слабо влияет на макроскопические параметры среды и, как следствие, на интенсивность тепло- и массопереноса. В дальнейшем планируется провести расчеты с учетом возможности роста конденсированных частиц.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-19-00044.

Литература

1. Munonyedi Egbo. A review of the thermal performance of vapor chambers and heat sinks: critical heat flux, thermal resistances, and surface temperatures // Int. J. Heat Mass Transfer. 2022. Vol. 183, Part B. P. 122108.

2. Левашов В. Ю., Майоров В. О., Крюков А. П. Изменение величины испарительного потока в результате объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, № 10. С. 9–12.

3. Крюков А. П., Левашов В. Ю. Возможные подходы к исследованию процессов испарения-конденсации в присутствии неконденсируемого компонента // ММФ–2008: VI Минский международный форум по тепло- и массообмену (19–23 мая 2008 г): Тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2008. Т. 1. С. 66–67.

4. Hill P. Condensation of water vapour during supersonic expansion in nozzles // J. Fluid Mech. 1966. Vol. 25, No. 3. P. 593–620.

5. Kalikmanov V.I. Classical Nucleation Theory // Nucleation Theory. Lecture Notes in Physics. Dordrecht: Springer, 2013.

УДК 543.637:546.271-386

КИНЕТИКА ГЕТЕРОГЕННОГО ГИДРОЛИЗА БОРОГИДРИДА НАТРИЯ С КАТАЛИЗАТОРАМИ Ru И Pt НА НОСИТЕЛЕ TiO_2

В. Г. Минкина, С. И. Шабуня, В. И. Калинин

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Исследована эффективность генерирования водорода в процессе гидролиза борогидрида натрия ($NaBH_4$) с мелкодисперсными катализаторами платины и рутения на носителе оксид титана. Конверсия $NaBH_4$ в результате гидролиза составила 95%. Определены энергии активации в водном и щелочном растворах $NaBH_4$ с катализаторами Ru/TiO_2 и Pt/TiO_2. Результаты показали, что скорость образования водорода для катализатора Ru/TiO_2 уменьшается с увеличением концентрации NaOH, для катализатора Pt/TiO_2 она проходит через максимум, и в диапазоне 0.5-2 М NaOH ее значения практически постоянны.

Ключевые слова: *борогидрид натрия, платина, рутений, каталитический гидролиз, скорость генерирования водорода.*

Химические гидриды признаны перспективными материалами для хранения и подачи газообразного водорода в топливные элементы. Среди них выделяется борогидрид натрия, использование которого для получения водорода в процессе гидролиза имеет ряд преимуществ: образуется водород высокой чистоты; продукт реакции метаборат натрия экологически безопасен; водные растворы $NaBH_4$ не воспламеняются; водород может выделяться даже при низких температурах, а добавление катализатора позволяет ускорить производство водорода. Все эти характеристики делают $NaBH_4$ привлекательным материалом для хранения водорода в портативных устройствах. Хотя катализаторы из недрагоценных металлов (никель, кобальт) являются экономически эффективными, они все же уступают в эффективности катализаторам из благородных металлов. Целью данного исследования является сравнение эффективности разработанных дисперсных катализаторов Pt и Ru на носителе TiO_2 и установление зависимости скорость генерирования водорода (СГВ) от концентраций $NaBH_4$ и щелочи, температуры раствора.

Катализаторы Ru/TiO_2 и Pt/TiO_2 были синтезированы методом химического восстановления соответствующей соли металла ($RuCl_3 \cdot 3H_2O$ и $H_2PtCl_6 \cdot H_2O$) на поверхности коммерческих частиц TiO_2 (Degussa, Sigma-Aldrich, 21 нм). Методика проведения экспериментов каталитического гидролиза описана в [1]. Во всех опытах использовалось 0.05 г катализатора.

Анализ влияния концетрации $NaBH_4$ на процесс гидролиза показал, что с ее ростом (0.265, 1.06, 2.13, 4.23 М $NaBH_4$) СГВ падает для обоих катализаторов. Данный эффект можно объяснить повышением концентрации метабората натрия (продукт реакции), что приводит к увеличению вязкости раствора. Кроме того, при высокой концентрации $NaBH_4$ образующийся метаборат натрия может блокировать активные центры катализаторов. Для определения кинетических характеристик каталитического гидролиза проведены эксперименты в водных растворах с моляльной концентрацией 1.06 М $NaBH_4$ в интервале температур 20–60 ^oC (рис. 1). Если при 20 ^oC скорость генерирования водорода для Ru/TiO_2 составляет 63 мл/(мин·$г_{кат}$), а для Pt/TiO_2 – 71 мл/(мин·$г_{кат}$), то при 60 ^oC она возрастает до 1000 и 1663 мл/(мин·$г_{кат}$) соответственно. Зависимость СГВ от температуры использовалась для оценки энергии активации с помощью уравнения Аррениуса. Энергии активации для катализаторов Ru/TiO_2 и Pt/TiO_2 составили 63.75 и 60.5 кДж/моль соответственно.

Все известные нам из литературы исследования с Ru и Pt катализаторами проводились в водно-щелочных растворах $NaBH_4$. Большинство авторов указывают на убывание скорости генерирования водорода с увеличением концентрации NaOH в растворе как для платиновых,

так и для рутениевых катализаторов [2–4] независимо от природы носителя. Только в статье [4] проводится сравнение скорости гидролиза в водном и щелочном растворах $NaBH_4$ (0.42 M $NaBH_4$, 20 °C, без/с 1 M NaOH) в присутствии катализатора Pt/ZS и указывается на отрицательное влияние добавления щелочи на скорость генерирования водорода с 16.8 до 3.4 мл/(мин·$г_{кат}$). Эксперименты с разработанным катализатором Pt/TiO_2 в аналогичных условиях показали, что добавление щелочи приводит к ускорению процесса гидролиза с 70 до 101 мл/(мин·$г_{кат}$). Таким образом, можно предположить, что характер влияния щелочи на скорость гидролиза с платиновым катализатором определяется материалом носителя.

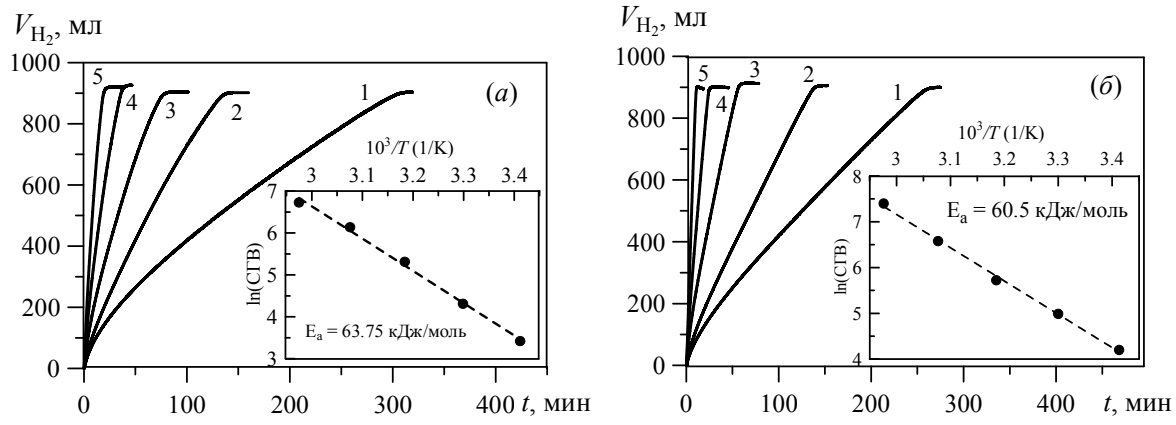


Рис. 1. Зависимость объема генерируемого водорода от времени и температуры в водном растворе $NaBH_4$ с Ru/TiO_2 (*а*) и Pt/TiO_2 (*б*): 1 – 20 °C, 2 – 30 °C, 3 – 40 °C, 4 – 50 °C, 5 – 60 °C; на врезке: СГВ как функция температуры

Эксперименты по влиянию добавления щелочи в раствор 1.06 M $NaBH_4$ проводились в диапазоне концентрациях щелочи 0–6 M NaOH при 30 °C и представлены на рис. 2.

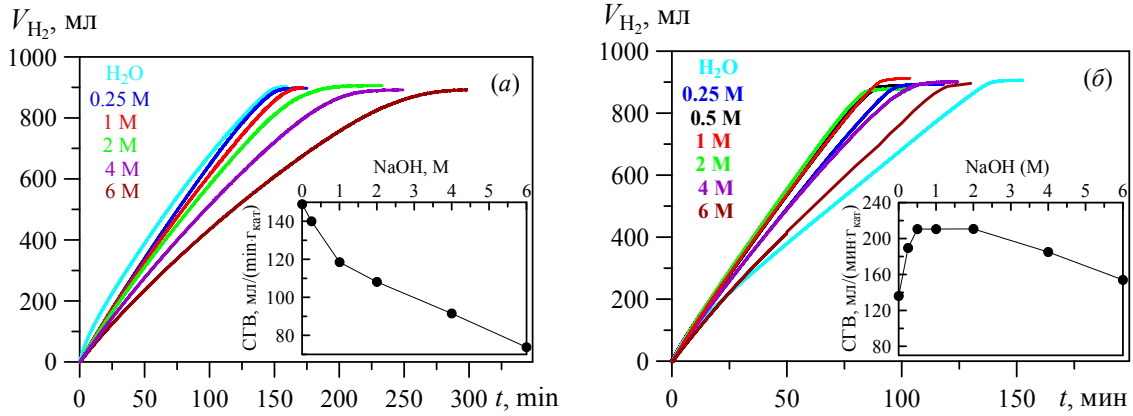


Рис. 2. Влияние щелочи на скорость генерирования водорода при 30 °C с Ru/TiO_2 (*а*) и Pt/TiO_2 (*б*); на врезке: СГВ как функция концентрации NaOH

СГВ для катализатора Ru/TiO_2 убывает с ростом концентрации NaOH (рис. 3, *а*). В то время как СГВ для катализатора Pt/TiO_2 проходит через максимум и в интервале 0.5–2 M NaOH ее значения постоянны (рис. 3, *б*). С ростом концентрации от 0 до 2 M NaOH скорость генерирования водорода возрастает от 136 до 210 мл/(мин·$г_{кат}$). Таким образом, максимальная эффективность процесса гидролиза в присутствии катализатора Ru/TiO_2 достигается в водном растворе $NaBH_4$, а с Pt/TiO_2 – в водно-щелочном растворе в интервале 0.5–2 M NaOH.

На рис. 3 показано влияние температуры в диапазоне 20–60 °C на СГВ при гидролизе $NaBH_4$ с использованием катализаторов Ru/TiO_2 и Pt/TiO_2 в щелочном растворе с моляльными концентрациями 1.06 M $NaBH_4$ и 1 M NaOH.

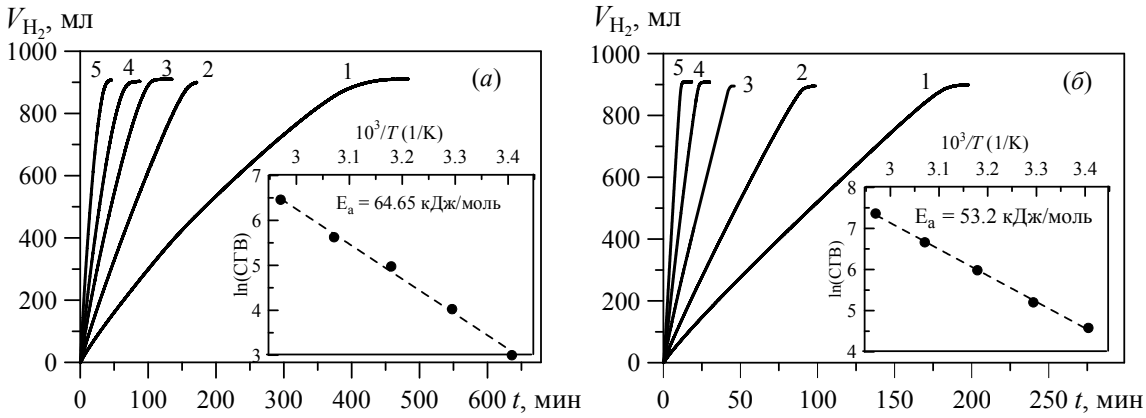


Рис. 3. Зависимость объема генерируемого водорода от времени и температуры в щелочном растворе $NaBH_4$ с Ru/TiO_2 (*а*) и Pt/TiO_2 (*б*): 1 – 20 °C, 2 – 30 °C, 3 – 40 °C, 4 – 50 °C, 5 – 60 °C; на врезке: СГВ как функция температуры

Рассчитанные энергии активации реакции гидролиза щелочного раствора $NaBH_4$ с Ru/TiO_2 и Pt/TiO_2 составляют 64.65 и 53.2 кДж/моль, соответственно (рис. 3). Более низкая энергия активации с катализатором Pt/TiO_2 является подтверждением повышения его эффективности при добавлении щелочи.

Одним из важных параметров процесса гидролиза, определяющим время его проведения, является количество катализатора: чем больше катализатора, тем выше температура разогрева раствора $NaBH_4$ и, следовательно, более быстрое протекание процесса, пропорциональное увеличению количества катализатора. Анализ результатов исследований показал, что более высокое содержание Ru и Pt на носителе повышает эффективность катализатора и снижает энергию активации. В то же время возникает вопрос о целесообразности увеличения содержания благородных металлов в катализаторе. Скорость генерирования водорода определяется требованиями его применения. Так как в реальных генераторах водорода процесс далек от изотермического, то есть смысл использовать саморазогрев раствора для ускорения гидролиза. Это позволит сократить как количество катализатора, так и содержание в нем Ru и Pt без ущерба для эффективности процесса. Катализаторы Ru/TiO_2 и Pt/TiO_2, представленные в этом исследовании, демонстрируют хорошую эффективность для использования в производстве водорода.

Литература

1. Minkina V. G., Shabunya S. I., Kalinin V. I. et al. Hydrogen generation from hydrolysis of concentrated $NaBH_4$ solutions under adiabatic conditions // Int. J. Hydrogen Energy. 2022. Vol. 47, No. 51. P. 21772–21781.

2. Liu Z., Guo B., Chan S. H. et al. Pt and Ru dispersed on $LiCoO_2$ for hydrogen generation from sodium borohydride solutions // J. Power Sources. 2008. Vol. 176, No. 1. P. 306–311.

3. Feng X., Song Z., Guo T. et al. Insights into the effect of surface functional groups on catalytic performance for hydrogen generation from sodium borohydride // RSC Adv. 2016. Vol. 6, No. 114. P. 113260–113266.

4. Bozkurt G., Özer A., Yurtcan A. B. Development of effective catalysts for hydrogen generation from sodium borohydride: Ru, Pt, Pd nanoparticles supported on Co_3O_4 // Energy. 2019. Vol. 180. P. 702–713.

5. Demirci U. B., Garin F. Promoted sulphated-zirconia catalysed hydrolysis of sodium tetrahydroborate // Catal. Commun. 2008. Vol. 9, No. 6. P. 1167–1172.

УДК 662.61:62-405.8

ГОРЕНИЕ КОМПОЗИТОВ ИЗ ФРАГМЕНТИРОВАННОГО ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ И МОНОГИДРАТА ПЕРХЛОРАТА НАТРИЯ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ, АЗОТЕ И ВОЗДУХЕ

В. Н. Миронов, Е. С. Голомако, О. Г. Пенязьков, К. Л. Севрук

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

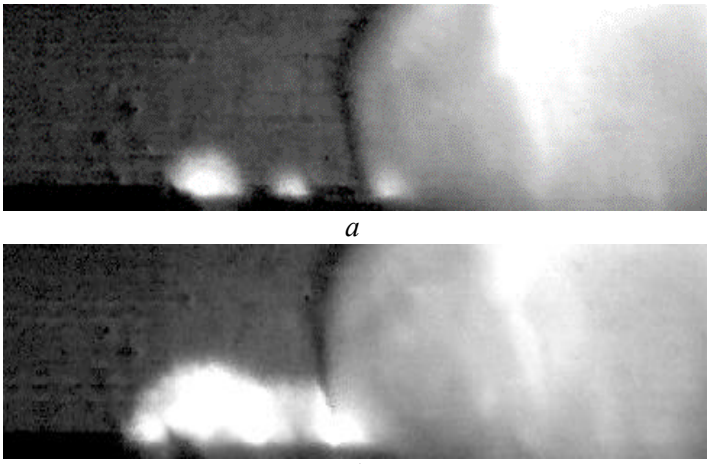
При создании энергонасыщенных композитов на основе наноструктурированного кремния актуально обеспечение стабильных характеристик их горения. В связи с этим важно установить условия и механизмы появления предвестников – очагов воспламенения перед фронтом волны горения и их влияние на протекание процесса. В работе представлены результаты исследования горения композитов при комбинациях их параметров с помощью высокоскоростной съемки и теневого метода визуализации возмущений в разных средах при различных давлениях в подложках с толщиной стенок от 50 мкм до 3 мм из материалов с отличным акустическим импедансом. Указаны возможные причины формирования предвестников, в частности, нестабильность скорости горения композитов и низкая влажность в них моногидрата перхлората натрия.

Ключевые слова: *нанокремний, перхлорат натрия, энергонасыщенные композиты, предвестники, стабильность горения.*

Композиты на основе фрагментов наноструктурированного кремния и моногидрата перхлората натрия (ФПК-композиты) имеют высокую энергоемкость (теплота сгорания более чем в 2 раза выше, чем у большинства мощных бризантных ВВ [1, 2]), скорости горения – свыше 2 км/с [3] и перспективны для ряда приложений [2, 4, 5]. Поэтому создание ФПК-композитов со стабильными характеристиками горения является актуальной задачей. В связи с этим особый интерес представляет одна из форм неустойчивостей процесса: формирование предвестников – очагов самовоспламенения перед фронтом волны горения (рис. 1). Возникновение предвестников может, с одной стороны, существенно увеличить массовую скорость химических превращений в энергонасыщенных композитах, а с другой – дестабилизировать процесс, в том числе способствовать переходу их горения в детонацию [2].

Для установления условий и механизмов возникновения неустойчивостей при горении композитов полезно изучить распространение процесса при комбинациях параметров композитов (коэффициент стехиометрии φ, влажность моногидрата перхлората натрия W) в различных газах (He, Ar, Kr, N_2) при вариации их давления, а также в воздухе в подложках с разной толщиной стенок и с различным акустическим импедансом их материала. С этой целью использовались высокоскоростная съемка (до 288 000 кадр/с) и теневой метод визуализации возникающих при горении возмущений. Последняя затруднена из-за существенного превышения интенсивности излучения горящего композита над интенсивностью источника света (ДРШ-250) теневого прибора. Задача решена за счет использования перед матрицей камеры Fastcam SA-Z синего светофильтра СС 8, при этом полная интенсивность света теневого прибора падает всего в три раза, а большая часть спектра излучения композита ослабляется на 2–3 порядка.

Процесс подготовки ФПК-композитов описан в [3]. В нашем случае первоначально формирование образцов происходило в стальном пенале (в полости 82х3х3 мм), который после сушки до заданной величины W помещался в вакуумируемую рабочую камеру с окнами из оптического стекла толщиной 30 мм. Поджиг композита после установления рабочего давления газовой среды (от 10^{-3} до 1 бар) осуществлялся через одно из окон сфокусированным лазерным пучком с энергией ~30 мДж при длительности импульса около 50 нс.



а

б

Рис. 1. Возникновение и развитие очагов перед фронтом при горении ФПК-композита в среде азота при начальном давлении 1 бар. Времена с момента лазерного инициирования горения: *а* – 41,7 мкс; *б* – 45,2 мкс. Скорости фронта горения V_{comb}: в момент формирования первого (левого) очага (38.2 мкс) – 1180 м/с, в 41.7 и 45.2 мкс – 1460 и 1780 м/с соответственно

Зарегистрировано распространение возмущений плотности, формирующихся в газовых средах при образовании продуктов сгорания композитов. При начальном давлении сред 1 и 0.2 бар это возмущения на фронтах звуковых и ударных волн. Когда скорости горения существенно выше скоростей звука в газах, указанные возмущения, как правило, смыкаются с продуктами и компонентами горения, поэтому локальные пульсации параметров при аэрозольной фазе горения легко искажают поверхность ударных фронтов.

В форвакууме (10^{-3} бар) граница возмущений плотности существенно опережает фронт горения, так как потоки продуктов сгорания и раскаленных компонентов композитов не испытывают сопротивления окружающей среды. При истечении продуктов в форвакуум более темные области сразу за зоной наибольших градиентов плотности обусловлены, на наш взгляд, резким снижением температуры потока при расширении, приводящим к «замораживанию» химического состава или, по крайней мере, к снижению скорости химических реакций в аэрозоле.

Отмечено, что при формировании предвестников резко возрастает массовая скорость горения, что приводит к высоким пиковым давлениям в рабочей камере (в 1.5 раз выше, чем при стационарном горении). Это подчеркивает важность выявления факторов, провоцирующих при горении ФПК-композитов формирование предвестников. К числу этих факторов можно, вероятно, отнести нестабильность скорости горения V_{comb} (пульсации до 15%) и низкую влажность моногидрата перхлората натрия W (в случае регистрации предвестников в азоте при 0.2 и 1 бар $W < 23\%$, это наименьшие значения для композитов в инертных газах и азоте).

При горении композитов в окружающей среде (воздухе) предвестники зарегистрированы при меньших значениях W, причем вблизи фронтов горения, поэтому их наличие не приводит к заметному увеличению его скорости (V_{comb} = 1450 м/с, рис. 2).

При проведении экспериментов в атмосфере с композитами в неметаллических пеналах установлено, что при влажности W композита во фторопластовом канале всего 12% его горение происходило почти равномерно, с линейным возрастанием скорости (от 1060 до 1180 м/с). Возможно, большая устойчивость процесса горения связана в этом случае с существенно меньшим, чем у стали, акустическим импедансом фторопласта (плотность 2000–2230 кг/м^3, скорость звука 1340 м/с [6]). При этом, исходя из спектров излучения продуктов сгорания композитов в стальном и фторопластовом каналах, фторопласт, по-видимому, не вовлекается в процесс физико-химических превращений.

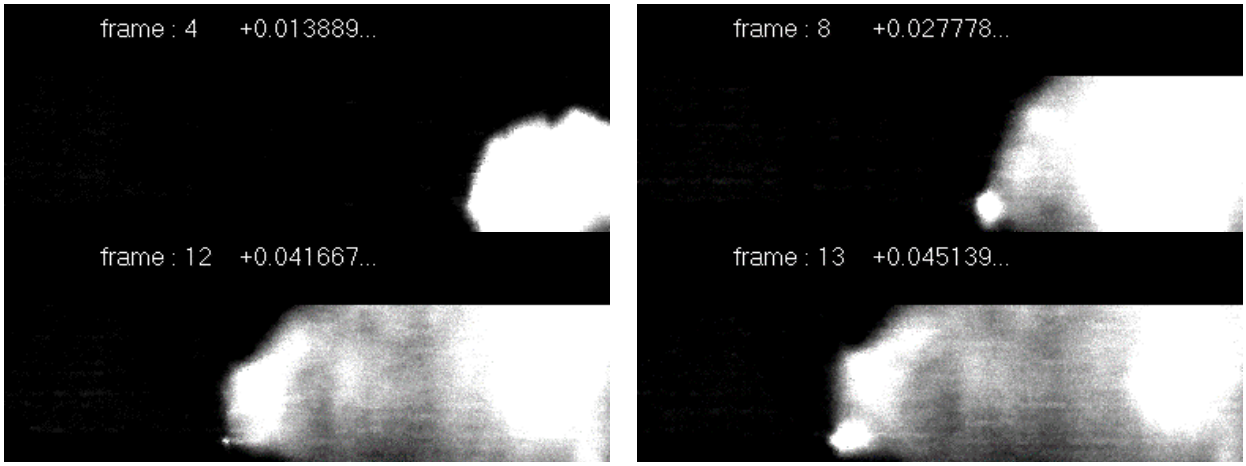


Рис. 2. Динамика горения ФПК-композита с влажностью $W = 18\%$ в стальном пенале

Иным было поведение композита в силиконовом канале. При влажности моногидрата перхлората натрия около 25% (исходя из контролируемой динамики потери массы в процессе сушки) произошло самовоспламенение и горение композита. При такой высокой влажности нестабильность поведения композита ранее в нашей практике не наблюдалась. Возможной причиной нестабильности могло явиться взаимодействие силикона с перхлоратом натрия, внедрившимся в микро-, а возможно, и в нанопоры силиконового канала.

При использовании в процессе горения композитов фотоэмиссионного пирометра установлено, что температуры в зоне фронтального горения, как правило, превышают 3300 К, в начале аэрозольного горения они близки к этому значению. Если пики этих фаз процесса разнесены, то можно оценить «ширину» фронта $b_{i\,\text{фр}} = V_{i\,\text{comb}\,30\,\text{мм}}\,\Delta t_{i\,\text{фр}}$. Так, при 0.2 бар $b_{i\,\text{фр}} \leq$ $\leq$ 10 мм в средах аргона и азота. Установлено, что продолжительность эффективного энерговыделения в аэрозольной фазе горения составляет обычно 7–10 мкс, т. е. близка к времени прохождения через область регистрации температуры зоны фронтального горения.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (договор № Т23-092)

Литература

1. Abraham A., Piekiel N. W., Morris C. J., Dreizin E. I. Combustion of energetic porous silicon composites containing different oxidizers // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2016. Vol. 41 (1). P. 179–188.

2. Савенков Г. Г., Зегря А. Г., Зегря Г. Г., Румянцев Б. В., Синани А. Б., Михайлов Ю. М. Возможности энергонасыщенных композитов на основе нанопористого кремния // ЖТФ. 2019. Т. 89 (3). С. 397–403.

3. Mironov V. N., Penyazkov O. G., Golomako E. S., Shumlyaev S. O. Fast combustion modes of composites “mound of porous silicon fragments–sodium perchlorate monohydrate” in the atmosphere // Горение и взрыв. 2021. Т. 14, № 2. С. 55–63.

4. Гусейнов Ш. Л., Федоров С. Г. Нанопорошки алюминия, бора, боридов алюминия и кремния. М.: Торус Пресс, 2015. – 256 с.

5. Долбик А. В., Зубов А. Ю., Крисевич С. Н., Сычевич А. С., Короткевич А. В., Лазарук С. К., Лабунов В. А. Увеличение механического импульса в микроэлектромеханических системах, использующих энергию горения нанопористого кремния // Доклады БГУИР. 2015. № 92 (6). С. 90–93.

6. Физические величины: справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

УДК 536.24

ГРАДИЕНТНАЯ ТЕПЛОМЕТРИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ВОДЫ НА ТРУБЧАТОМ НАГРЕВАТЕЛЕ

В. Ю. Митяков, С. З. Сапожников, П. Г. Бобылев, А. В. Павлов, А. А. Гусаков, Н. Е. Кикоть

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Данные по местной плотности теплового потока на поверхностях нагрева при кипении ограничены, а расчет по средней плотности теплового потока вблизи критических точек неправомерен. Градиентная теплометрия позволила выявить неравномерность тепловыделений при кипении насыщенной воды на трубчатом электронагревателе при атмосферном давлении в диапазоне плотностей теплового потока от 45 до 100 кВт/м^2. Получены круговые теплограммы и термограммы для нагревателя круглого сечения. Результат раскрывает механизм околокритических режимов кипения.

Ключевые слова: *теплообмен при кипении, градиентная теплометрия, развитое пузырьковое кипение, термометрия, градиентные гетерогенные датчики теплового потока.*

Теплообмен при кипении изучают достаточно давно и инструментарий исследователей огромен. Наиболее применяем метод термометрии. Полученные эмпирические зависимости описывают теплообмен при кипении большинства теплоносителей на поверхностях различной формы [1]. Однако ввиду хаотичности кипения отсутствует универсальная математическая модель, позволяющая рассчитать плотности теплового потока (ПТП) и коэффициент теплоотдачи.

Существуют два основных подхода к изучению теплообмена при кипении жидкости в большом объеме. Первый подход направлен на изучение докритических параметров теплообмена при кипении в стационарном режиме [2]. Второй подход направлен на изучение теплообмена при кипении в нестационарном режиме, когда перегретую модель помещают в насыщенную или недогретую жидкость [3, 4]. При этом ввиду отсутствия быстродействующих первичных преобразователей теплового потока удается напрямую отследить только температуру на поверхности нагрева с дальнейшим расчетом ПТП

В наших опытах использовано прямое измерение местной ПТП с помощью градиентной теплометрии [5] – технологии, основанной на реализации поперечного эффекта Зеебека с помощью градиентных датчиков теплового потока (ГДТП) – первичных преобразователей с анизотропией тепло- и электрофизических свойств. При прохождении теплового потока через датчик возникает термоЭДС, пропорциональная ПТП.

Исследовалось кипение насыщенной воды на трубчатом нагревателе диаметром 8 мм и длиной 650 мм, разогреваемым электрическим током; средняя ПТП менялась в диапазоне 45–100 кВт/м^2. Нагреватель коаксиально закреплялся в кожухе диаметром 75 мм с закреплением в концевых пробках из резины. Смотровое окно в верхнем сегменте кожуха обеспечивает вывод проводов ГДТП и термопар (ТП), а также визуальный контроль кипения. На нагревателе заделаны спаи двух хромель-копелевых термопар (ТХА), рядом с которыми заподлицо с поверхностью теплообмена установлен ГДТП размерами 1,2×6×0,2 мм из монокристаллического висмута. Еще одна хромель-копелевая термопара измеряет температуру воды в кожухе.

Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Максимальный объем жидкости в кожухе равен 750 мл. Напряжение на нагреватель подается через трансформатор. При достижении стационарного режима кипения начинается синхронная запись показаний ГДТП и термопар при помощи прибора Fluke 289.

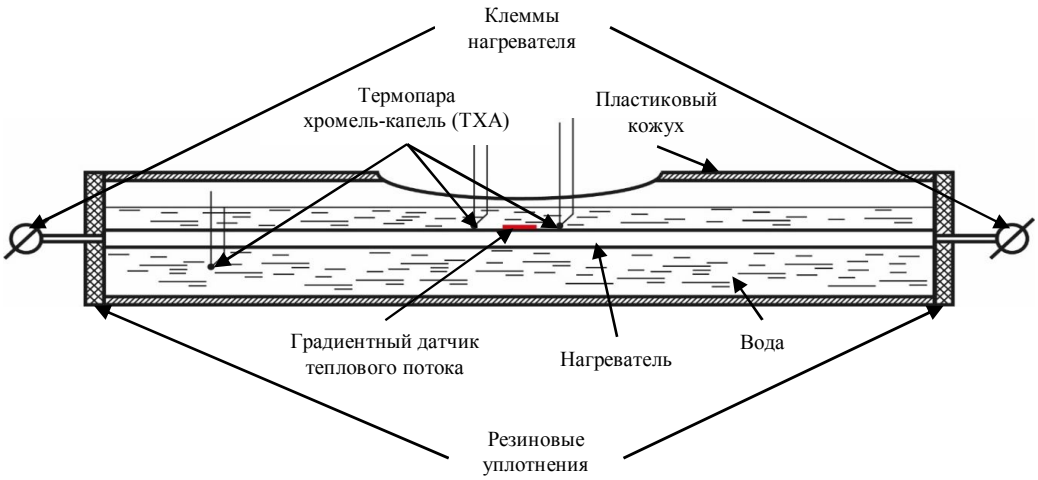


Рис. 1. Схема экспериментального стенда

Визуальный контроль показал, что смонтированный на нагревателе ГДТП не влияет на процесс (рис. 2). Видно, что поверхность нагревателя равномерно покрыта пузырьками как в месте установки ГДТП, так и на свободной поверхности. Проворот нагревателя позволяет измерять местную ПТП при разных положениях ГДТП.

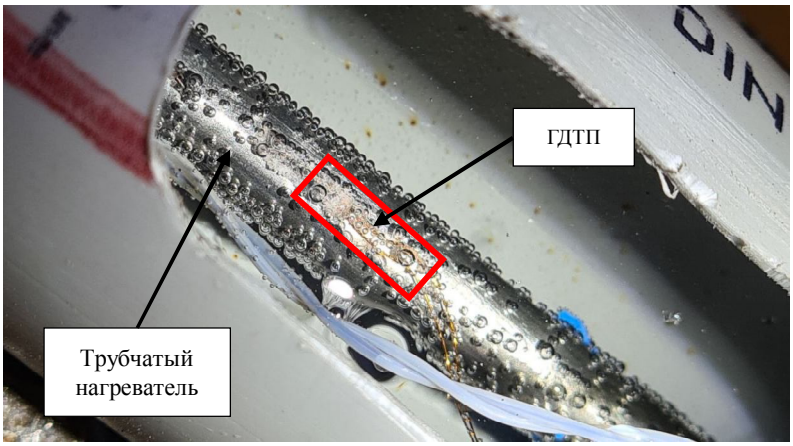


Рис. 2. Режим неразвитого пузырькового кипения

В пилотном эксперименте рассмотрен режим развитого пузырькового кипения на горизонтальном гладком трубчатом нагревателе при силе тока 4,5 А и напряжении 155 В, что обеспечивает среднюю ПТП, равную 50 кВт/м^2. На рис. 3 представлено распределение местной ПТП и температуры по окружности нагревателя (круговые теплограмма и термограмма). Черной линией показана средняя ПТП, рассчитанная по напряжению и току на нагревателе, а красной – местная ПТП, зафиксированная ГДТП. Обнаружена неравномерность местной ПТП по углу поворота. При $\varphi = 0°$ ГДТП регистрирует значения на 20% выше средней, а при повороте на $\varphi = 180°$ – на 24% ниже. Точка с углом 180° находится в области затрудненного отвода пара, что приводит к ухудшению теплообмена, а в точке 0° отвод паровой фазы с поверхности теплообмена не затруднен и ПТП максимальна. Неравномерности обнаруженной методом градиентной теплометрии термометрия не выявила (рис. 3).

В результате разработана установка для изучения теплообмена при кипении и с помощью градиентной теплометрии выявлена неравномерность ТПТ по углу поворота. При этом применение термометрии не выявило неравномерности температуры при изменении угла поворота. Возможности градиентной теплометрии позволят в дальнейшем исследовать теплообмен при кипении на неизотермических поверхностях и с добавлением в воду микро- и наночастиц оксидов металлов.

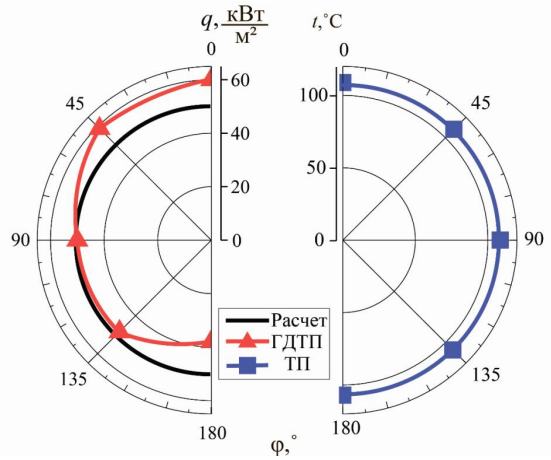


Рис. 3. Распределение местной ПТП (справа) и температуры поверхности (слева) от угла поворота нагревателя φ

Литература

1. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. – 344 с.
2. Khooshehchin M., Mohammadidoust A., Fathi S. Experimental investigation of stabilizers of nanofluid in the pool boiling process // Heat Transfer Engineering. 2023. Vol. 44 (5). P. 442–460.
3. Ягов В. В., Забиров А. Р., Лексин М. А. Нестационарный теплообмен при пленочном кипении недогретой жидкости // Теплоэнергетика. 2015. № 11. С. 70–80
4. Pavlov A. V., Bobylev P. G., Sapozhnikov S. Z. Gradient heatmetry in study of heat transfer during pool boiling of subcooled water and liquid with the addition of Al_2O_3 microparticles // Thermal Engineering. 2023. Vol. 70 (3). P. 194–202.
5. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Yu. Heatmetry. The Science and Practice of Heat Flux Measurement. St.-Petersburg: Springer International Publishing, 2020. –209 p.

УДК 532.517.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

В. Ф. Никитин[1,2], **Е. В. Михальченко**[1,2]

[1]*ФГУ «Федеральный научный центр Научно-исследовательский институт системных исследований РАН», г. Москва, Россия*
[2]*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

Проведено трехмерное численное моделирование детонационной камеры сгорания на основе математической модели динамики многокомпонентного газа с учетом химических превращений и турбулентного переноса. Диаметр камеры 10 см, длина 10 см, основная ширина кольцевого канала 0,5 см. Кислород рассматривается как окислитель, ацетилен как топливо. Для описания горения ацетилена использовался упрощенный химико-кинетический механизм с участием следующих частиц: C_2H_2, CO, CO_2, H_2, O_2, H_2O, OH, O, H, N_2.

Ключевые слова: *детонация, горение, химическая кинетика, численное моделирование.*

Целесообразность перехода от простого горения к детонации обусловлена главным образом более высокой эффективностью термодинамического цикла, использующего этот процесс. Основными преимуществами детонационной камеры сгорания являются компактные размеры, высокая полнота сгорания топлива и низкие концентрации вредных веществ [1, 2].

Существует два основных типа детонационных камер сгорания: импульсно-детонационная камера и камера с вращающейся детонационной волной. В настоящее время особое внимание уделяется камерам с непрерывной детонационной волной, что связано с более высокими рабочими частотами и возможностью однократного инициирования детонационной волны. Существует три основные геометрии таких камер: кольцевая камера с внутренним телом, камера без внутреннего тела и дисковая камера сгорания.

Также в некоторых работах рассматриваются различные дополнительные конструктивные решения для получения более устойчивых режимов в камере, например, в [3] проведено экспериментальное исследование вращающейся детонации в камерах сгорания с перфорированными стенками. В [4] рассматривались дополнительные компрессионные кольца для поддержания давления в камере сгорания. В целом в конструкции камеры сгорания детонационного двигателя до сих пор существует множество проблем, таких как инициирование детонации, поддержание стабильности детонации, смешивание компонентов топлива и окислителя. Экспериментальные и теоретические исследования детонационного двигателя проводятся во всем мире [5–9].

Ацетилен – экологически чистое топливо, подходящее как для традиционных камер внутреннего сгорания, так и для новых типов импульсных и детонационных камер сгорания [10]. В данной работе проведено моделирование детонационной камеры сгорания с непрерывной детонационной волной в трехмерной геометрии, где горючим является ацетилен, а окислителем – кислород.

Для описания горения ацетилена использовался упрощенный химико-кинетический механизм с участием следующих частиц: C_2H_2, CO, CO_2, H_2, O_2, H_2O, OH, O, H, N_2. Азот считается нейтральным [11].

Рассматривалась камера сгорания, исследуемая в работе [12], геометрия камеры представлена на рис. 1. Первоначально камера заполняется воздухом при давлении 1 бар и температуре 300 К. Затем в камеру поступает смесь ацетилена с кислородом. Воспламенение моделируется добавлением дополнительной энергии в шарообразную область радиусом 2.5 мм в течение 1 мкс с мощностью 10^5 кВт/см^3, что соответствует вносимой энергии 6.2 Дж.

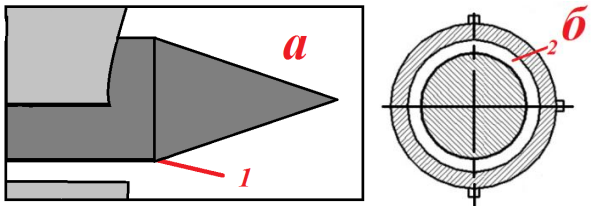


Рис. 1. Геометрия камеры сгорания, *а* – вид сбоку (1 – внутреннее тело), *б* – вид спереди (2 – щелевой зазор)

На рис. 2 представлен результат распределения поля давления в плоскости OYZ в момент времени 150 мкс для случая подачи смеси под давлением 5 бар, на рис. 3 – результат распределения поля давления в плоскости OYZ в момент времени 150 мкс для случая подачи смеси под давлением 10 бар.

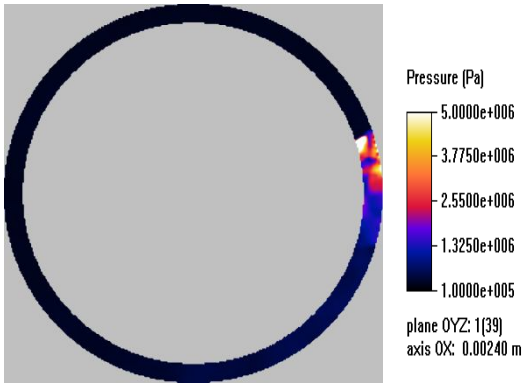


Рис. 2. Распределения поля давления в плоскости OYZ в момент времени 150 мкс для случая подачи смеси под давлением 5 бар

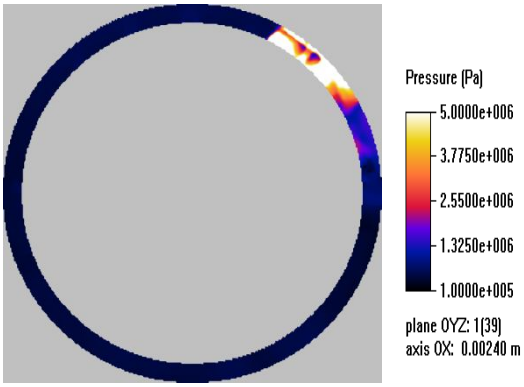


Рис. 3. Распределения поля давления в плоскости OYZ в момент времени 150 мкс для случая подачи смеси под давлением 10 бар

В работе проведено исследование реализации детонационного сжигания топлива в коаксиальной камере сгорания для различных давлений торможения, определяющих интенсивность подачи смеси. Рассмотрен сокращенный кинетический механизм горения ацетилена для использования в моделировании двигателя с непрерывной вращающейся детонационной волной. Для камеры сгорания с описанными параметрами реализуется в большей степени режим стабильной детонации с числом волн одна или две [1, 2].

Выводы

Разработан короткий кинетический механизм горения ацетилена с кислородом, откалиброванный с помощью констант скорости первичной реакции ацетилена с кислородом. Калибровка механизма осуществлялась путем подгонки времени задержки для короткого механизма с известными крупными механизмами в широкой области начальных температур и давлений. Получены устойчивые режимы вращающейся детонации в исследуемой камере сгорания.

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ "Курчатовский институт" Федерального государственного учреждения "Федеральный научный центр Научно-исследовательский институт системных исследований Российской академии наук" № 1023032900401-5-1.2.1 (FNEF-2024-0002) по теме "Математическое моделирование многомасштабных динамических процессов и систем виртуального окружения".

Литература

1. Wolański P. Detonative propulsion // Proceed. of the Combustion Institute. 2013. Vol. 34. P. 125–158.

2. Anand V., Gutmark E. Rotating detonation combustors and their similarities to rocket instabilities // Progress in Energy and Combustion Science. 2019. Vol. 73. P. 182–234.

3. Haocheng Wen, Bing Wang. Experimental study of perforated-wall rotating detonation combustors // Combustion and Flame. 2020. Vol. 213. P. 52–62.

4. Betelin V. B., Nikitin V. F., Mikhalchenko E. V. 3D numerical modeling of a cylindrical RDE with an inner body extending out of the nozzle // Acta Astronautica. 2020. Vol. 176. P. 628–646.

5. Bykovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F., Zholobov Y. A. Continuous spin detonation of a coal-air mixture in a flow-type plane-radial combustor // Combust. Explos. Shock Waves. 2013. Vol. 49. P. 705–711.

6. Zhenjuan Xia, Cuizhen Zhang, Fengming Wang, Yong He, Hu Ma, Gaoyang Ge, Changsheng Zhou. Propagation characteristics of hydrogen-air rotating detonation wave in disk-shaped combustors with different configurations // Aerospace Science and Technology. 2022. Vol. 130. P. 107806.

7. Yu Yan, Zhicheng Wang, Bao'e Yang, Hongbo Hu, Liu Hong. Experimental research on the detonation behavior in annular combustors utilizing liquid hypergolic propellants // Acta Astronautica. 2023. Vol. 21, № 1. P. 865–876.

8. Kayla Bell, Douglas Schwer, Ajay K. Agrawal. Profiling cross-sectional area of a radial rotating detonation combustor to increase pressure gain // Aerospace Science and Technology. 2023. Vol. 133. P. 108096.

9. Chenwei Ding, Yuwen Wu, Yakun Huang, Quan Zheng, Qun Li, Gao Xu, Chaohui Kang, Chunsheng Weng. Wave mode analysis of a turbine guide vane-integrated rotating detonation combustor based on instantaneous frequency identification // Energy. 2023. Vol. 284. P. 128612.

10. Changqi Liu, Qi Jing, Yunming Zhang, Qingming Liu, Zhisong Wang, Dan Wang, Qiqi Liu, Chuang Liu, Tao Fan. Study on direct initiation process and initiation mechanism of acetylene/oxygen premixed gas detonation // Combustion and Flame. 2023. Vol. 258, № 2. P. 113051.

11. Nikitin V. F., Mikhalchenko E. V. Safety of a rotating detonation engine fed by acetylene – oxygen mixture launching stage // Acta Astronautica. 2022. Vol. 194. P. 496–503.

12. Bykovskii F. A., Zhdan S. A., Vedernikov E. F. Continuous spin detonations // J. of Propulsion and Power. 2006. Vol. 22, № 6. P. 1204–1216.

УДК 536.242

КИПЕНИЕ ЖИДКОСТИ НА ПОВЕРХНОСТЯХ С ПОКРЫТИЕМ CU-AL

Е. Г. Орлова, Д. В. Феоктистов, А. В. Дорожкин

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Проведены экспериментальные исследования процесса пузырькового кипения воды на поверхностях материалов с покрытием Cu-Al. Нагрев образцов, помещенных в объем дистиллированной деаэрированной воды, осуществлялся путем пропускания по ним электрического тока. Температуры образца и воды регистрировались малоинерционными прецизионными термопарами. Визуализация процесса проводилась с использованием системы высокоскоростной видеорегистрации быстропротекающих явлений. Получены температуры начала пузырькового кипения на образцах, поверхности которых обработаны разными способами (механическая обработка, обработка лазерным излучением), коэффициент теплоотдачи, критический тепловой поток, частота отрыва пузырей. Выполнен анализ эффективности кипения (по значениям коэффициентов теплоотдачи) на поверхностях, различающихся текстурой и свойствами смачиваемости.

Ключевые слова: *пузырьковое кипение, лазерное текстурирование, теплоотдача, тепловой поток.*

В настоящее время исследования способов интенсификации теплообмена при кипении теплоносителей привлекают все больше внимания. Последнее связано с ужесточением требований к отводу тепловых потоков от современных микроэлектронных устройств, систем связи нового поколения, элементов и оборудования атомной энергетики и др. Интенсификация теплообмена в условиях кипения в большом объеме заключается в снижении температуры поверхности теплоотвода и увеличении критического теплового потока. Кипение зависит от большого числа факторов: характеристик твердой поверхности (теплофизических свойств, текстуры на микро- и наноуровне, химического состава), свойств жидкости (физико-химические и теплофизические свойства, состав), а также взаимодействия жидкости с твердым телом (смачивание, адсорбция). Модификация свойств твердых поверхностей является одним из ключевых направлений при решении проблемы интенсификации процесса кипения. Известны экспериментальные результаты по увеличению значения критического теплового потока за счет создания микро-нано-шероховатости (при этом поверхности приобрели гидрофильные свойства) темплатными методами [1], спеканием [2], оксидацией [3] и др. Стоит отметить, что большинство методов создания необходимой текстуры на твердой поверхности являются дорогостоящими и трудно масштабируются под производственные нужды, поэтому их применение на практике почти невозможно. Лазерное текстурирование является наиболее перспективным методом модификации текстуры металлов и сплавов, сопровождающееся также изменением их свойств смачивания.

Целью настоящей работы является оценка возможности интенсифицировать кипение теплоносителей путем формирования покрытия Cu-Al, а также изменения текстуры и свойств смачивания.

Методом лазерной обработки наносекундной длительности на перспективных материалах с покрытием Cu-Al сформированы уникальные текстуры с заданными геометрическими характеристиками. Характеристики текстур определены с использованием оборудования конфокальной и электронной микроскопии. В качестве референсного образца использовался полированный алюминиевый сплав. Параметры шероховатости поверхностей исследовались профилометрическим методом. Свойства смачивания полированных и модифицированных лазерным излучением образцов определялись по хорошо апробированной методике [4], используя метод Юнга–Лапласа и Тангенциальный 1. Относительная погрешность определения статического контактного угла не превышала 5%.

Кипение исследовалось на установке, представляющей собой теплоизолированную емкость в виде параллепипеда, заполненную дистиллированной деаэрированной водой. К верхней крышке с помощью медных стержней крепится исследуемый образец таким образом, чтобы его положение соответствовало центру смотрового окна. Медные стержни соединены с помощью проводов с лабораторным автотрансформатором. Процесс кипения регистрировался высокоскоростной видеокамерой через смотровое окно в корпусе установки. Температуры поверхности образца металла и теплоносителя контролировались малоинерционными термопарами хромель-алюмель, подключенными к контроллеру температуры. Контроллер подключен к персональному компьютеру. Погрешность измерения температуры не превышала ±0,1 °C.

В результате проведенных экспериментальных исследований получены температуры начала пузырькового кипения на полированных и текстурированных лазерным излучением образцах алюминиевого сплава. Установлены значения критических тепловых потоков, коэффициентов теплоотдачи, частоты отрыва пузырьков, их эволюция от зарождения до всхлопывания. Проведена оценка возможности интенсифицировать кипение теплоносителей путем формирования покрытия Cu-Al, а также изменения текстуры и свойств смачивания.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-73-10245.

Литература

1. Xu Q. F., Mondal B., Lyons A. M. Fabricating superhydrophobic polymer surfaces with excellent abrasion resistance by a simple lamination templating method // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2011. Vol. 3. P. 3508–3514.

2. Takata Y., Hidaka S., Cao J.M., et al. Effect of surface wettability on boiling and evaporation // Energy. 2005. Vol. 30, No. 2–4. P. 209–220.

3. Wang C. H., Dhir V. K. Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface // J. Heat Transf. 1993. Vol. 115, No. 3. P. 659–669.

4. Feoktistov D. V., Kuznetsov G. V., Sivkov A. A., et al. Expanding the scope of SiC ceramics through its surface modification by different methods // Surf. Coat. Technol. 2022. Vol. 435. P. 128263.

УДК 536.468

ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ДОБАВОК К ГЕЛЕОБРАЗНОМУ ТОПЛИВУ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ПРИ ЗАЖИГАНИИ

К. К. Паушкина, Д. О. Глушков, А. Г. Нигай, А. О. Плешко

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Выполнено экспериментальное исследование зажигания и горения группы составов гелеобразных топлив, в том числе с добавлением мелкодисперсных частиц металлов и неметаллов, в условиях диспергирования капли расплава топлива при интенсивном нагреве в высокотемпературной среде неподвижного окислителя. Группа упругодеформируемых составов гелеобразных топлив приготовлена на основе маслонаполненных криогелей с добавлением мелкодисперсных металлических (Al) и неметаллических (углеродистых) частиц и без них. В условиях лучистого нагрева при температурах окислителя 700–1000 °C установлено устойчивое зажигание топлива при протекании процесса диспергирования, оказывающего положительное влияние на интенсивность выгорания компонентов топлива.

Ключевые слова: *гелеобразное топливо, частица, нагретый неподвижный воздух, воспламенение и горение, диспергирование капель.*

Тематика гелеобразных топлив достаточно актуальна в последнее время вследствие перспектив освоения космоса, территорий Арктики и Антарктики, а также снижения загрязнения окружающей среды различного рода отходами [1]. Мелкодисперсные частицы металлов являются наиболее часто применяемыми добавками для гелеобразных топлив и при определенной концентрации (обычно в пределах от 5 до 60%) оказывают положительное влияние на энергетические [2], реологические [3] и физико-механические [4] характеристики топлив. Как правило, в большинстве исследований при металлизации гелеобразных топлив используют мелкодисперсные частицы Al [3]. Это объясняется относительно высокой температурой горения и достаточно большой удельной плотностью энергии широко распространенного и коммерчески доступного металла. В то же время известно, что использование частиц Al несколько снижает эффективность применения гелеобразного топлива [2]. Поэтому в качестве перспективных твердых компонентов следует рассматривать и другие металлы для решения группы проблем, связанных с негативным влиянием формирующейся оксидной пленки Al_2O_3 на поверхности мелкодисперсных частиц на характеристики процесса горения [1]. Таким образом, целью данной работы является экспериментальное исследование с использованием программно-аппаратного комплекса высокоскоростной видеорегистрации процессов зажигании и горения одиночных частиц группы составов гелеобразных топлив, содержащих твердые мелкодисперсные металлические и неметаллические включения, в высокотемпературной неподвижной воздушной среде в условиях диспергирования капель расплава при интенсивном нагреве.

Приготовлена группа составов гелеобразных топлив на основе маслонаполненных криогелей (50% об. масло + 48% об. водный раствор ПВС + 2% об. эмульгатор), содержащих мелкодисперсные металлические (нанопорошок алюминия V-ALEX 100) и неметаллические углеродистые (Бородинский бурый уголь марки 2Б размером не более 140 мкм) частицы.

Для гелеобразных топлив вследствие их многокомпонентного состава (даже без добавления мелкодисперсных твердых частиц) характерно диспергирование капель расплава (рис. 1, *а*). Основываясь на результатах выполненных ранее исследований [5], эффект диспергирования (один из наиболее перспективных способов интенсификации зажигания и выгорания многокомпонентных топлив) обусловлен формированием в объеме капли топлива (в виде эмульсии или суспензии) паровых пузырей. В процессе прогрева топлива эти пузыри

наполняются парами горючей жидкости и при достижении критических значений давления схлопываются, при этом капля топлива частично или полностью диспергирует на мелкодисперсные фрагменты. Горючие пары, содержащиеся в пузырьках, вдуваются в высокотемпературную среду окислителя в окрестности капли, где они воспламеняются.



а *б* *в*

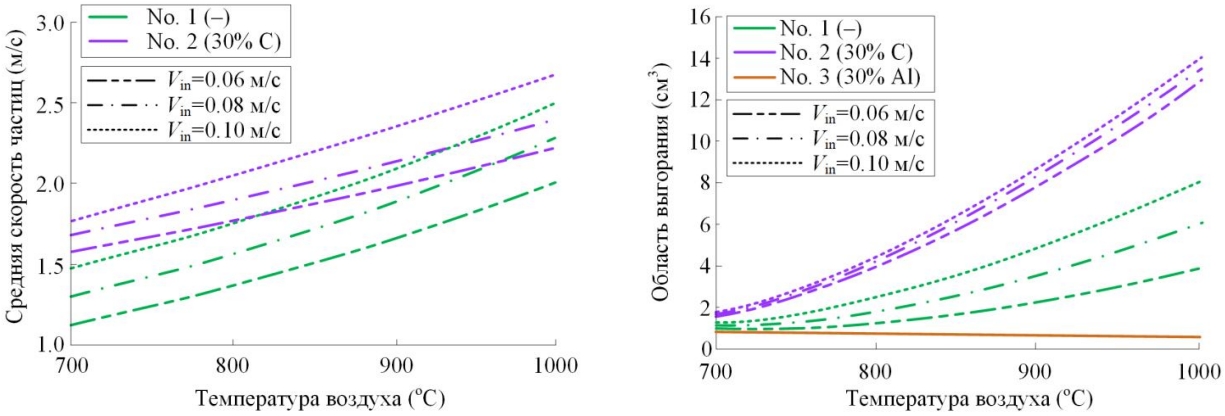
Рис. 1. Типичные кадры видеограммы зажигания (при T_g = 800 °C) частиц гелеобразного топлива: *а* – состав № 1 без добавления твердых компонентов; *б* – состав № 2 с добавлением 30 мас.% мелкодисперсных углеродистых частиц; *в* – состав № 3 с добавлением 30 мас.% мелкодисперсных частиц Al

При добавлении в состав криогеля мелкодисперсных углеродистых частиц протекает несколько другая закономерность физико-химических процессов при воспламенении частицы гелеобразного топлива. Существенное отличие состоит в том, что в результате схлопывания пузырьков и диспергирования капли расплава топлива в высокотемпературную среду окислителя вдуваются пары горючей жидкости и мелкодисперсные частицы угля, которые пропитаны этой жидкостью. Поэтому газофазное зажигание гелеобразного топлива, содержащего мелкодисперсные твердые частицы, происходит достаточно равномерно в большой по размерам области (рис. 1, *б*). Стоит отметить, что добавление мелкодисперсных твердых металлических частиц в состав гелеобразного топлива снижает интенсивность протекания процесса диспергирования капли расплава топлива (рис. 1, *в*) при прочих идентичных условиях. Этот эффект обусловлен более медленным прогревом капли и, соответственно, менее интенсивным формированием паровых пузырей в горючей жидкости под слоем загустителя. В таких условиях воспламенение парогазовой смеси в окрестности поверхности капли происходит без ее диспергирования.

Вследствие отличия описанных механизмов воспламенения топливных составов установлено достаточно существенное отличие характеристик микровзрывного диспергирования капель расплавов гелеобразных топлив (рис. 2). Для топливного состава № 1 характерно увеличение средней скорости движения частиц, образующихся в результате диспергирования, на 90–100% с 1.1 до 2.2 м/с (рис. 2, *а*) с увеличением как температуры источника нагрева (T_g = 700–1000 °C), так и скорости ввода в камеру сгорания (V_{in} = 0.06–0.10 м/с). В случае топливного состава № 2 средние значения аналогичных скоростей движения мелкодисперсных фрагментов изменяются менее существенно (на 45–55% с 1.6 до 2.5 м/с) в указанных выше диапазонах варьирования параметров T_g и V_{in} (рис. 2, *а*).

Рис. 2, *б* иллюстрирует две разные тенденции для зависимости размеров области выгорания от температуры источника энергии. Для составов с явно выраженным газофазным горением (без диспергирования капли расплава) характерно уменьшение размеров области выгорания с ростом температуры окружающего воздуха (состав № 3). Для диспергирующих в процессе прогрева и горения топливных составов (составы № 1 и № 2) характерна противоположная тенденция – размеры области выгорания увеличиваются с ростом температуры окружающего воздуха. Полученный результат обусловлен, в первую очередь, закономерностями протекания физико-химических процессов в течение индукционного периода.

Так как для топливного состава № 2 характерна менее существенная зависимость скорости движения мелкодисперсных фрагментов при диспергировании капли в условиях варьирования параметров T_g и V_{in}, то и объемы области выгорания изменяются менее масштабно (до 9 раз) в диапазоне 1.5–13.5 см^3 (рис. 2, *б*). Для топливного состава № 1 при аналогичных характеристиках проведения эксперимента объемы области выгорания изменяются более чем в 11 раз в диапазоне 0.7–8.0 см^3 (рис. 2, *б*). Таким образом, в условиях микровзрывного диспергирования капель расплава гелеобразного топлива размеры области выгорания (диаметр около 15–25 мм) в 5–9 раз превышают начальные размеры частицы топлива (диаметр 2.8 мм). По предварительным оценкам в таких условиях мощность энерговыделения составляет около 190 Вт в объеме около 8 см^3 при выгорании 10 мг гелеобразного топлива. При более длительном по времени горении капли жидкого однокомпонентного топлива аналогичная характеристика составляет около 25 Вт в объеме около 1 см^3 [7].



а *б*

Рис. 2. Характеристики диспергирования расплавов гелеобразных топлив при различных скоростях ввода топливных частиц в камеру сгорания: *а* – скорости движения мелкодисперсных фрагментов при диспергировании капли расплава; *б* – размеры областей, в которых протекает процесс выгорания мелкодисперсных фрагментов

Литература

1. Padwal M. B., Natan B. and Mishra D. P. Gel propellants // Prog. Energy Combust. Sci. 2021. Vol. 83. P. 100885.

2. Gafni G., Kuznetsov A. and Natan B. Experimental Investigation of an Aluminized Gel Fuel Ramjet Combustor // Springer Aerospace Technology. Springer, Cham, 2017. P. 297–315.

3. Cao J. W., Pan L., Zhang X. W., et al. Physicochemical and rheological properties of Al/JP-10 gelled fuel // Hanneng Cailiao/Chinese J. Energ. Mater. Institute of Chemical Materials, China Academy of Engineering Physics, 2020. Vol. 28, No. 5. P. 382–390.

4. Baek G. and Kim C. Rheological properties of Carbopol containing nanoparticles // J. Rheol. (N. Y. N. Y). 2011. Vol. 55, No. 2. P. 313–330.

5. Glushkov D. O., Feoktistov D. V., Kuznetsov G. V., et al. Conditions and characteristics of droplets breakup for industrial waste-derived fuel suspensions ignited in high-temperature air // Fuel. 2020. Vol. 265. P. 116915.

6. Glushkov D. O., Kosintsev A. G., Kuznetsov G. V., et al. Numerical simulation of ignition of a typical gel fuel particle, based on organic polymer thickener, in a high-temperature air medium // Acta Astronaut. Pergamon, 2021. Vol. 178. P. 272–284.

7. Glushkov D. O., Pleshko A. O. and Yashutina O. S. Influence of heating intensity and size of gel fuel droplets on ignition characteristics // Int. J. Heat Mass Transf. 2020. Vol. 156. P. 119895.

УДК 536.46:661.48

ПОЛУЧЕНИЕ ФТОРИДА ВОДОРОДА ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ФТОРСОДЕРЖАЩИХ ВЕЩЕСТВ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Д. С. Пашкевич

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия
ООО «Новые химические продукты», г. Санкт-Петербург, Россия

Предложен метод получения фторида водорода HF из различных фторсодержащих побочных продуктов современной промышленности в режиме горения. Приведены результаты термодинамических расчётов, лабораторных и опытно-промышленных испытаний метода, CFD-моделирования, позволившие подтвердить его высокую эффективность.

Ключевые слова: *фторид водорода, горение.*

Фторид водорода HF (далее ФВ) является основным сырьевым компонентом при производстве всех промышленных соединений фтора – фторполимеров, электронных газов, летучих фторидов для изотопного обогащения, криолита и др., его мировое производство составляет около 1,5 млн. т. ФВ получают сернокислотным разложением высококачественного концентрата природного плавикового шпата. В России месторождения CaF_2 необходимого качества отсутствуют. Поэтому разработка технологий получения ФВ, основанных на сырье, отличном от плавикового шпата, является актуальной задачей.

Известно, что процессы горения отличаются очень высокой удельной производительностью в связи с высокой температурой в зоне реакции. В то же время в режиме горения целесообразно получать вещества, термодинамически равновесные при температуре, которая формируется в зоне пламени. Также известно, что ФВ является одним из наиболее термодинамически стабильных веществ – энергия связи в молекуле HF составляет 536 кДж/моль и при 3000 К диссоциирует примерно лишь 1,5% HF при 0,1 МПа. Поэтому было предложено получать ФВ из фторсодержащих веществ при их взаимодействии с водородсодержащими веществами и кислородом в режиме горения:

$$R_{F\ газ/тв/жидк} + C_mH_nN_kO_{l\ газ} + O_{2\ газ} \rightarrow R_{Отв/газ} + mCO_{y\ gas} + HF_{газ} + 0.5kN_{2\ газ} - Q, \qquad (1)$$

где R_F – фторид, R_O – оксид или элемент, $C_mH_nN_kO_l$ – водородсодержащее вещество, $m \geq 0$, $n > 0$, $k \geq 0$, $l \geq 0$, $Q \sim 10^{2-}10^3$ кДж, $T_{ад} \geq 10^3$ K.

Такой подход должен обеспечить регенерацию фтора из обрабатываемого фторида в виде ФВ с высокой производительностью, присущей процессам горения, без избытка воды в продуктах реакции и жидких отходов, характерных для других способов регенерации фтора из фторидов. В качестве доноров водорода целесообразно рассматривать метан и водород, как наиболее доступные водородсодержащие вещества.

Фактически процесс (1) можно рассматривать как высокотемпературный гидролиз фторидов, где условия по температуре задаются высокоэкзотермическими процессами – окислением водородсодержащего вещества и гидролизом фторида, например для водорода:

$$H_{2\ газ} + 0{,}5O_{2\ газ} \rightarrow H_2O_{газ} - 286\ кДж, \qquad (2)$$

$$R_{F\ газ/тв/жидк} + H_2O_{газ} \rightarrow R_{Отв/газ} + HF_{газ} - Q_1. \qquad (3)$$

Расчётами зависимости изменения энергии Гиббса от температуры в реакциях (1) и (3) с использованием метана и водорода и термодинамически равновесных составов веществ в

заданной системе элементов было показано, что предложенный метод эффективен для большинства фторидов, за исключением фторидов щелочных и щёлочноземельных металлов, для которых регенерация фтора в виде HF с получением оксидов металлов термодинамически запрещена.

Для некоторых фторидов, например NF_3, CF_4, SF_6, процесс (1) термодинамически не запрещён во всём реальном диапазоне изменения температуры. Для других, например SiF_4, BF_3, UF_4, регенерацию фтора по схеме (1) нужно проводить при достаточно высокой температуре – выше 1000–1500 К. В последнем случае использование режима горения, когда подвод энергии в зону реакции осуществляется за счёт химического тепловыделения, не только целесообразно с точки зрения высокой удельной производительности реактора, но и необходимо, так как нагреть зону реакции от стенки реактора до указанной температуры не представляется возможным в связи с высокой коррозионной активностью ФВ.

Некоторые фториды, гидролиз которых термодинамически не запрещён (например, WF_6, PF_5, MoF_6 и др.), гидролизуются при низкой температуре с технологически приемлемой скоростью. Другие (например, CF_4, C_2F_6, C_3F_8, NF_3, SF_6 и др.) – не гидролизуются и не взаимодействуют с кислотами, щелочами и т.п. Для последней группы фторидов также весьма актуален предложенный метод регенерации фтора (1).

В современной промышленности имеется целый ряд побочных фторсодержащих продуктов, которые либо отправляют на долгосрочное хранение, либо нейтрализуют, получая CaF_2, который размещают на полигонах промышленных отходов, выводя тем самым фтор из технологического цикла – гексафторид урана, обеднённого по изотопу U-235, UF_6 (далее ОГФУ) в ядерном топливном цикле, гексафторкремниевая кислота H_2SiF_6, побочный продукт производства экстракционной фосфорной кислоты из фторапатита, криолитсодержащие отходы (Na_3AlF_6) при производстве алюминия электролизом, тетрафторид углерода CF_4 и другие фторуглероды (хладоны, электронные газы) и т. п. В связи с увеличением производства литий-ионных аккумуляторов в ближайшее время необходимо будет регенерировать фтор из электролита, в состав которого входят тетрафторборат лития $LiBF_4$ и гексафторфосфат лития $LiPF_6$.

Для исследования процессов типа (1) были созданы лабораторная и пилотная установки с реакторами типа «туннельная горелка» внутренним диаметром 40 и 142 мм соответственно со стенками, термостатированными при температуре 90-100 ^oC. Инициирование фронта пламени на пилотной установке осуществляли с помощью самовоспламеняющейся пары NH_3-F_2, на лабораторной – с помощью электрической спирали.

В России накоплено до 1 млн. тонн ОГФУ в результате изотопного обогащения природного урана. Для исследования процесса переработки ОГФУ в режиме горения с использованием H_2 и CH_4

$$UF_{6\,газ} + 3H_{2\,газ} + O_{2\,газ} \rightarrow UO_{2\,тв} + 6HF_{газ} - 583\ кДж, \quad T_{ад} \approx 2500\ К, \tag{4}$$

$$UF_{6\,газ} + 1{,}5CH_{4\,газ} + 2{,}5O_{2\,газ} \rightarrow UO_{2\,тв} + 6HF_{газ} + 1{,}5CO_{2\,газ} - 1056\ кДж, \quad T_{ад} \approx 3200\ К \tag{5}$$

были проведены эксперименты на пилотной установке.

В результате проведённых опытов с расходом ОГФУ до 7 г/с было показано, что в условиях, когда соотношения компонентов близки к приведённым в (4) и (5), концентрация получаемой плавиковой кислоты достигала 98%, а остаточное содержание ковалентно связанного с ураном фтора в оксидах урана составляла менее 1%.

Для процесса (5) построена и верифицирована математическая модель турбулентного диффузионного горения, реализованная в программном комплексе “Ansys Fluent”. Результаты расчёта полей температуры позволили сделать вывод, что значение максимальной температуры, реализуемой в процессе (5) в пилотном реакторе, составляет величину примерно

2000 К. Характерное время пребывания ОГФУ при его расходе 3 г/с в области температуры выше 1500 К составляет 1 с, что обеспечивает практически полную регенерацию фтора.

Таким образом, показано, при указанных параметрах в системе (5) достигается состояние, близкое к термодинамически равновесному, и при охлаждении компонентов до их разделения удаётся практически полностью исключить обратную реакцию фторирования оксидов урана ФВ. Экспериментально подтверждена целесообразность регенерации фтора из ОГФУ в виде ФВ в режиме горения.

При производстве экстракционной фосфорной кислоты из фторапатита на российских предприятиях обращается несколько десятков тысяч тонн фтора в год в виде SiF_4 и H_2SiF_6, которые нейтрализуют и выводят CaF_2 на полигоны промышленных отходов. В то же время из H_2SiF_6 аминированием можно получить полифторид аммония $NH_4F{\cdot}nHF$ и затем регенерировать фтор из него по схеме (1).

На лабораторной установке исследовали горение аммиака в кислороде в присутствии ФВ и показали, что стабильный факел формируется только при подаче в зону реакции метана и при этом удаётся добиться практически 100%-й конверсии аммиака:

$$NH_{3\,газ} + 2HF_{газ} + 1{,}25O_{2\,газ} + 0{,}25CH_{4\,газ} \rightarrow 0{,}5N_{2\,газ} + 2{,}0H_2O_{газ} + 2HF_{газ} + 0{,}25CO_{2\,газ}. \quad (6)$$

На пилотном реакторе были проведены опыты по регенерации фтора из полифторида аммония (расход 1г/с), который получали аминированием H_2SiF_6:

$$(H_2SiF_6 + nH_2O)_{жидк} + NH_{3\,газ} \rightarrow (NH_4F{\cdot}nHF + kH_2O)_{жидк} + SiO_{2\,тв}, \quad (7)$$

$$NH_4F{\cdot}nHF_{жидк} + (1{,}5 + m)O_{2\,газ} + mCH_{4\,газ} \rightarrow 0{,}5N_{2\,газ} + 2HF_{газ} + (1.5 + 2m)H_2O_{газ} + mCO_{2\,газ}. \quad (8)$$

Жидкий полифторид аммония распыляли с помощью пневматической форсунки. Конверсия аммиака превышала 95% при m = 0,3.

С помощью численного моделирования было показано, что максимальная температура в зоне реакции при m = 0,3 составляет 2300 К. Таким образом, при указанной температуре и времени порядка 10^{-1} с для (8) достигается состояние системы, близкое к термодинамически равновесному.

При производстве и эксплуатации хладонов и электронных газов образуются отходы, содержащие CF_4, C_2F_6, C_3F_8 и другие фтор-хлоруглеводороды. Наиболее термостабильным среди них является CF_4 (энергии связи C-F 448 кДж/моль, C-C – 347 кДж/моль)), поэтому на лабораторной установке были проведены следующие опыты:

$$CF_{4\,газ} + x_1H_{2\,газ} + x_2O_{2\,газ} \rightarrow y_1CF_{4\,газ} + y_2HF_{газ} + y_3CO_{2\,газ} + y_4CO_{газ}. \quad (9)$$

Было показано, что при значениях $x_1 \approx 2{,}5$, $x_2 \approx 1{,}3$ конверсия CF_4 достигала 90%.

В некоторых технологических процессах побочным продуктом является водный раствор ФВ (плавиковая кислота), который при концентрации ФВ 40% является азеотропным. В то же время для получения многих соединений фтора требуется безводный фторид водорода. Поэтому было проведено исследование получения ФВ из плавиковой кислоты при её контакте с углеродом во фронте фильтрационного горения углерода в кислороде, когда водяной пар взаимодействует с углеродом, а ФВ остаётся стабильным:

$$HF_{газ} + 1{,}7H_2O_{газ} + 2{,}9C_{тв} + 0{,}9O_{2\,газ} \rightarrow HF_{газ} + 2{,}2CO_{газ} + 1{,}7H_{2\,газ} + 0{,}6CO_{2\,газ}. \quad (10)$$

В реакторе объёмом 20 л было показано, что в волне фильтрационного горения углерода в кислороде удаётся добиться более чем 95%-й конверсии воды без потерь ФВ, что хорошо соответствует результатам расчёта состава термодинамически равновесной смеси для системы элементов (10) при температуре выше 1100 К.

Были проведены расчёты термодинамически равновесных составов веществ в зависимости от температуры и соотношения количества атомов в системах элементов Li-B-F-H-O-C, Li-P-F-H-O-C и Na-Al-F-H-O-C, моделирующие состав продуктов взаимодействия $LiBF_4$, $LiPF_6$ и Na_3AlF_6 с водородсодержащими веществами и кислородом в режиме горения. Показано, что частичная регенерация фтора в виде ФВ термодинамически не запрещена – основными фторсодержащими веществами в термодинамически равновесной смеси являются HF, LiF и NaF.

Таким образом, с помощью расчётов и экспериментов показана эффективность получения HF при взаимодействии различных фторидов, кроме фторидов щелочных и щёлочноземельных металлов, с водородсодержащими веществами и кислородом в режиме горения.

Обозначения

$T_{ад}$ – адиабатическая температура продуктов реакции без учёта их диссоциации, K; Q_i – тепловой эффект реакции, кДж; m, n, k, l, x_i, y_i – стехиометрические коэффициенты или количества атомов в молекуле.

УДК 533.6.011.5

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА UV-BIAS ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ РАДИКАЛОВ OH ПРИ САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ПРИ ВЫСОКОМ НАЧАЛЬНОМ ДАВЛЕНИИ

О. Г. Пенязьков[1], А. В. Скилондь[1], Н. С. Метельская[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, г. Минск

Методом абсорбционной спектроскопии UV-BIAS измерена динамика концентрации радикала OH в индукционный период реакции при самовоспламенении водородно-воздушной смеси за отраженной ударной волной. Концентрация OH определялась по интегральному поглощению света от широкополосного источника ультрафиолетового излучения рядом вращательных линий одного электронно-колебательного перехода линейчатого спектра поглощения OH радикала в пределах области пропускания узкополосных интерференционных фильтров (FWHM = 2,5 нм).

Восстановлены временные зависимости концентрации OH в индукционный период реакции при температурах 1179–1221 K и давлениях (0,68–1,33 МПа), характерных для смены лимитирующих элементарных химических реакций окисления водорода. Обнаружено, что в исследованной области происходит резкое изменения скорости образования радикалов OH с ростом давления. Изменение концентрации OH во времени при одной температуре с увеличением давления изменяет свой характер: экспоненциальный рост концентрации OH в начале процесса самовоспламенения сменяется трехстадийным процессом с последовательно протекающими стадиями экспоненциального роста, постоянных значений, линейного роста концентрации OH во времени.

Ключевые слова: *Концентрация OH, ударные волны, поглощение линейчатых спектров, UV-BIAS (Broadband UV integrated absorption spectroscopy), водородно-воздушная смесь.*

Концентрация гидроксильного радикала OH повсеместно используется как один из важных параметров химических реакций для описания кинетики реагирующих газовых смесей, определения зон пламени, определения структуры потока и температуры [1]. Это обусловлено возможностями выделения спектра OH, исключая наложение спектров других химических элементов, участвующих в реакции и распространённостью участия OH в реакциях.

Из-за уширения формы линии поглощения при высоком давлении область применения методов абсорбционной спектроскопии, основанных на использовании лазеров, ограничена относительно низкими давлениями. Большинство работ, в которых использованы такие методы, выполнены при давлении порядка 1 атм и ниже в смесях с сильным разбавлением инертным газом. За счет увеличения ширины сканирующего излучения можно достичь увеличения точности измерения концентрации при высоких давлениях, но при этом уменьшается интенсивность прошедшего излучения, что также плохо для области с высокой плотностью из-за высокого поглощения света.

В данной работе, исходя из результатов измерений интегрального поглощения широкополосного УФ света реагирующей водородно-воздушной смесью, производился расчет временных зависимостей концентрации OH в невозбужденном состоянии в прединдукционной стадии общей реакции.

Хотя поглощение лазерного луча обычно используется для определения концентрации радикалов, мы попытались использовать относительно широкую полосу длин волн и узкополосные светофильтры для достижения тех же целей. Основная идея заключалась в том, чтобы провести измерения в самом начале процесса самовоспламенения, используя простой и дешевый метод измерения, который не требует применения монохроматоров высокого разрешения, методов резонансно-абсорбционной спектроскопии и применения лазеров с узким спектром излучения.

Измерения производились за отраженной ударной волной на цилиндрической ударной трубе диаметром 76 мм длиной 6,5 м в стехиометрической водородно-воздушной смеси $H_2/O_2/N_2$ с отношением молярных концентраций соответствующих компонентов смеси 2:1:3.76. Толкающий газ – гелий. Газ за отраженной ударной волной находился при температурах T_5 = 1179–1221 К, давлениях P_5 = 678,9–1326 кПа и плотностях ρ_5 = 1,5 кг/м^3, 2,1 кг/м^3, 2,8 кг/м^3. Точные параметры для каждого эксперимента приведены в таблице. Скорость ударной волны и динамика изменения давления измерялись по датчикам давления PCB Piezotronics, установленным заподлицо с поверхностью ударной трубы на расстоянии 2.5, 102.5, 202.5 мм от торца и в центре торца. Схема измерительной установки и расположения датчиков приведена на рис. 1. В таблице τ_{tind} и τ_{wind} – время индукции реакции, измеренное по росту давления на уровне 5% от начального, соответственно, в торце трубы и у стенки трубы на расстоянии 2,5 мм до торца. Обоснование применимости использованного для восстановления концентрации радикала OH метода интегральной ультрафиолетовой широкополосной абсорбционной спектроскопии UV-BIAS (Broadband UV integrated absorption spectro-scopy) и его подробное описание приведены нами ранее в [2, 3].

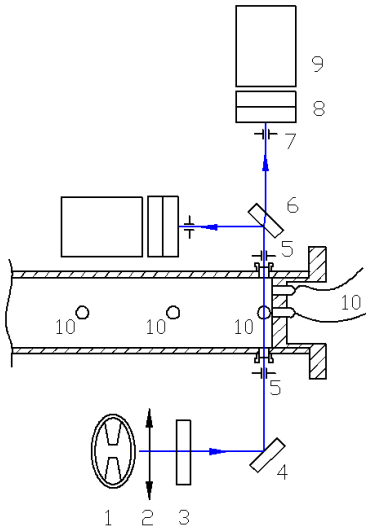


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ксеноновая лампа L7810-02 Hamamatsu; 2 – линза из кварцевого стекла КУ-1; 3 – оптический широкополосный фильтр УФС-2; 4 – поворотное зеркало; 5 – вертикальная щель 1,8×4 мм; 6 – полупрозрачное зеркало; 7 – круглая диафрагма на ФЭУ; 8 – узкополосный светофильтр; 9 – фотоэлектронный умножитель; 10 – датчики давления и ионизационные датчики

Значения параметров экспериментов

Номер эксперимента	ρ_5, кг/м^3	T_5, К	τ_{tind}, мкс	τ_{wind}, мкс	P_5, кПа
39F	1,49	1144/1179	22,6	21,5	678,9
36F	2,11	1147/1182	63,2	58,8	961,6
35F	2,11	1151/1186	63,2	62,6	968,7
38F	1,51	1155/1190	13	19	694,1
32F	2,09	1176/1211	20,4	20	976,8
29F	2,79	1178/1213	51	47	1309
26F	2,82	1182/1217	36	34	1326
31F	2,07	1186/1221	18	18	974,8

Форма зависимостей [OH](t) для экспериментов при более низких давлениях и временах индукции в экспериментах 39F, 38F, 32F, 31F имеет близкий к экспоненциальному росту вид и в целом близка к расчетным значениям по использованным расчетным механизмам со смещением во времени начала свечения от –10% до –60%. Результаты измерения при тех же температурах, но при более высоких давлениях в экспериментах 35F, 36F, 29F, 26F, а также их сравнение со значениями концентраций OH полученными расчетными методами по механизмам GRI 3.0, Konnov 4.0 приведены на рис. 2.

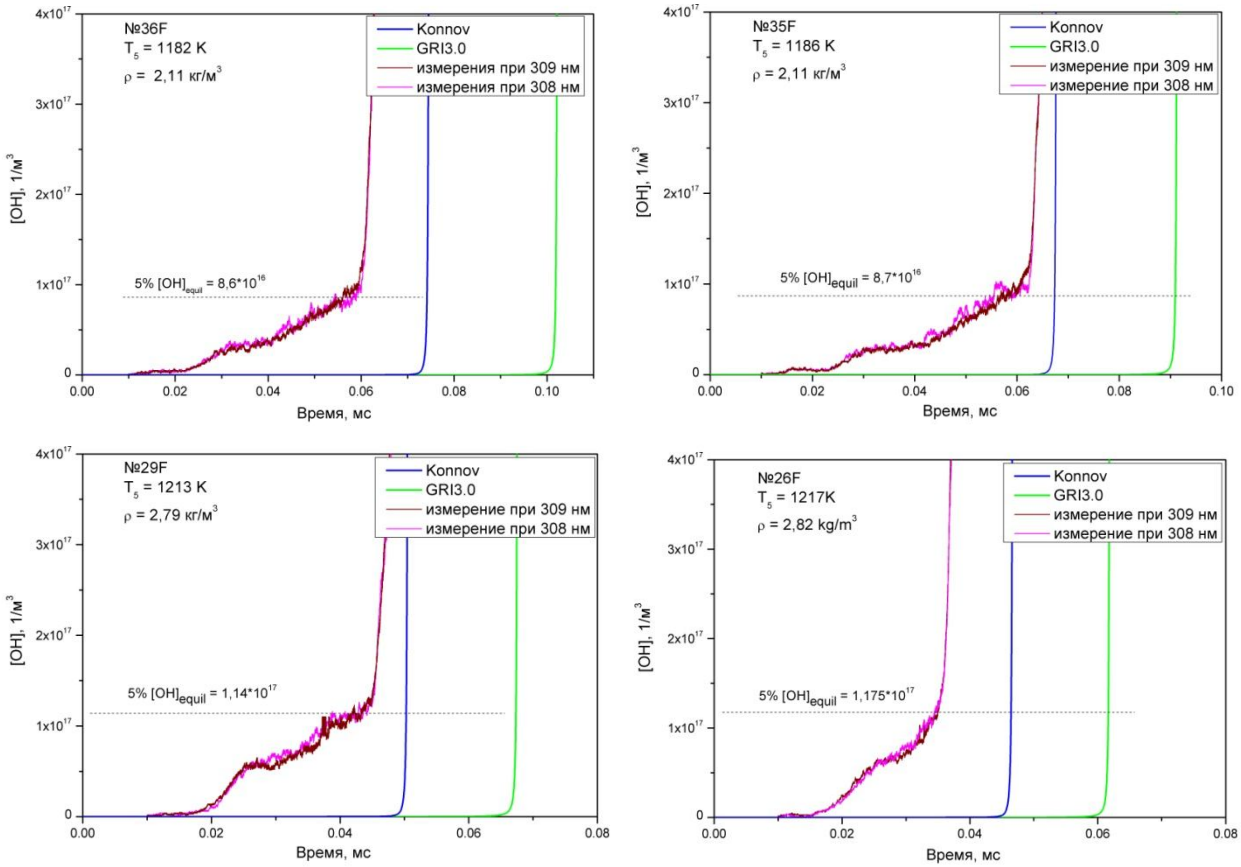


Рис. 2. Восстановленные методом UV-BIAS значения концентраций OH с применением интерференционных светофильтров с максимом пропускания вблизи 308 нм, 309 нм и расчетные значения концентрации OH по механизмам Konnov 4.0, GRI 3.0: *а* – T_5 = 1182 K, ρ_5 = 2,11 кг/м^3; *б* – 1186 и 2,11; *в* – 1213 и 2,79; *г* – 1217 и 2,82

Реакция образования OH при начальных условиях, рассмотренных в работе, протекает в несколько стадий, которые существенно отличаются друг от друга и резко сменяют друг друга. Примененный метод позволил разрешить малые величины концентраций OH и он имеет несравненно более высокий уровень чувствительности, чем известный ранее метод, основанный также на применении ксеноновой лампы, но с выделением отдельной вращательной линии монохроматором.

Литература

1. Battles B. E., Hanson R. K. Laser-induced fluorescence measurements of NO and OH mole fraction in fuel-lean, high-pressure (1-10 atm) methane flames: fluorescence modeling and experimental validation // J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer. 1995. Vol. 54, No. 3. P. 521–537.

2. Miatselskaya N. S., Skilandz A. V., Penyazkov O. G. et al. Method for estimation of hydroxyl concentration behind the reflected shock wave front using broadband radiation source and detector // J. Appl. Spectrosc. 2021. Vol. 88. P. 299–305.

3. Penyazkov O., Miatselskaya N., Skilandz A. Measurements of the OH concentration by optical absorption in a shock tube // PPPT9. Minsk, September 17–21. 2018.

УДК 536.444: 536.4.033

ИМПУЛЬСНЫЙ ПЕРЕГРЕВ ПРОВОЛОЧНЫМ ЗОНДОМ И СПОНТАННОЕ ВСКИПАНИЕ ВОДОТОПЛИВНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

И. И. Поволоцкий[1], Д. В. Волосников[1], С. Б. Рютин[1], А. А. Губин[1,2], П. В. Скрипов[1]

[1]Институт теплофизики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург, Россия
[2]Уральский федеральный университет имени Б. Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

Получены данные по теплоотдаче от проволочного платинового зонда к исходному образцу керосина и водотопливным эмульсиям на его основе, а также результаты по достижимому перегреву этих систем.

Ключевые слова: *импульсный нагрев, проволочный зонд, нестационарный теплообмен, керосин, композиционное топливо.*

Актуальны и активно ведутся исследования для создания технологий, способствующих минимизации расхода топлива, повышению динамики процесса его горения и полноты выгорания, снижению вредных выбросов при сжигании топлива, улучшению качества процесса подготовки и распыления топлива [1–3]. В ряде работ рациональным путем решения этих проблем принято считать добавки воды в топливо и дробление водотопливных капель до характерных размеров от десятков до сотен микрон [4, 5]. В первых упоминаниях [6] о результатах сравнения горения безводного и водоэмульгированного жидкого топлива показано, что эмульгированное жидкое топливо сгорает быстрее, чем безводное. Вода в эмульгированных топливах не ухудшает, а улучшает процесс горения за счет дополнительного одновременного разрушения капель, увеличения поверхности испарения капель и лучшего смешивания горящего вещества с воздухом. Сокращение времени сгорания эмульгированных топлив благоприятно влияет на догорание сажистого остатка. Улучшается полнота сгорания топлива и уменьшается отложение сажи (накипи) на рабочих поверхностях. Однако такое топливо может вызывать преждевременную коррозию частей и механизмов двигателей. На текущий момент [7] оптимальным способом является создание композиционных топлив на основе двухжидкостных капель. В основе подготовки сгорания такого топлива к сгоранию лежит явление микровзрыва.

Микровзрыв – это быстрое вторичное распыление капель, состоящих из двух жидкостей с сильно различающимися температурами кипения. В случае нагрева одна жидкость кипит в ядре другой, обволакивающей её. В результате пузырьки пара заполняют каплю до ее полного испарения. Как только пузырь вырастет до критического размера и пленка вокруг нее достигает критической толщины, пленка распадается на аэрозоль вторичных капель на несколько порядков меньших по размеру, чем исходные капли. Вода является популярным компонентом таких гетерогенных капель. Микровзрывное разрушение классифицируется как метод вторичной атомизации. Авторы [8] установили, что микровзрывы могут увеличить площадь поверхности жидкости на порядок больше, чем любая другая система вторичного распыления. Целенаправленное применение этого эффекта позволит интенсифицировать процессы теплообмена и горения, что приведет к уменьшению расхода топлива и снижению вредных выбросов.

Осуществление механизма взрывного вскипания в таких топливах требует высокой степени перегрева воды относительно температуры равновесия жидкость–пар. Достижению высоких перегревов препятствует множество факторов, инициирующих преждевременное вскипание в реальных условиях опыта [9]. Таким образом, снижается положительный эффект от введения воды в топливо. Также нерешенной остаётся задача управления процессом микровзрывного распада (дробления) капель топлив или водотопливных эмульсий [10]. Важно

изучить эти факторы по отдельности с целью выяснения возможности их устранения при нагреве композитных капель.

Целью исследования является изучение нестационарного переноса теплоты, в том числе в области перегретых относительно температуры равновесия жидкость–пар состояний и достижимого перегрева T^* керосина и водотопливных эмульсий на его основе.

Повышение степени перегрева в общем случае требует уменьшения произведения Vt_{exp}, где V – объем перегретой жидкости; t_{exp} – продолжительность наблюдения перегретого состояния. Удобным методом уменьшения Vt_{exp} служит разработанный авторами импульсный метод управления мощностью тепловыделения на миниатюрном нагревателе-зонде, сочетающем в себе малоинерционный нагреватель и термометр сопротивления [11]. В данной работе применен зонд из платиновой проволоки диаметром d = 20 мкм и длиной l ~ 1 см. Начальные состояния чистых веществ и эмульсий отвечают области их термодинамической устойчивости. Суть метода заключается в разогреве зонда прямоугольным импульсом электрического тока. В ходе импульсного нагрева регистрируются значения падения напряжения на зонде и величина тока в цепи зонда в зависимости от времени. Регистрация первичных данных сопровождается расчётом сопротивления и температуры зонда – термометра сопротивления. Быстродействие метода и его чувствительность к малым изменениям теплофизических свойств и фазового состояния раствора, сопровождающим изменение давления, обуславливают выполнимость поставленной задачи:

$$R(T) = \frac{U(t)}{I(t)}, \tag{1}$$

где $U(t)$ – падение напряжение на зонде; $I(t)$ – ток, протекающий через образцовое сопротивление, последовательно включенное в цепь зонда:

$$T(t) = \frac{\sqrt{A^2 - 4B \cdot \left(1 - \dfrac{R(t)(1 + AT_0 + BT_0^2)}{R_0}\right)} - A}{2B}, \tag{2}$$

где T_0 – начальная температура; R_0 – начальное сопротивление зонда; A и B – градуировочные коэффициенты: $A = 3.96847 \cdot 10^{-3}$ 1/град и $B = 5.847 \cdot 10^{-7}$ 1/град^2.

Протокол определения температуры достижимого перегрева и критических параметров состоит из следующих пунктов.

1. Проверка качества сигнала вскипания, а именно – его сосредоточенность во времени и повторяемость по температуре в серии последовательных измерений.

2. Определение значения обобщенной поправки $\delta T(T', l)$ к среднеинтегральной температуре выбранного зонда $T^* = T(t = t^*)$ длины l. Здесь важно, что при пошаговом повышении давления переход через критическое давление сопровождается сменой знака производной $\mathrm{d}T(t)/\mathrm{d}t$ относительно хода ее невозмущенного продолжения. По средней части области смены знака определяется критическая изобара, а отвечающая ей температура (экстраполированное значение $T^*(p \to p_c)$) – за приближение для T_c.

3. Регистрация зависимости $T^*(p)$ при ступенчатом увеличении давления в опытах с исследуемыми веществами при трех скоростях.

4. На основе определенных в опытах значениях температур достижимого перегрева $T^*(p)$ и с учетом значения обобщенной поправки $\delta T(T', l)$ к величине температурного напора $(T^* - T_0)$ производится расчет действительных температур достижимого перегрева $T_г^*$ и критической температуры T_c исследуемых образцов. Укажем, что критическая температура T_c выбранной для расчета поправки жидкости (в нашем случае это декан) должна быть хорошо известна.

В докладе будут представлены результаты измерения достижимого перегрева как исходного образца керосина, так и водотопливных эмульсий с различной концентрацией воды. Реализован перегрев образцов при трех значениях средней скорости их нагрева – 10^5, 10^6 и $5 \cdot 10^6$ К/с. Уточнены условия вскипания неоднородных систем, релаксирующих по нескольким признакам, с выяснением факторов, ограничивающих степень перегрева в опытах по микровзрыву композиционных капель вода-в-топливе.



а

б

Микрофотография перегрева раствора дизель/изопропанол на поверхности проволочного зонда диаметром 20 мкм, нагреваемого импульсом постоянного тока: *а* – 0,07 мс до момента вскипания; *б* – 1 мс после момента вскипания

Новые знания, полученные в данном исследовании, помогут выяснить факторы, ответственные за ограничение степени перегрева воды, наблюдаемые в опытах по микровзрыву композитных капель вода-в-топливе.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 23-69-10006.

Литература

1. Аттия А. М. А. Особенности подготовки водо-топливных эмульсий на основе легких топлив // Фундаментальные исследования. 2011. № 8 (3). С. 706–709.

2. Патрахальцев Н. Н., Страшнов С. В., Корнев Б. А., Мельник И. С. Регулирование дизеля изменением физико-химических и моторных свойств топлива // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Инженерные исследования. 2012. № 4. С. 52–56.

3. Исаков А. Я. О механизмах фазовых превращений в каплях водотопливной эмульсии // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета. 2006. № 21 (05). С. 1–12.

4. Антонов Д. В., Вершинина К. Ю., Федоренко Р. М. Микровзрывная фрагментация двухжидкостных капель на основе таллового масла // ПЖТФ. 2023. № 14. С. 3–7.

5. Антонов Д. В., Тонини С., Коссали Г. Е., Долгих В. В., Стрижак П. А., Сажин С. С. Droplet heating and evaporation: a new approach to the modeling of the processes // Physics of Fluids. 2023. Vol. 35. P. 073311.

6. Ivanov V. M., Nefedov P. I. Experimental investigation of this combustion process of natural and emulsified liquid fuels // NASA Tech. Transl. 1962. Vol. 19. P. 35–45.

7. Антонов Д. В. Микровзрывная фрагментация двухжидкостных капель : дис. … канд. физ.-мат. наук: 1.3.14 / Антонов Д. В. Томск, 2021. – 178 с.

8. Antonov D. V., Shlegel N. E., Strizhak P. A., Tarlet D., Bellettre J. Energy analysis of secondary droplet atomization schemes // Int. Commun. Heat Mass Transf. 2020. Vol. 117. P. 104666.

9. Скрипов П. В., Пучинскис С. Э. Перегрев и спонтанное вскипание полимерных растворов // Высокомол. соед. А. 1994. Т. 37, № 2. С. 283–289.

10. Skripov P. V., Bar-Kohany T., Antonov D. V., Strizhak P. A., Sazhin S. S. Approximations for the nucleation temperature of water // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2023. Vol. 207. P. 123970.

11. Rutin S. B., Igolnikov A. A., Skripov P. V. On determination of temperature of achievable water superheat: issues of experiment procedure // J. of Engineering Thermophysics. 2022. Vol. 31, No. 4. P. 664–667.

УДК 536.24

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ НА МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

И. А. Попов, Ю. Ф. Гортышов, Р. А. Аксянов, Ю. С. Степанова

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Приведен краткий обзор исследований теплоотдачи и критических тепловых потоков на нано- и микроструктурированных поверхностях. Проанализированы уровни интенсификации теплообмена. Для отдельных типов микроструктур поверхностей проведено обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче и критическим тепловым потокам. Даны рекомендации для практического использования результатов обобщения.

Ключевые слова: *теплоотдача, кипение, критический тепловой поток, микроструктурированные поверхности.*

На сегодняшний день накоплен большой объем данных исследований теплоотдачи и критических тепловых потоков на нано- и микроструктурированных поверхностях, однако рекомендаций по выбору типа поверхности и прогнозирования уровня интенсификации теплоотдачи и повышения критических тепловых потоков в литературе представлено мало. В настоящей работе частично решается поставленная выше задача интенсификации теплоотдачи при кипении с использованием микроструктурированных поверхностей кипения с рельефами, полученными различными методами, и разработаны рекомендации по выбору рациональных размеров микроструктурированных поверхностей.

Для анализа влияния наноструктуры поверхности в ходе анализа литературных источников были отобраны работы [1–5]. В качестве определяющих параметров приняты: h – высота элементов нано- или микроструктуры; Δ – средняя ширина зазора (шаг); d – минимальная толщина элемента (диаметр) нано- или микроструктуры (микроребра).

Обобщение экспериментальных данных по критическим тепловым потокам (КТП) и коэффициентам теплоотдачи (КТО) производилось по модели, построенной по масштабу $r^* = \frac{2\sigma T_s}{\rho'' h_{LG} \Delta T}$ – диаметру зародыша парового пузырька. В ходе обобщения 34 экспериментальных точек получена зависимость для расчета повышения критических тепловых потоков при кипении воды, этанола, хладона FC-72 в большом объеме на поверхностях кипения с рельефом:

$$q_{кр}/q_{кр0} = 1{,}51\ (h/r^*)^{0{,}256}(d/r^*)^{-0{,}268}. \quad (1)$$

Здесь q – КТП на структурированной поверхности, α_0 – КТП на гладкой поверхности. Зависимость (1) описывает экспериментальные точки с отклонением ±50% при доверительной вероятности 0,95 и справедлива в диапазоне h/r^*= 1,5–430, Δ/r^* = 4,8–447,6, d/r* = 2,36–243, Pr = 1,75–11,83.

Нанесение нано- и субмикронной шероховатости изменяет смачиваемость поверхности, повышая гидрофильные свойства, тем самым увеличивая критические тепловые потоки. При этом КТО могут изменяться по различным законам – повышаться или понижаться, но чаще всего повышение смачиваемости поверхности приводит к снижению КТО.

В ходе критического анализа научно-технической литературы были выявлены работы [6–9] по исследованию КТО и КТП на поверхностях со щеточно-волокнистой структурой. Максимальная интенсификация достигает до 4 раз, при этом средняя интенсификация теплообмена при кипении при использовании волокнисто-щеточных структур составляет 1,5 раза.

Из анализа выявлена значительная зависимость уровня интенсификации от геометрических параметров покрытия. Максимальное повышение КТП достигает до 2,5 раз, при этом среднее увеличение КТП при кипении при использовании волокнисто-щеточных структур составляет 1,8 раз. Из анализа видна значительная зависимость уровня КТП от геометрических параметров покрытия.

Были проанализированы результаты исследования микроструктурированных поверхностей, полученных методом деформирующего резания, с трехмерным рельефом (штырьковые микроструктуры) [10-15]. Для проведения обобщения экспериментальных данных по КТО и КТП в безразмерном виде геометрические параметры необходимо нормировать по характерному линейному размеру. В качестве данного размера может быть принята постоянная Лапласа $l_0 = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}$, пропорциональная отрывному диаметру пузырька. В качестве нормирующего КТО α_0 рекомендуется принимать зависимость В. М. Боришанского, имеющую наименьшее расхождение экспериментальных и расчетных данных. Учитывались геометрические параметры поверхностей кипения [10]. Выявлены уровни интенсификации теплоотдачи при кипении воды на микроструктурированных поверхностях с трехмерными элементами рельефа. Максимальная интенсификация составила до 4 раз. При использовании водного раствора глицерина интенсификация теплоотдачи составила до 2,8 раз, при кипении этанола – до 2,1 раз, а при кипении фреонов интенсификация теплоотдачи на микроструктурированных поверхностях составила для фреона R113 – 6,1 раз, для фреонов R123 – 5,3–10,9 раз, а для фреона R134a – 2,8 раз. В ходе обобщения более 500 экспериментальных точек получена зависимость для расчета КТО при кипении воды, этанола, 60%-го водного раствора глицерина, фреонов R113, R123, R134a в большом объеме на поверхностях кипения с трехмерным рельефом (микроштырьковые структуры):

$$\alpha/\alpha_0 = 3{,}2\, K_q^{-0{,}2} (\theta/90°)^{-1{,}64} (h/l_0)^{0{,}395} (\Delta/l_0)^{0{,}08} (\delta/l_0)^{0{,}18} (u/l_0)^{-0{,}47} (s/l_0)^{-0{,}47}. \quad (2)$$

Зависимость (2) описывает экспериментальные точки с отклонением ±30% при доверительной вероятности 0,85. В ходе обобщения получена зависимость для расчета КТП при кипении воды, этанола, 60% -го водного раствора в большом объеме на поверхностях кипения с трехмерным рельефом (микроштырьки):

$$q_{крит}/q_{крит0} = 11{,}2(\theta/90°)^{2{,}26} (h/l_0)^{0{,}35} (\Delta/l_0)^{-0{,}19} (d/l_0)^{-0{,}245} (u/l_0)^{-0{,}4}\ (s/l_0)^{0{,}82} Pr^{-2/3}. \quad (3)$$

Зависимость (3) описывает экспериментальные точки с отклонением ±30% при доверительной вероятности 1,0.

В ходе обобщения более 565 экспериментальных точек получена зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении воды, этанола, 60%-го водного раствора глицерина, фреонов R113 и R123, хладона Novec649 в большом объеме на поверхностях кипения с двухмерным рельефом (микроребра) [10, 12, 16, 17]:

$$\alpha/\alpha_0 = 4{,}71\ K_q^{-0{,}155} (\theta/90)^{0{,}522} (h/l_0)^{0{,}22} (\Delta/l_0)^{0{,}19} (\delta/l_0)^{-0{,}36}. \quad (4)$$

Зависимость (4) описывает экспериментальные точки с отклонением ± 30% при доверительной вероятности 0,9. Следует отметить, что количество экспериментальных точек по КТП очень ограничено. В ходе обобщения 21 экспериментальной точки получена зависимость для расчета критических тепловых потоков при кипении воды, этанола, 60%-го водного раствора глицерина, фреонов R113 и R123, хладона Novec 649 в большом объеме на поверхностях кипения с двухмерным рельефом (микроребра):

$$q_{крит}/q_{крит0} = 14{,}4\ (\theta/90)^{1{,}36}(h/l_0)^{0{,}33}(\Delta/l_0)^{-0{,}26}(\delta/l_0)^{0{,}43}Pr^{-2/3}. \quad (5)$$

Зависимость (5) описывает экспериментальные точки с отклонением ±35% при доверительной вероятности 0,8.

Таким образом, в ходе работы с использованием многофакторного регрессионного анализа выявлено влияние основных геометрических параметров на КТО и КТП при пузырьковом кипении различных жидкостей в условиях свободной конвекции на нано- и микроструктурированных поверхностях с различными типами рельефов. Полученные результаты позволяют провести выбор рациональных параметров нано- и микроструктированных поверхностей для обеспечения максимальных КТО и КТП.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по соглашению № 075-03-2023-032.

Литература

1. Chu K.-H. Enright R., Wang E. N. Structured surfaces for enhanced pool boiling heat transfer // Applied Physics Letters. 2012. Vol. 100. P. 241603.

2. Dong L., Quan X., Cheng P. An experimental investigation of enhanced pool boiling heat transfer from surfaces with micro/nano-structures // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 71. P. 189–196.

3. Kim S. H., Lee G. C., Kang J. Y., Moriyama K., Kim M. H., Park H. S. Boiling heat transfer and critical heat flux evaluation of the pool boiling on micro structured surface // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 91. P. 1140–1147.

4. Xue Y., Yuan M., Mf A., Wei J. Enhanced boiling heat transfer by using micro-pin-finned surface in three different test systems // Heat Transfer Engineering. 2011. Vol. 32, No. 11–12. P. 1062–1068.

5. Sriraman S. R., Banerjee D. Pool boiling studies on nano-structured surfaces // Proceed. of 2007 ASME Intern. Mechanical Engineering Congress and Exposition. November 11–15, 2007, Seattle, Washington, USA. Paper IMECE2007-42581.

6. Lu M.-C., Chen R., Srinivasan V., Carey V. P., Majumdar A. Critical heat flux of pool boiling on Si nanowire array-coated surfaces // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54. P. 5359–5367.

7. Slomski E. M., Fischer S., Scheerer H., Oechsner M., Stephan P. Textured CrN thin coatings enhancing heat transfer in nucleate boiling processes // Surface & Coatings Technology. 2013. Vol. 215. P. 465–471.

8. Ahn H. S., Sathyamurthi V., Banerjee D. Pool boiling experiments on a nano-structured surface // IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies. 2009. Vol. 32, No. 1. P. 156–165.

9. Li C., Wang Z., Wang P.-I., Peles Y., Koratkar N., Peterson G. P. Nanostructured Copper Interfaces for Enhanced Boiling // Nano Micro Small. 2008. Vol. 4, No. 8, P. 1084–1088.

10. Аксянов Р. А., Коханова Ю. С., Куимов Е. С., Лэй Р. А., Попов И. А. Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче и критическим тепловым потокам на микроструктурированных поверхностях при кипении различных жидкостей // Тепловые процессы в технике. 2020. Т. 12, № 7. С. 301–313.

11. Kim Nae-H., Kim J.-W., Kim T.-H. Effect of pore size on the nucleate pool boiling of structured enhanced tubes // J. of Thermal Science. 2000. Vol. 9, No. 3. P. 230–235.

12. Kedziersci M. A. Calorimetric and Visual Measurements of R123 Pool Boiling on Four Enhanced Surfaces. NIST Interagency. Internal Report (NISTIR) 5732, 1995. – 59 p.

13. Zhong D., Meng J., Li Z., Guo Z. Critical heat flux for downward-facing saturated pool boiling on pin fin surfaces // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 87. P. 201–211.

14. Zhao Z., Ma X., Li S., Yang S., Huang L.Visualization-based nucleate pool boiling heat transfer enhancement on different sizes of square micropillar array surfaces // Experimental Thermal and Fluid Science. 2020. Vol. 119. P. 110212.

15. Das A. K., Das P. K., Saha P. Performance of different structured surfaces in nucleate pool boiling // Applied Thermal Engineering. 2009. Vol. 29. P. 3643–3653.

16. Kaniowski R., Pastuszko R., Nowakowski L. Effect of geometrical parameters of open microchannel surfaces on pool boiling heat transfer // EPJ Web Conf. 2017. Vol. 143.

17. Passos J. C., Reinaldo R. F. Analysis of pool boiling within smooth and grooved tubes // Exp. Therm. Fluid Sci. Elsevier Science Publ Co Inc, 2000. Vol. 22, № 1–2. P. 35–44.

УДК 536.24

СРАВНЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ФАЗ ГЕЛИЙ-II–ПАР В U-ОБРАЗНОМ КАНАЛЕ С МОНОДИСПЕРСНОЙ ЗАСЫПКОЙ И БЕЗ НЕЕ

Ю. Ю. Пузина, А. П. Крюков

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Рассматриваются экспериментальные данные по движению сверхтекучего гелия в U-образном цилиндрическом канале, заполненном проницаемой пористой засыпкой из металлических монодисперсных шаров и без засыпки. Представлена экспериментальная ячейка, результаты проведенных исследований в виде зависимостей положения межфазной поверхности гелий-II–пар от времени. Проводится сопоставление амплитуды и частоты колебаний для случая свободного канала и с пористой структурой в зависимости от давления, обозначены качественные отличия в характере движения границы раздела фаз. Показано, что в канале с монодисперсной пористой структурой возможно стационарное состояние межфазной поверхности.

Ключевые слова: *сверхтекучий гелий, эксперимент, канал, колебания, монодисперсная засыпка, тепловой поток, межфазная поверхность.*

Описание эксперимента и результаты. Общая схема экспериментальной установки для исследования процессов тепло- и массообмена в сверхтекучем гелии, подготовка и методика заправки подробно представлены в [1]. Описание экспериментальной ячейки в виде U-образного канала, расположение и конструкция нагревателя, последовательность выполнения эксперимента приведены в [2]. В настоящей работе нижняя часть стеклянной трубки (рис. 1) заполняется свободной засыпкой монодисперсных шариков диаметром (280 ± 5) мкм, изготовленных из сплава Pb96%Sb4% по технологии [3].



Рис. 1. Внешний вид экспериментальной ячейки с монодисперсной пористой засыпкой

Тестовые эксперименты для U-образного канала со свободной монодисперсной засыпкой из металлических сфер показали, что при определенной тепловой нагрузки в канале возникают низкочастотные колебания межфазной поверхности гелий-II–пар макроскопической амплитуды [4]. Подобное поведение не следовало из аналитического описания процесса [5] для стационарной постановки задачи. Вместе с тем разработанная математическая модель поведения гелия-II в свободном канале [6] показывает удовлетворительное согласие с экспериментом для некоторого диапазона параметров [2].

Типичные зависимости положения границы раздела фаз от времени для случая канала с пористой засыпкой и пустого канала показаны на рис. 2. Данные соответствуют выборке для примерно одинаковых параметров – глубине погружения и температуре жидкости в криостате. По кадрам видеозаписи измеряется положение границы раздела фаз пар–жидкость в данный момент времени и обозначается точками, которые соединяются линиями для наглядности. Колебания для случая канала с монодисперсной засыпкой возникают при более высоких тепловых потоках (18,3 кВт/м^2) по сравнению со свободным каналом (11,5 кВт/м^2), а также при более высокой температуре жидкости (не менее 1.95 K). При уровне нагрузки, характерном для канала с засыпкой, в пустом канале амплитуда колебаний превышает видимое пространство канала (90 мм). Межфазная поверхность в свободном канале на каждом колебании при схлопывании

достигает нагревателя, что сопровождается характерным звуковым эффектом. В канале с монодисперсной засыпкой колебания происходят на некотором расстоянии от поверхности нагревателя, причем чем больше тепловой поток, тем дальше от греющей поверхности минимальное расстояние до границы раздела фаз. Как видно из рис. 2, амплитуда колебаний в стесненных условиях (рис. 2, *а*) существенно меньше (в 10 раз) амплитуды колебаний в свободном канале (рис. 2, *б*), хотя тепловой поток отличается почти в два раза. При этом частота колебаний в канале с засыпкой меньше примерно в 2 раза. Ранее для другой геометрии расчетным путем показано подавление колебаний границы раздела фаз в стесненных условиях [7].

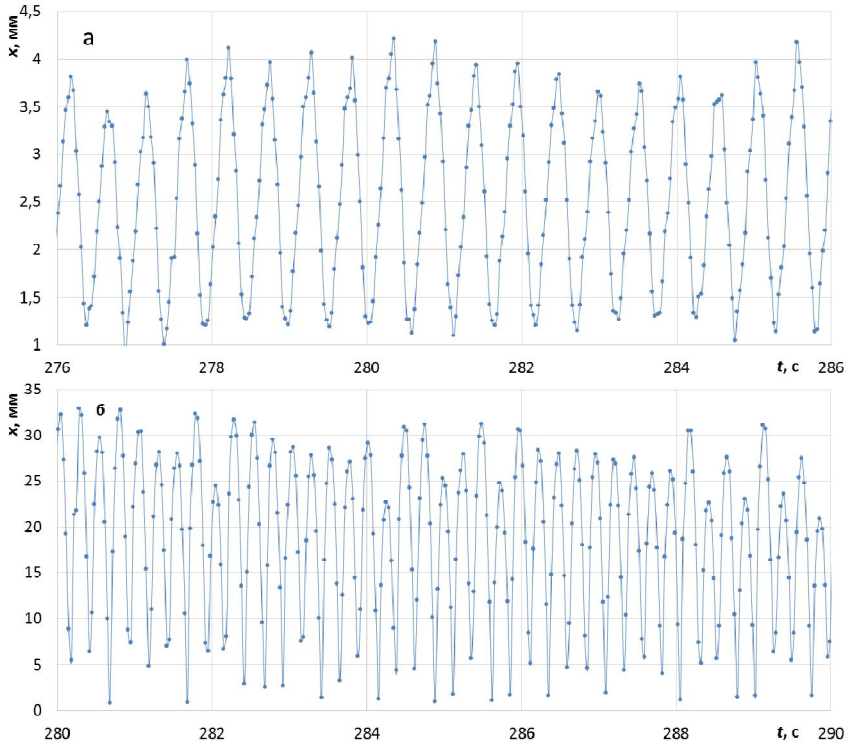


Рис. 2. Колебания границы раздела фаз гелий-II–пар (P_b = 4400 Па): *а* – канал с монодисперсной засыпкой, q_w = 30,8 кВт/м^2; *б* – канал без засыпки, q_w = 14,2 кВт/м^2

Кроме отличий в условиях возникновения колебаний и амплитудно-частотных характеристиках, в канале с монодисперсной засыпкой получена возможность образования стационарной паровой пробки вблизи поверхности нагревателя. В свободном канале стационарного положения не наблюдалось, после подачи тепловой нагрузки и возникновения пара сразу начиналось развитие крупных (по сравнению с длиной канала) колебаний, которые продолжались на протяжении всей экспериментальной серии до момента выключения нагревателя или переходе через λ-точку. Если в канале с засыпкой температура жидкости не достигает определенного уровня для данной тепловой нагрузки, то колебания не возникают, тем не менее пар образуется и скапливается в виде прослойки около греющей поверхности, межфазная поверхность остается квазистационарной. На рис. 3 показаны толщины таких паровых слоев для разных экспериментальных серий. Видно, что даже при значительной тепловой нагрузке в 127,5 кВт/м^2 толщина пленки составляет около 3 мм.

По достижению температуры жидкости в криостате λ-точки (2,17 К) и переходе в нормальное состояние отличия в поведении жидкости в свободном канале и с пористой засыпкой пропадают, колебания прекращаются, около нагревателя формируется толстая (9–11 мм) паровая пробка, а на внешней поверхности стеклянной трубки в месте расположения нагревателя формируется очаг кипения обычной жидкости, что можно наблюдать визуально.

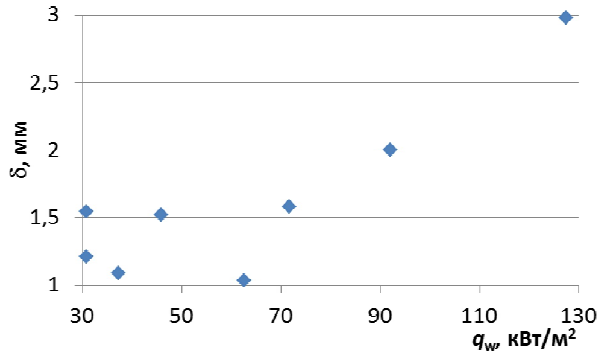


Рис. 3. Стационарное положение границы раздела фаз гелий-II–пар в канале с монодисперсной засыпкой (P_b = 2300 Па)

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 23-29-00342.

Обозначения

A – амплитуда колебаний, м; n – частота, Гц; $x(t)$ – положение границы раздела фаз, м; P_b – давление в криостате, Па; q_w – тепловой поток с нагревателя, Вт/м^2; δ – толщина стационарной пробки, м; τ – время, с.

Литература

1. Крюков А. П., Королев П. В., Пузина Ю. Ю. Экспериментальное исследование кипения He-II внутри пористого тела // Прикладная механика и техническая физика. 2017. № 4. С. 126–134.

2. Пузина Ю. Ю., Крюков А. П. Движение межфазной поверхности гелий II–пар в U-образном канале // Теплофизика и аэромеханика. 2023. Т. 30, № 4. С. 751–762.

3. Анкудинов В. Б., Марухин Ю. А., Огородников В. П., Рыжков В. А. Технология получения монодисперсных сферических гранул // Металлург. 2019. № 6. С. 94–98.

4. Korolyov P. V., Kryukov A. P., Puzina Yu. Yu., Yachevsky I. A. Experiments of superfluid helium flow in a channel with a monodisperse backfill // J. of Physics: Conf. Series. 2020. Vol. 1683. P. 022017.

5. Пузина Ю. Ю., Королев П. В., Крюков А. П. Течение гелия-II в канале с пористой вставкой при безвихревом сверхтекучем движении // Вестник МЭИ. 2017. № 4. С. 8–14.

6. Пузина Ю. Ю., Крюков А. П. Колебания межфазной поверхности гелий II–пар при движении в канале относительно большого диаметра // Вестник МЭИ. 2023. № 3. С. 138–144.

7. Крюков А. П., Пузина Ю. Ю. Подавление колебаний границы раздела фаз пар–жидкость при кипении сверхтекучего гелия внутри пористого тела // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86, № 1. С. 24–30.

УДК 536.468

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ КОМПОЗИЦИОННЫХ ТОПЛИВ НА ОСНОВЕ ОТХОДОВ НЕФТЕДОБЫЧИ

Д. С. Романов, К. Ю. Вершинина, П. А. Стрижак, В. В. Дорохов

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Представлены результаты исследования процессов зажигания и горения композиционных жидких топлив на основе отходов нефтедобывающей отрасли и различных функциональных добавок. Использование дизельного топлива, спирта и воды с долей в смеси 5–15% позволило улучшить характеристики зажигания и выгорания капель нефтешлама. При добавлении вспомогательного компонента зарегистрированное снижение времени задержки зажигания составляло 20–50%. Добавление 10% дизельного топлива в смеси способствовало снижению концентрации оксидов азота в дымовых газах на 41–67%.

Ключевые слова: *композиционное топливо, нефтешлам, зажигание, горение, антропогенные выбросы.*

Несмотря на существующую тенденцию к увеличению доли и значимости возобновляемой энергетики, использование нефтепродуктов и другого ископаемого сырья по-прежнему остается одним из наиболее распространенных способов получения тепловой и электрической энергии [1, 2]. Нефтепродукты являются одним из ключевых и стратегически важных ресурсов для всех видов промышленности и транспорта [3]. Однако добыча сырой нефти и ее дальнейшая переработка в нефтепродукты сопровождается образованием и накоплением нефтешламов, представляющих собой смеси легких и тяжелых фракций нефти, механических примесей (чаще всего в виде глины, песка, минеральных частиц, щелочноземельных металлов) и воды [4, 5].

Термические методы переработки отходов нефтедобычи являются наиболее перспективными и обеспечивают конверсию исходного сырья как в тепловую энергию, так и во вторичные продукты [6]. Однако прямое сжигание нефтешламов затруднено ввиду их высокой вязкости, наличия большого количества примесей, нестабильного состава и инерционности зажигания. Одним из способов решения данных проблем может служить использование различных функциональных добавок, способствующих снижению инерционности зажигания, вязкости, стабилизации состава дымовых газов. В рамках данной работы выполнено экспериментальное исследование влияния добавок технической воды, спирта и дизельного топлива на характеристики зажигания и горения капель нефтешлама, а также на его реологические характеристики.

Для изучения характеристик зажигания и горения топливных смесей использовался экспериментальный стенд, схема которого представлена на рис. 1. В качестве основных элементов экспериментального стенда использовались: трубчатая муфельная печь R50/250/13 Nabertherm GmbH (максимальная температура нагрева до 1100 °C, внутренний диаметр муфельной трубы 30 мм), персональный компьютер, высокоскоростная видеокамера Phantom MIRO C110 (тип изображения – монохромное; максимальное разрешение 1280×800 pix; минимальное время экспозиции – 1 мкс; максимальная разрядность изображения – 12 bit) и объектив “SIGMA 50 мм 1:2.8D MACRO EX”, газоанализатор Тест-1, роботизированный координатный механизм для подачи капли в камеру сгорания. Средний начальный размер капель, подаваемых в камеру сгорания, составлял 2 мм.

На рис. 2 представлены зависимости времен задержки зажигания и длительностей горения топливных смесей на основе нефтешлама с добавками дизельного топлива, спирта и технической воды от температуры в камере сгорания.

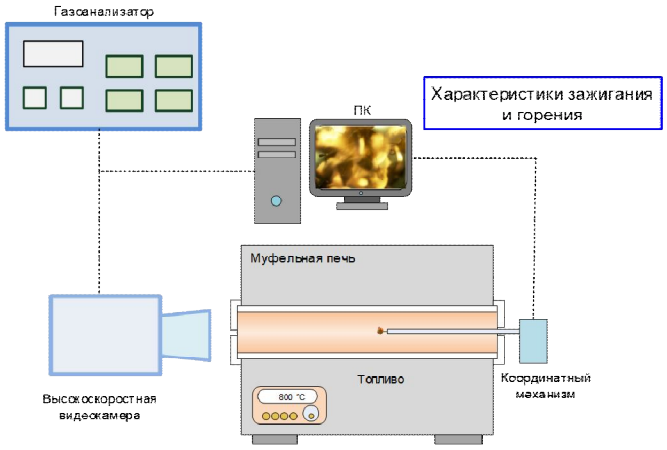


Рис. 1. Схема экспериментального стенда для определения характеристик зажигания и горения композиционных топлив

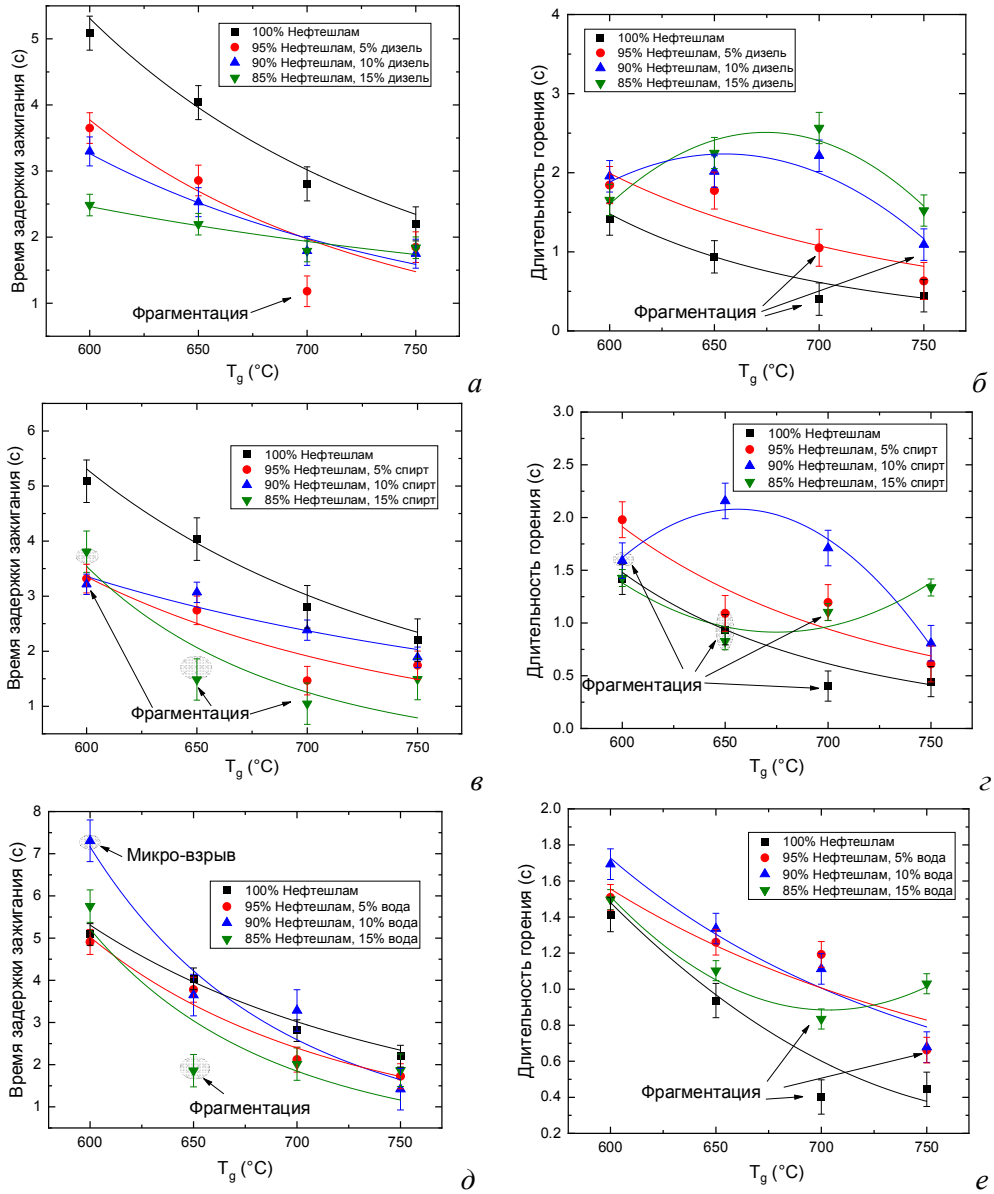
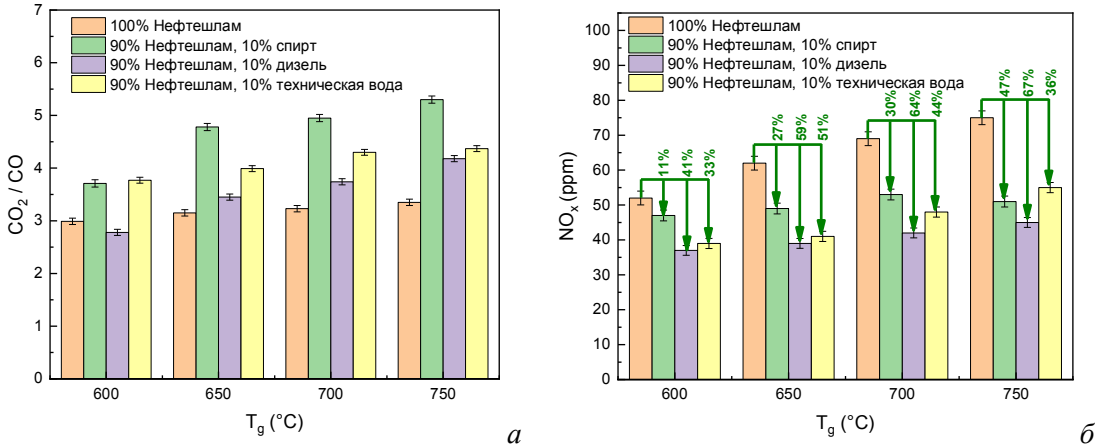


Рис. 2. Зависимости времени задержки зажигания и длительности горения капель топливных смесей на основе нефтешлама с добавками дизельного топлива (*а, б*); спирта (*в, г*); воды (*д, е*) от температуры в камере сгорания

Топливные композиции с добавкой дизельного топлива характеризовались меньшим временем задержки воспламенения, чем топливная смесь «100% нефтешлам» – на 20–50% в зависимости от температуры в камере сгорания и процентного содержания используемой добавки. Выделены несколько режимов взаимодействия капли с окислителем, при которых реализуются фрагментация капель топлива и микровзрыв. Кроме интенсификации зажигания, дополнительные компоненты влияли на длительность горения. При добавлении дизельного топлива с концентрацией 10–15 мас.% (рис. 2, *а*, *б*) регистрировалось увеличение длительностей горения капель топлива, обусловленное увеличением полноты выгорания органической массы. В диапазоне 600–700 °С регистрировалась тенденция к увеличению времени горения капель топливных смесей. Свыше 700 °С длительность горения топливных композиций с добавками дизельного топлива (10% и 15%) снижается за счет интенсивной фрагментации капли после зажигания, связанной с кипением компонентов, входящих в состав смеси. Для всех топливных композиций с добавкой дизельного топлива регистрировалась общая особенность, связанная с увеличением длительности горения на 20–80% по сравнению с исходным нефтешламом. Использование спирта интенсифицировало зажигание нефтешлама – время задержки зажигания снижалось на 20–40% при увеличении доли спирта и температуры нагрева (рис. 2, *в*, *г*). При выгорании капля топливной смеси фрагментировала с образованием вторичных капелек. Данная особенность оказывает существенное влияние на времена выгорания, поскольку первоначальный размер капли будет уменьшаться пропорционально размеру образующихся фрагментов, которые в свою очередь продолжают выгорать после «отрыва» от исходной капли. На рис. 2, *д*, *е* представлены характеристики зажигания и горения капель топливных смесей с разной долей воды. Для всех топливных смесей регистрировалось характерное снижение как длительностей горения, так и времени задержки зажигания капель на 50–80% при увеличении температуры в камере сгорания в диапазоне 600–750 °С. Для топливной композиции «85% нефтешлам, 15% вода» частичная фрагментация в процессе зажигания регистрировалась при температуре 650 °С и выше. При более низких температурах воспламенение происходило без фрагментации.

На рис. 3, *а* представлены отношения концентраций углекислого и угарного газов в составе продуктов сгорания. Использование добавок позволяло увеличить соотношение CO_2/CO, т. е. добавки спирта, дизельного топлива и технической воды приводят к увеличению полноты выгорания топливной смеси. Наибольший эффект зарегистрирован при использовании добавки метилового спирта. В зависимости от температуры окислительной среды в камере сгорания добавка метилового спирта с массовой долей 10% позволяет увеличить соотношение CO_2/CO на 24–58%.



а *б*

Рис. 3. Отношение концентраций оксидов углерода (*а*) и концентрации оксидов азота (*б*) в составе дымовых газов при сжигании композиционных топлив на основе нефтешлама с массовыми долями добавок спирта, дизеля и технической воды 10%

На рис. 3, *б* представлены концентрации оксидов азота в составе продуктов сгорания исследуемых топлив. Наименьший уровень выбросов NO_x регистрировался при сжигании композиционного топлива с добавкой дизельного топлива. Горение такого топлива реализуется наиболее равномерно, соответственно, не происходило локальных подъемов температуры, приводящих к образованию дополнительных оксидов азота. В зависимости от температуры в камере сгорания, по сравнению с нефтешламом без добавок, выбросы оксидов азота при сжигании композиционного топлива «90% нефтешлам, 10% дизель» снизились на 41–67%. При использовании любого вида добавки с массовой долей 10% отмечалось снижение выбросов оксидов азота, поскольку внесение добавки приводило к снижению доли нефтяного компонента в составе композиционного топлива.

Выводы. Выполненные эксперименты позволили установить характерные режимы зажигания и горения капель композиционных топлив на основе нефтяного шлама. Установлена эффективность использования добавок спирта, технической воды, дизельного топлива для улучшения характеристик зажигания и выгорания нефтешлама. Полученные результаты являются основой для развития технологий термической утилизации невостребованных нефтепродуктов и нефтешламов, проектирования систем и технологических циклов, адаптированных для прямого сжигания новых типов топлив, включая композиционные.

Исследование поддержано грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2024-543.

Литература

1. Gaidukova O. S. et al. Co-combustion of methane hydrate and conventional fuels // Fuel. 2023. Vol. 344. P. 128046.

2. Shahnazari S. et al. Atomization characteristics of different water/heavy fuel oil emulsions in a pressure-swirl injector // J. Energy Inst. Elsevier, 2023. Vol. 108. P. 101204.

3. Liu Z. et al. Geopolitical risk of oil export and import countries and oil futures volatility: Evidence from dynamic model average methods // Financ. Res. Lett. 2023. Vol. 54. P. 103796.

4. Chu Z. et al. A review on resource utilization of oil sludge based on pyrolysis and gasification // J. Environ. Chem. Eng. 2023. Vol. 11, № 3. P. 109692.

5. Dalhat M. A. et al. Utilization of oil sludge as rejuvenator in hot-mix-asphalt containing reclaimed asphalt concrete // Constr. Build. Mater. 2022. Vol. 338. P. 127483.

6. He Y., Wang Z., Wang J. Investigation of pyrolytic characteristics of three oily sludges with focus on properties of oil product // J. Anal. Appl. Pyrolysis. 2023. Vol. 174. P. 106114.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТА ОДИНОЧНОГО ПАРОВОГО ПУЗЫРЯ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

Ф. В. Роньшин[1], А. И. Зорькина[1], A. Rednikov[2], L. Tadrist[3], О. А. Кабов[1]

[1]*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия*
[2]*Université libre de Bruxelles, TIPs, Brussels, Belgium*
[3]*Aix-Marseille Université, Laboratoire IUSTI, Marseille, France*

В рамках эксперимента Reference mUltiscale Boiling Investigation (RUBI) проведено исследование роста одиночных пузырей на искусственном центре нуклеации, проведенное на Международной космической станции. В качестве рабочей жидкости используется FC-72. Исследована динамика роста пузыря в зависимости от времени ожидания и давления, выделены характерные стадии роста. Разработана численная модель, помогающая объяснить физику наблюдаемых явлений. Проведено сопоставление численных данных и эксперимента по динамике роста пузыря, показано хорошее количественное совпадение. Исследован вклад в испарения различных зон вдоль межфазной поверхности пузыря, максимальная интенсивность испарения наблюдается возле контактной линии.

Ключевые слова: *кипение, одиночный паровой пузырь, искусственный центр нуклеации, микрогравитация.*

Процесс кипения используется во многих промышленных приложениях в системах охлаждения и энергетике. Кипение также широко встречается в природе, например, в гейзерах, вулканах и т. д. Одной из актуальных задач является создание двухфазных систем охлаждения космических аппаратов. Однако гравитация является одним из основных параметров, характеризующих процесс кипения. Для решения этой задачи была разработана программа исследований кипения в условиях микрогравитации при поддержке Европейского космического агентства [1]. Эксперимент RUBI направлен на исследование динамики роста и теплообмена в области контактной линии одиночного парового пузыря. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, подробное описание приведено в [2]. Исследование проводится на тонкопленочном нагревателе с использованием скоростной визуализации и термографии. Процесс кипения инициируется через локальный перегрев искусственного места зародышеобразования с помощью сфокусированного лазерного пятна. Установка оснащена системой терморегулирования, обеспечивающей нагрев рабочей жидкости FC-72 в диапазоне от 30 до 70 °C.

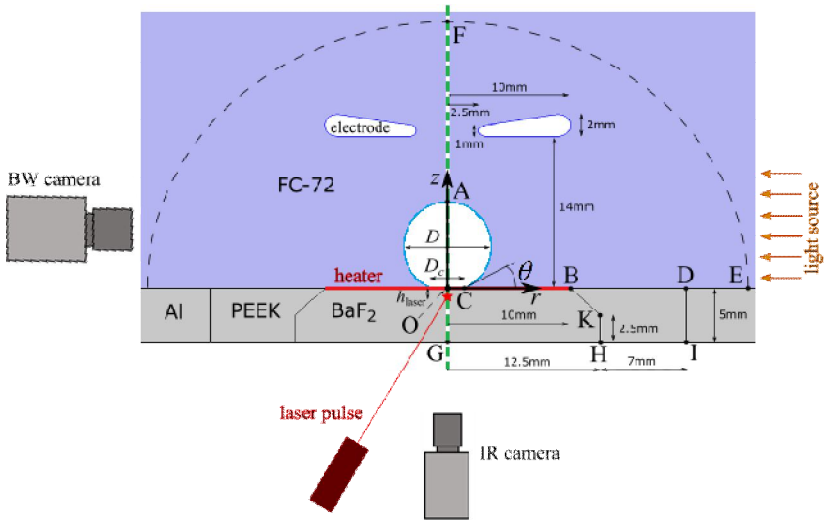


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и ключевой геометрии в расчете. Нагрев производится тонкоплёночным нагревателем (Cr), нанесенным на подложку (BaF_2). Зарождение пузыря инициируется при помощи лазера через время t_{wait} после активации нагревателя. Исследование проводится скоростными ЧБ и ИК камерами

Диаметр пузырей измерялся во времени при помощи разработанного автоматизированного алгоритма [3]. Разработана численная модель, описывающая процесс роста одиночного парового пузыря. На рис. 2 представлена зависимость эквивалентного диаметра пузыря от времени. Выделено три характерных стадии роста пузыря. Нулевая – инерциальная стадия роста пузыря, которая в данном эксперименте не исследовалась в силу недостаточного временного разрешения (500 Гц). Первая – пузырь не сферический (деформирован) из-за быстрого роста под воздействием лазерного импульса. Наблюдаются колебания формы пузыря. Температура поверхности падает вследствие диссипации энергии лазерного импульса (рис. 3). Вторая – пузырь приобретает сферическую форму. Температура поверхности близка постоянной за счет диссипации энергии лазерного импульса и действия Джоулева нагрева (показатель степени 0.5 соответствует тепловой стадии роста). Третья – плавный рост пузыря при росте температуры поверхности под воздействием нагрева, показатель степени роста увеличивается.

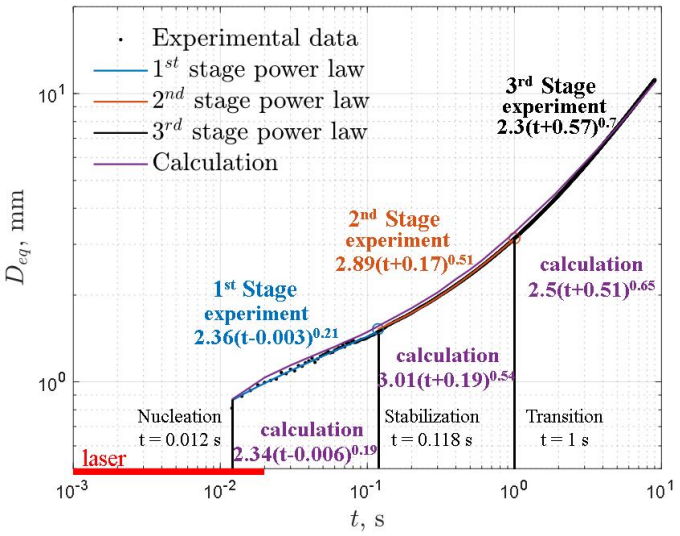


Рис. 2. Экспериментальные и численные значения эквивалентного диаметра пузыря D_{eq} при P = 500 мбар; ΔT_{sub} = 1°C; q = = 0.5 Вт/см^2; t_{wait} = 2 с. Степенные законы роста определены при аппроксимации зависимостей методом наименьших квадратов

На рис. 3 представлена зависимость температуры в области контактной линии и характерные величины контактного угла. Значение контактного угла в данном случае связано с интенсивностью испарения. С использованием модели микрорегиона [4] определены значения контактного угла с использование как экспериментальных, так и численных значений температуры в области контактной линии, коэффициент аккомодации α = 1. При изменении коэффициента аккомодации до α = 0,7 данные практически совпадают с экспериментом.

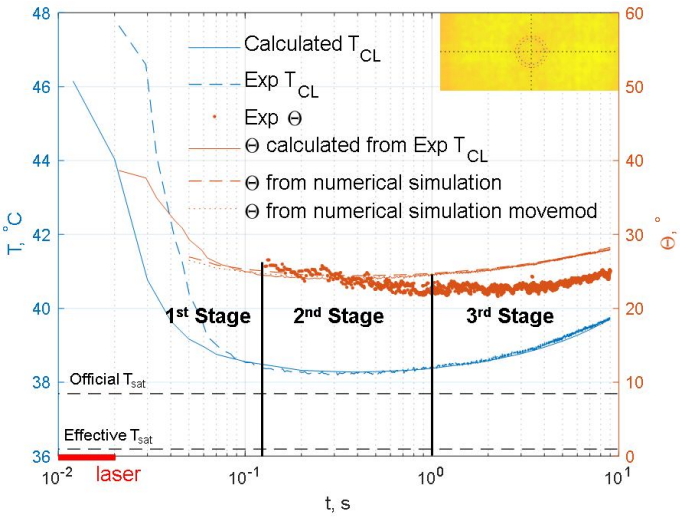


Рис. 3. Экспериментальные и численные данные температуры в области контактной линии (синие линии), экспериментальные значения контактного угла (оранжевые точки) и величины контактного угла, рассчитанные из модели микрорегиона [4] (оранжевые линии) при P = 500 мбар; ΔT_{sub} = 1 °C; q = = 0.5 Вт/см^2; t_{wait} = 2 с

С использованием данных численного моделирования исследован поток испарения вдоль поверхности пузыря. Определено, что интенсивность испарения вблизи контактной линии и у вершины пузыря отличается более чем на пять порядков. Можно выделить несколько зон, характеризующихся определенным поведением потока. Во-первых, это кинетическая зона размером, где поток имеет плато с высоким значением из-за разрешения сингулярности контактной линии кинетическим эффектом. Затем, чуть дальше от контактной линии, мы наблюдаем зону контактной линии, с (квази) обратно линейным поведением, характерным для теплопроводности через клин с разными постоянными температурами по обеим сторонам. Размер этой зоны, очевидно, значительно меньше радиуса пузыря. Далее существует промежуточная зона, которая характеризуется несколькими эффектами: кривизна поверхности пузыря, конвективная теплопередача, формирующийся тепловой пограничный слой на подложке. В итоге поток испарения достигает минимума и начинает расти (с увеличением расстояния от стенки), что указывает на внешнюю зону, простирающуюся до самой вершины пузыря (в условиях перегрева). Определено, что наибольший вклад в испарение (более 50%) вносит область контактной линии, занимающая наименьшую площадь.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10357.

Обозначения

D_{eq} – эквивалентный диаметр, мм; P – давление, мбар; q – тепловой поток, Вт/см^2; T – температура, °C; t – время, с; t_{wait} – время ожидания, с; α – коэффициент аккомодации; ΔT_{sub} – недогрев, °C; θ – контактный угол, °.

Литература

1. ESR AO-2004-111: BOILING, AO-1999-110: EVAPORATION, AO-2004-096: CONDENSATION.

2. Sielaff A., Mangini D., Kabov O., et al. The multiscale boiling investigation on-board the international space station: an overview // Appl Therm Eng. 2022. Vol. 205. P. 117932.

3. Oikonomidou O., Evgenidis S., Argyropoulos C., et al. Bubble growth analysis during subcooled boiling experiments on-board the international space station: Benchmark image analysis // Adv Colloid Interface Sci. 2022. Vol. 308. P. 102751.

4. Rednikov A. Y., Colinet P. Asymptotic analysis of the contact-line microregion for a perfectly wetting volatile liquid in a pure-vapor atmosphere // Phys. Rev. Fluids. 2017. Vol. 2(12). P. 124006.

УДК 536.43:66.048.5

ИСПАРИТЕЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПОДЛОЖКИ ПРИ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ОРОШЕНИИ

В. И. Саверченко, С. П. Фисенко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты экспериментальных исследований. Показано, что пульсирующий режим орошения подложки фемтолитровыми каплями при небольших частотах, не выше 5 Гц, существенно, примерно на 50%, повышает эффективность испарительного охлаждения.

Ключевые слова: *частота, скважность импульса, перепад температуры, радиус капель, теплопроводность подложки*

Охлаждение металлической подложки при спрейном орошении является научной проблемой, тесно связанной с техническими приложениями. Отметим только последние работы [1–3]. На рис. 1 показана схема испарительного охлаждения подложки.

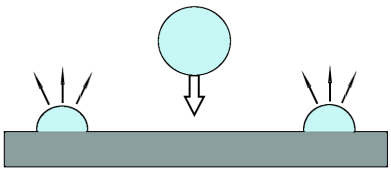


Рис. 1. Схема охлаждения подложки при помощи спрейного орошения

В большинстве приложений спрейного охлаждения используется испарение миллиметровых капель, хотя скорость испарения капли увеличивается при уменьшении её радиуса R. Можно показать, что время испарения капли τ на подложке

$$\tau \sim R^2 U / \lambda_l .$$

Здесь U – удельная скрытая теплота испарения, λ_l – коэффициент теплопроводности жидкости. Естественно, чем меньше время испарения капли, тем выше эффективность испарительного орошения.

В работе представлены результаты исследования испарительного охлаждения подложки при помощи испарения микронных капель в пульсирующем режиме орошения. Надо отметить, что осаждение микронных капель на подложку представляет нетривиальную задачу [4]. В качестве её технического решения было экспериментально установлено, что расстояние от сопла до подложки должно быть достаточно мало.

Для определения характеристик теплообмена использовался предварительно нагретый калориметр, поверхность которого орошалась пульсирующим потоком микронных капель в течение заданного временного интервала. По уменьшению температуры калориметра и времени воздействия определялась снимаемая тепловая мощность.

Были проведены эксперименты для различных частот импульсов и различных перепадов температур между калориметром и окружающей средой. Было установлено, что при малых перепадах температур в 15–20 °С наличие пульсаций приводит к существенному, на 50–70%, увеличению снимаемой мощности. При этом расход жидкости подбирался так, чтобы снимаемый тепловой поток был максимальным.

Были проведены эксперименты по определению влияния скважности импульсов орошения на величину максимального диссипируемого теплового потока. Для этого использо-

вались вращающиеся заслонки, преграждающие путь каплям и дающие скважность 2 и 3. Было установлено, что при большей скважности тепловой поток оказывается больше. На рис. 2 показана экспериментальная зависимость плотности потока энергии, снимаемой с подложки, от частоты импульсов при различных перепадах начальной температуры между подложкой и жидкостью. Важно отметить, что при малых перепадах температуры и достаточно высоких частотах орошения происходит образование жидкой пленки на подложке, которая снижает эффективность испарительного охлаждения.

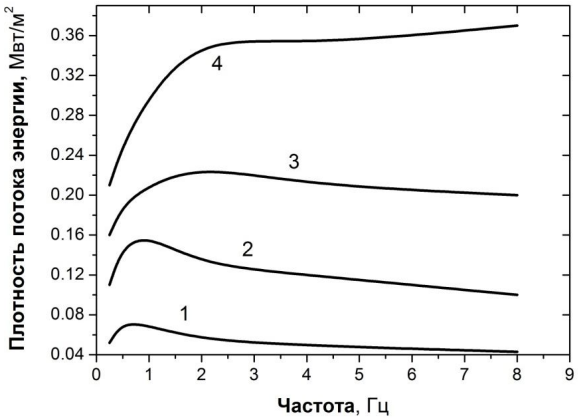


Рис. 2. Влияние частоты импульсов орошения:
1 – ΔT = 15 °C , 2 – 20 °C, 3 – 25 °C , 4 – 30 °C

В наших экспериментах также исследовалось влияние теплопроводности подложки на снимаемый тепловой поток при пульсирующем орошении. Для данных исследований в качестве материала подложки использовались алюминий и медь. В результате экспериментов было установлено, что материал подложки существенно влияет на снимаемую тепловую мощность. Так, на медной подложке удавалось снимать до +30% тепловой мощности по сравнению с алюминиевой, что объясняется различием теплопроводностей меди и алюминия.

Кроме того, были проведены эксперименты с 40% водно-спиртовым раствором в качестве распыляемой жидкости. Эксперименты показали, что добавление спирта в некоторых случаях позволяет увеличить снимаемый тепловой поток более чем в полтора раза при тех же самых прочих параметрах. Причина в том, что существенно падает коэффициент поверхностного натяжения раствора, и тем самым уменьшается средний размер капель, летящих внутри спрея [5].

Таким образом, можно сделать вывод, что максимальный тепловой поток, снимаемый с поверхности подложки пульсирующим воздушно-капельным потоком, зависит от перепада температур, расхода жидкости, частоты и скважности импульсов, материала подложки, а также состава самой жидкости.

Литература

1. Xu R., Wang G., Jiang P. Spray cooling on enhanced surfaces: a review of the progress and mechanisms // J. Electronic Packaging. 2022. Vol. 144, Issue 1.

2. Chen H., Ruan X., Peng Y. Application status and prospect of spray cooling in electronics and energy conversion industries // Sustainable Energy Technologies and Assessments. 2022. Vol. 52.

3. Саверченко В. И., Фисенко С. П. Испарительное охлаждение подложки импульсно-периодическим спреем с фемтолитровыми каплями // ИФЖ. 2021. Т. 94. С. 1255.

4. Станкевич Ю. А., Фисенко С. П. Изотермическое осаждение капель и наночастиц на подложку из натекающей газовой струи // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 6. С. 1396–1402.

5. Khodyko Yu. A., Saverchenko V. I., Fisenko S. P. Features of evaporation of an ensemble of femto-picoliter droplets on a substrate. Experiment and simulation // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2018. Vol. 6, Issue 3. P. 231–238.

УДК 536.46

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВ

П. Б. Садриддинов

Таджикский национальный университет, г. Душанбе
email: parviz06@list.ru

Представлена методика получения формулы максимальной скорости стационарной волны фильтрационного горения газов. Формула найдена на основе соотношения для скорости стационарной волны и условия, что производная функции скорости волны по скорости вдува смеси равна нулю. Установлено, что в экстремальных точках функции скорости волны, безразмерная равновесная температура описывается кубическим уравнением, коэффициенты которого содержат такие параметры, как тепловой эффект реакции, энергия активации молекул, концентрация недостающего компонента смеси и начальная температура среды. Показана достоверность результатов. Отмечено, что установленная формула содержит физико-химические параметры пористой среды и смеси газов и может быть использована при исследовании влияния исходного давления смеси на скорость волны.

Ключевые слова: *скорость волны, стационарная волна, горение газов, скорость вдува, равновесная температура, концентрация, пористая среда.*

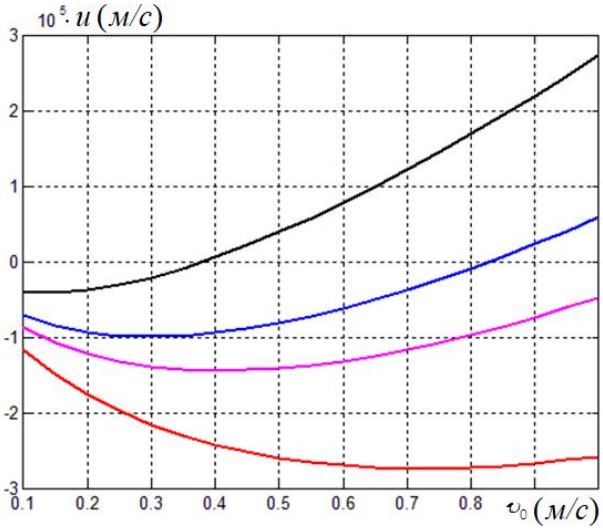
Теория фильтрационного горения газов (ФГГ) формировалась, первоначально, в результате выяснения режимов распространения стационарной волны горения газов в инертной пористой среде [1–5], а затем на анализе теплофизики процессов [6] и неустойчивости стационарной волны [7]. Задача исследования перехода горения смесей от одного скоростного режима к другому режиму не теряет актуальности и до сих пор. Это связано с предсказанием аварийных ситуаций в промышленности и невозможного допущения разрушений или потери в результате взрыва или пожара. В настоящей работе использовано приближение по нахождению функциональной зависимости максимальной скорости стационарной волны ФГГ от управляющих и определяющих параметров пористой среды и смеси газов. Исходной точкой исследования являются соотношения для скорости стационарной волны ФГГ, полученной в [8] при рассмотрении математической модели ФГГ, предполагающей интенсивный межфазный теплообмен и идентичной модели горения конденсированных сред [9], о чём отмечается в [5]:

$$(\upsilon_0 - u)^2 - \frac{(2-n)(\alpha_2\lambda_2 + \alpha_1\lambda_1)k_0 T_0 R T_e}{\rho_{10} Q \eta_0 E} \exp\left(-\frac{E}{RT_e}\right) = 0,$$

$$T_e = T_0 + \frac{Q\eta_0}{c_p\left(1 - \dfrac{\varphi u}{\upsilon_0 - u}\right)}, \qquad \varphi = \frac{\rho_2 c_2}{\rho_{10} c_p}. \tag{1}$$

Здесь u, v_0 – скорости стационарной волны и вдува смеси в пористый блок соответственно; λ_1, λ_2 – коэффициенты теплопроводности смеси и пористой среды; α_1, α_2 – объёмные доля смеси и пористой среды соответственно; ρ_{10}, ρ_2 – приведённые плотности смеси и пористой среды; c_p, c_2 – теплоёмкость смеси и пористой среды; η_0 – массовая концентрация недостающего компонента смеси; κ_0 – предэкспонент; Q – тепловой эффект реакции; R – универсальная газовая постоянная; E – энергия активации молекул; n – порядок скорости химической реакции по недостающему компоненту смеси; T_0, T_e – исходная и равновесная температуры среды; φ – безразмерный параметр, выражающий отношение объёмных теплоёмкостей пористой среды и смеси газов.

В работе [8] для получения расчётной зависимости скорости стационарной волны u от скорости вдува смеси v_0 при постоянных значениях физико-химических констант была применена программа «Подбор параметра» к уравнению (1). Примерные варианты такой зависимости приведены на рисунке при горении заранее перемешанной метановоздушной смеси (для четырёх составов), подаваемой через инертный пористый слой к зоне горения с различной скоростью



Кривые зависимости скорости стационарной волны u (м/с) от скорости вдува газа v_0(м/с) при разных содержаниях метана в смеси: снизу вверх $9,5\%CH_4$, $8,5\%CH_4$, $8\%CH_4$ и $7\%CH_4$

При расчётах использовались следующие характеристики пористой среды и смеси газов:

$$\rho_1^0 = 0.6 \text{ кг/м}^3, \quad \rho_2^0 = 3900 \text{ кг/м}^3, \quad \alpha_1 = 0.45, \quad \alpha_2 = 0.55, \quad c_p = 1099.525 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)},$$
$$c_2 = 660 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)}, \quad T_0 = 300 \text{ K}, \quad \lambda_2 = 0.5 \text{ Дж/(м}\cdot\text{с}\cdot\text{K)}, \quad \lambda_1 = 0.1 \text{ Дж/(м}\cdot\text{с}\cdot\text{K)}, \quad n = 1,$$
$$E = 226\cdot 10^3 \text{ Дж/моль}, \quad R = 8.314 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{K)}, \quad Q = 21263158 \text{ Дж/кг}, \quad k_0 = 1\cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}.$$

На рисунке замечаем минимальные значения скорости стационарной волны на всех кривых, что даёт основание находить минимум функции скорости стационарной волны от скорости вдува смеси. В математике известно, что в экстремальных точках производная функции равна нулю, следуя этому принципу, находим производную функции $u(v_0)$ в соотношении (1) и полагаем её равным нулю. Однако в соотношение (1) функция $u(v_0)$ входит неявным образом, поэтому приводим некоторые вспомогательные выкладки, т. е. берём производные функции u по переменному v_0 в выражениях (1), и, подставляя в уравнение (1), относительно скорости стационарной волны u получим следующую формулу:

$$u = \frac{1}{\varphi}\left(1 - \frac{Q\eta_0}{c_p T_0 x}\right)\sqrt{A(x+1)T_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_0(x+1)}\right)}, \tag{2}$$

здесь

$$A = \frac{(2-n)(\alpha_2\lambda_2 + \alpha_1\lambda_1)k_0 T_0 R}{\rho_{10} Q \eta_0 E}.$$

Следует отметить, полученная формула (2) для максимальной скорости стационарной волны ФГГ, включающая гидродинамические, теплофизические и химические параметры пористой среды и смеси газов, позволяет исследовать влияние исходного давления смеси на данную скорость при каждой комбинации значений остальных параметров.

Литература

1. Попов О. Е., Когарко С. М., Фотеенко В. А. О быстром горении газовой смеси в средах с высокой пористостью // Докл. АН СССР. 1974. Т. 219, № 3. С. 1351–1354.

2. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Режимы детонации газовой смеси в жёсткой пористой среде // Детонация. Черноголовка. 1980. С. 106–110.

3. Kauffman C. W., Chuanjun Y., Nicholls J. A. Gaseous detonations in porous media. 19th Intern. Symp. on Combustion. Pittsburg: The Combustion Institute, 1982. P. 591–597.

4. Коржавин А. А., Бунев В. А., Абдулин Р. Х., Бабкин В. С. О зоне пламени при горении газа в инертной пористой среде // Физика горения и взрыв. 1982. Т. 18, № 6. С. 20–23.

5. Лаевский Ю. М., Бабкин В. С., Дробышевич В. И., Потытняков С. И. К теории фильтрационного горения газов // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 6. С. 3–13.

6. Добрего К. В., Жданок С. А. К теории термодинамической неустойчивости фронта фильтрационного горения газов // Физика горения и взрыв. 1999. Т. 35, № 5. С. 14–20.

7. Кабилов М. М. Тепловое воспламенение смеси газов в инертной пористой среде // Докл. НАН Республики Таджикистан. 2022. Т. 65, № 3-4. С. 186–191.

8. Кабилов М. М., Садриддинов П. Б. Исследование процесса распространения фронта фильтрационного горения газов // Докл. НАН Республики Таджикистан. 2010. Т. 53, № 4. С. 272–278.

9. Новожилов Б. В. Скорость распространения фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Докл. АН СССР. 1961. Т. 141, № 1. С. 151–153.

УДК 621.592.3:536.24

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАПЕЛЬ ПО РАЗМЕРАМ С УЧЕТОМ КОАГУЛЯЦИИ

А. А. Сидоров, А. К. Ястребов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

В качестве альтернативы известным сорбционным методам очистки газов от примесей рассматривается процесс объемной конденсации диоксида углерода из смеси с воздухом в расширяющейся части сопла Лаваля. В основе описания процесса лежит кинетическое уравнение для функции распределения частиц по размерам или массам в одномерном виде, решаемое прямым численным методом с учетом броуновской коагуляции в двухтемпературном приближении. В ходе решения получены распределения параметров конденсационного аэрозоля для двух расчетных случаев: без учета коагуляции и с учетом. Показано, что вследствие коагуляции количество частиц уменьшается, размер частиц увеличивается, при этом масса сохраняется. Показано, что разработанная модель дает адекватные реальности результаты и может применяться для дальнейших исследований.

Ключевые слова: *объемная конденсация, коагуляция, диоксид углерода, воздухоразделительные установки, прямое численное решение, кинетическое уравнение.*

Одной из актуальных для криогенной и холодильной техники является задача очистки воздуха, подаваемого на воздухоразделительные установки (ВРУ) от примесей, в частности, от диоксида углерода. При конденсации диоксид углерода переходит в твердое состояние, что препятствует транспортировке жидкости по трубам, снижает срок службы трубопроводов из-за коррозии, а при попадании в проточную часть турбодетандеров может вызывать разрушение: именно поэтому к очищаемой среде предъявляются крайне строгие требования [1]. В основном блоки комплексной очистки (БКО) основаны на сорбционных технологиях и, в связи с этим, имеют ряд недостатков: необходимость регенерации сорбентов, их замены, большие массогабаритные характеристики, а также сложность изготовления и управления. В качестве альтернативы, лишенной указанных недостатков, предлагается очистка газов путем конденсации примесей в потоке расширяющегося газа. Этот процесс можно условно разделить на этапы: образование капель, их рост за счет конденсации и последующий рост за счет коагуляции.

Основная цель настоящей работы – развитие подхода к моделированию процессов объемной конденсации, основанного на прямом численном решении кинетического уравнения. Предлагаемая модификация метода позволяет учесть коагуляцию частиц конденсационного аэрозоля, влияние которой может быть существенно, например, в парожидкостных турбодетандерах.

Рассматривается одномерное стационарное течение парогазовой смеси, состоящей из воздуха как неконденсирующегося газа-носителя и CO_2 в качестве конденсирующегося компонента в сверхзвуковой части сопла Лаваля. Для описания течения парогазовой смеси используется система уравнений, включающая уравнение неразрывности, движения и два уравнения энергии, одно из которых записано для газовой фазы, а второе – для конденсационного аэрозоля [2]. Как и в [2], для замыкания системы уравнений используются уравнения баланса массы компонентов смеси, уравнения состояния идеального газа для пара и неконденсирующегося газа, а также кинетическое уравнение для функции распределения частиц конденсационного аэрозоля. Кинетическое уравнение с учетом коагуляции представлено, например, в [3], для функции распределения частиц по массам, нормированной на количество частиц в единице массы смеси, это уравнение записывается следующим образом:

$$u\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial m}\left(Jf\right)=\frac{I}{\rho}\delta\left(m-m_{cr}\right)+\frac{\rho}{2}\int_0^m\int_0^m Kf\left(m_1\right)f\left(m_2\right)\delta\left(m-m_1-m_2\right)dm_1dm_2-$$
$$-\rho f\left(m_1\right)\int_0^m Kf\left(m_1\right)dm_1. \tag{1}$$

Здесь f – функция распределения частиц по массам, m – масса частицы, J – скорость роста массы частицы, I – скорость нуклеации, δ – дельта-функция, m_{cr} – масса частицы критического радиуса, K – ядро коагуляции, которое в общем случае является функцией масс сливающихся частиц. Ядро коагуляции вычислялось по формуле для броуновской коагуляции в свободномолекулярном режиме [4] (k – постоянная Больцмана):

$$K\left(r_1,r_2\right)=\sqrt{\frac{6kT}{\rho_l}\left(\frac{1}{r_1^3}+\frac{1}{r_2^3}\right)}\left(r_1+r_2\right)^2. \tag{2}$$

Метод прямого численного решения для функции распределения капель по размерам [5] ранее использовался авторами для решения задач об объемной конденсации без учета коагуляции [2, 6]. Метод основан на схеме расщепления по физическим процессам: на каждом шаге по координате изменение функции распределения осуществляется в два этапа. На первом этапе функция распределения меняется только за счет нуклеации, на втором – только за счет роста капель. Для кинетического уравнения (1) используется аналогичная схема расщепления с добавлением третьего этапа, на котором функция распределения меняется только за счет коагуляции капель. Уравнения для этапов записываются следующим образом:

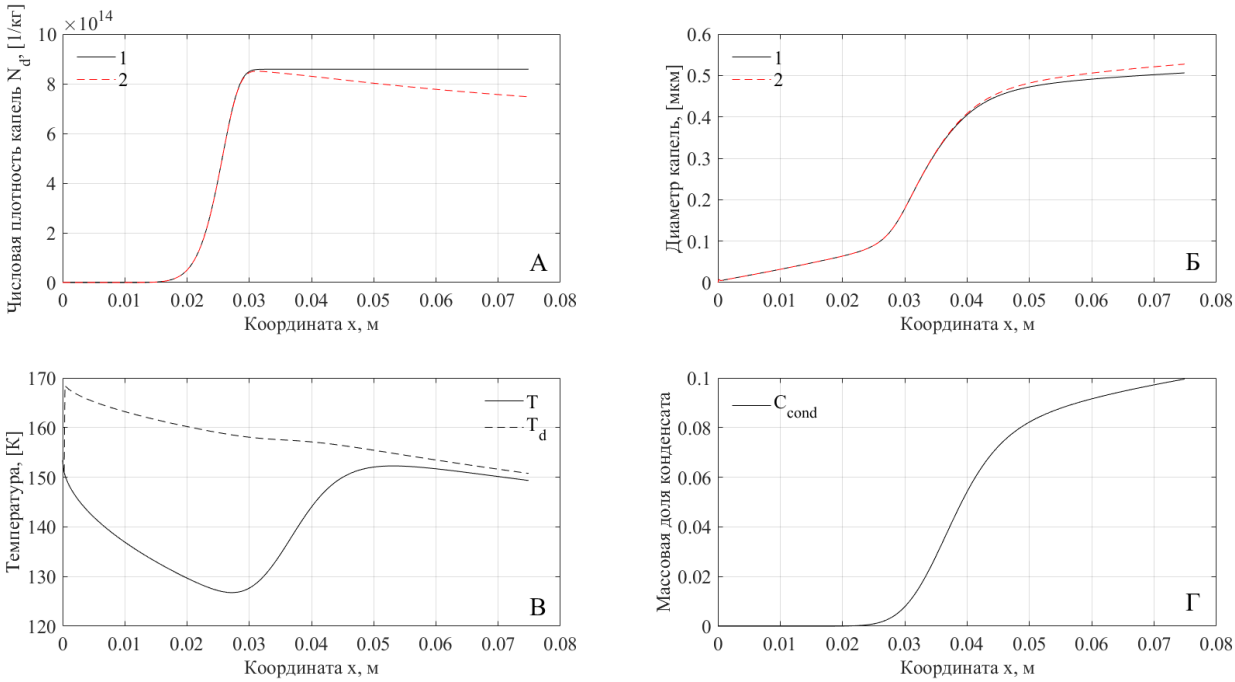
$$u\frac{\partial f}{\partial x}=\frac{I}{\rho}\delta\left(m-m_{cr}\right), \tag{3}$$

$$u\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial m}\left(Jf\right)=0, \tag{4}$$

$$u\frac{\partial f}{\partial x}=\frac{\rho}{2}\int_0^m\int_0^m Kf\left(m_1\right)f\left(m_2\right)\delta\left(m-m_1-m_2\right)dm_1dm_2-\rho f\left(m\right)\int_0^m Kf\left(m_1\right)dm_1. \tag{5}$$

В разностной схеме для уравнения (5) необходимо обеспечить сохранение массы: суммарная масса всех частиц не может меняться при их слиянии. В рамках дискретной модели капли могут иметь значения масс m_i, определенные сеткой. Капли массой m могут образоваться при слиянии капель с массами m_1 и m_2. При произвольном выборе шага сетки и массе m_1, выбранной из значений в узлах сетки, масса m_2 будет отличаться от значения в узле сетки. Если принять функцию распределения постоянной в пределах отдельной ячейки сетки по массам, то фактически вместо массы m_2 будет использоваться масса m_j (j – номер ближайшего узла сетки), что приведет к изменению суммарной массы капель вследствие коагуляции. Аналогичная проблема возникает при использовании метода прямого численного решения кинетического уравнения Больцмана [7]: суммарные масса, импульс и энергия молекул не должны меняться вследствие столкновений. В [7] для обеспечения консервативности применялась коррекция функции распределения: функция распределения умножалась на корректирующий полином, коэффициенты которого вычислялись, исходя из равенства суммарных массы, импульса и энергии всех молекул до столкновений и после коррекции. Аналогичный подход используется в данной работе для обеспечения сохранения массы капель при коагуляции, причем в данном случае должна сохраняться только масса, что позволяет использовать только один корректирующий коэффициент вместо полинома.

Решение проводилось для смеси CO_2 и N_2 при начальной массовой доле CO_2 15%, на входе в сопло задавалось полное давление 280 кПа и температура 183 К. В ходе решения получены распределения параметров конденсационного аэрозоля без учета коагуляции и с ее учетом, результаты расчета представлены на рисунке. Видно, что количество частиц на единицу массы (1А) вследствие коагуляции уменьшается, при этом размер частиц увеличивается (1Б), но их массовая доля при этом сохраняется (1.Г).



Распределение характеристик конденсационного аэрозоля вдоль центральной линии сопла: А – числовая плотность капель; Б – диаметр капель; В – температуры газового потока и частиц, Г – массовая доля сконденсированных частиц; 1 – без коагуляции, 2 – с коагуляцией

Такое поведение параметров говорит об адекватности математической и физической моделей, что дополнительно иллюстрируется распределением температур газового потока и капель (1В): увеличение температуры связано с активным тепловыделением вследствие процесса объемной конденсации, что является хорошо известным фактом.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 23-29-00540.

Литература

1. Погодаева А. Э., Волохина А. Т., Глебова Е. В. Обеспечение взрывопожаробезопасности воздухоразделительных установок на основе анализа основных опасностей // Вести газовой науки. 2020. № 1 (42).

2. Kortsenshteyn N. M., Yastrebov A. K. Interphase heat transfer during bulk condensation in the flow of vapor – gas mixture // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. P. 1133–1140.

3. Филиппов Г. А., Аветисян А. Р. Эйлеровые методы моделирования полидисперсных турбулентных течений влажного пара в турбинных решетках и соплах Лаваля с учетом нестационарных фазовых переходов // Вестник РФФИ. 2015. № 3 (87). С. 54–61.

4. Пискунов В. Н. Теоретические модели кинетики формирования аэрозолей. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2000. – 209 с.

5. Kortsenshteyn N. M., Samuilov E. V., Yastrebov A. K. About use of a method of direct numerical solution for simulation of bulk condensation of supersaturated vapor // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. P. 548–556.

6. Сидоров А. А., Ястребов А. К. Влияние геометрических характеристик канала и свойств парогазовой смеси на объемную конденсацию при течении в сопле // Теплоэнергетика. 2018. № 1. С. 68–76.

7. Аристов В. В., Черемисин Ф. Г. Прямое численное решение кинетического уравнения Больцмана. М.: Вычислительный центр РАН, 1992.

УДК 536

ДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ ЖИДКОСТИ С ПЕРЕГРЕТОЙ ПОДЛОЖКОЙ

В. О. Ситников[1,2], Е. Я. Гатапова[1,2]

[1]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт теплофизики Сибирского отделения РАН, г. Новосибирск, Россия

Изучается динамика взаимодействия падающей капли жидкости с перегретой поверхностью, а также температура поверхности капли с использованием инфракрасной камеры. Экспериментально изучено влияние числа Вебера, температуры подложки и свойств жидкости на изменение динамики капли и температурного поля поверхности капли. В качестве рабочей жидкости используются вода и диэлектрическая легкокипящая жидкость HFE-7100. В результате исследований построены режимные карты, показывающие как динамику, так и режимы кипения в широком диапазоне чисел Вебера и температур. Представлены данные по термографическому исследованию поля температур на поверхности капли при различных режимах кипения.

Ключевые слова: *падение капли, кипение, температура подложки, вода, HFE-7100, инфракрасная съемка, число Вебера, профиль температуры.*

Взаимодействие капель жидкости и нагретой поверхности широко распространено в двигателях внутреннего сгорания [1], струйной печати [2], а также при спрейном охлаждении микроэлектроники [3]. Хотя изучение спрея является сложной комплексной задачей, в первую очередь необходимо понять процессы, происходящие в одной капле жидкости. Ранее уже были проведены множество исследований, изучающих динамику капли и стадии взаимодействия, режимы теплообмена и кипения капли, динамику левитации капли при сильных перегревах [4–11]. Целью данного исследования является изучение динамики падения капли на нагретую поверхность при температурах, превышающих температуру кипения жидкости, а также изучение поля температур поверхности капель при различных режимах кипения.

Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из рабочего участка, подложки с нагревателем и камеры. Рабочий участок состоит из шприцевого насоса Cole-Parmer со стеклянным шприцем Hamilton 10 ml, пипетки Thermo Scientific Finntip с диаметром 0,35 мм и подвижного держателя, на котором закреплена пипетка для изменения высоты падения капли. В качестве подложки использовалось сапфировое стекло диаметром 40 мм и толщиной 4 мм с нанесенным на него электропроводящим нагревателем из оксида индия-олова и двух серебряных контактов по бокам от него (рис. 1). В силу того что сапфировое стекло прозрачно для ИК-камеры, на сторону падения капли было нанесено покрытие из графита 33 для наблюдения за температурой поверхности. В экспериментах использовалась высокоскоростная камера Phantom VEO 410L и ИК-камера FLIR X6530sc. Высокоскоростная камера вела наблюдение через зеркало для получения вида сверху. ИК-камера была установлена под углом 70–80° и на расстоянии примерно 30 см от наблюдаемой области (рис. 1). Съемка производилась с частотой 1500 кадр/с с разрешением изображения 160x128 пикселей с результирующим разрешением 140±2 μм на пиксель.

В качестве исследуемых жидкостей использовались дегазированная деионизированная вода и диэлектрическая жидкость HFE-7100. Температура подложки варьировалась с 85 до 180±1 °C для воды и с 60 до 145±1 °C для HFE-7100. Варьируя высоту падения с 50 до 130±1 мм для воды и с 36 до 150 ±1 мм для HFE-7100, были получены числа Вебера We = = 20–84 для воды и We = 104–345 для HFE-7100.

Для жидкостей были проведены сравнения двух видов съемок для одинаковых температурных режимов подложки (рис. 2).

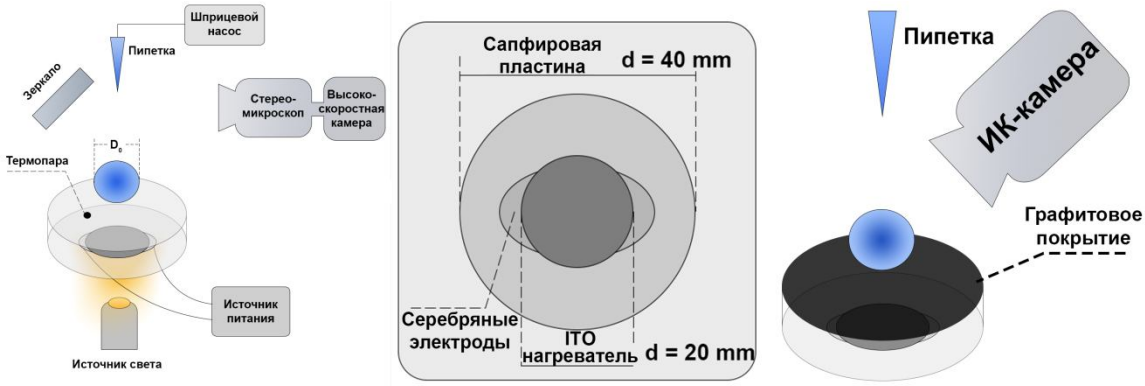


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Слева направо: схема съемки сверху высокоскоростной камерой, схема сапфирового стекла с нагревателем, схема съемки ИК-камерой подложки с графитовым напылением

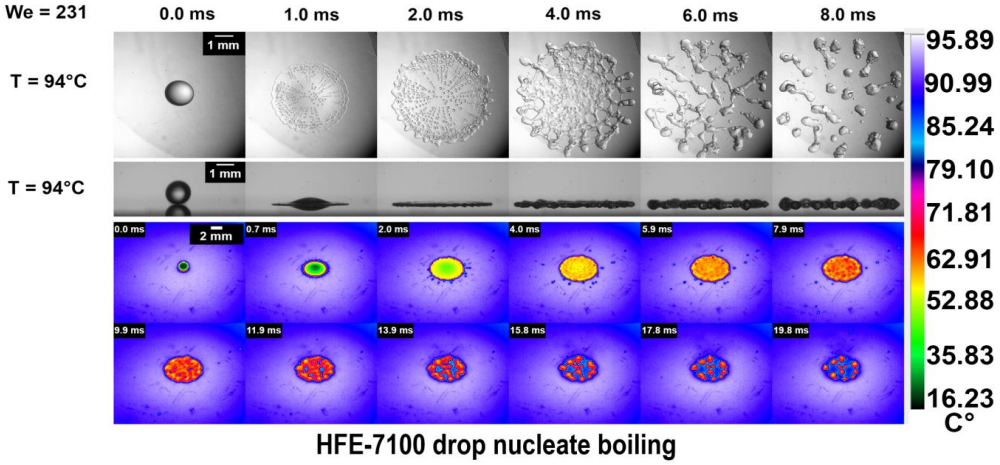


Рис. 2. Сравнение съемки сверху и с ИК-камеры для жидкости HFE-7100 для числа We = 231 и начальной температуры подложки около 94 °C в режиме пузырькового кипения

На основе данных с высокоскоростной камеры были выделены режимы кипения, а также режимы взаимодействия капли и подложки, и была построена совмещенная карта режимов кипения и динамики в зависимости от числа Вебера и температуры подложки. Карты были построены для двух исследованных жидкостей.

Из полученных с помощью ИК-камеры термограмм были построены профили температуры поверхности капли, на которых видна динамика температуры во времени (рис. 3).

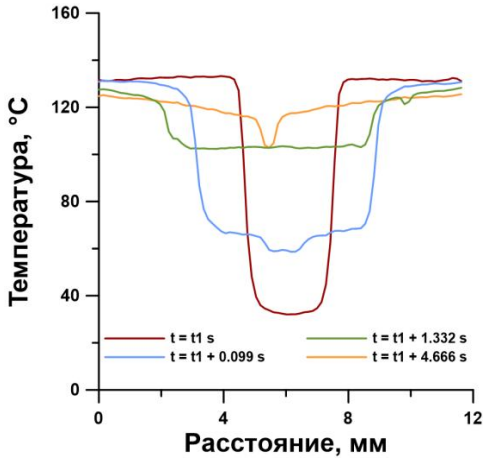


Рис. 3. Профили температуры для капли воды в режиме однофазного кипения

Проведены экспериментальные исследования динамики капли и температурных профилей при различных режимах кипения и числах Вебера для воды и жидкости HFE-7100. Также было проведено выделение и визуальное сравнение различных режимов кипения в зависимости от температуры и числа Вебера. Построены карты режимов, проведено сравнение с литературными данными. Подробные данные о температуре поверхности капли HFE-7100 при взаимодействии с нагретой поверхностью представлены впервые.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 22-19-00581).

Литература

1. Moreira A., Moita A., Panao M. Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: how much of single droplet impact research is useful? // Prog. Energy Combust. Sci. 2010. Vol. 36. P. 554.

2. Predetechensky M. Molten solder drop ejector, US Pat. 5 876 615 (1999) USOO5876615A.

3. Kim J. Spray cooling heat transfer: the state of the art // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 2007. Vol. 28 (4) P. 753–767.

4. Yarin A. Drop impact dynamics: Splashing, spreading, receding, bouncing // Annual Review of Fluid Mechanics. 2006. Vol. 38 (1). P. 159–192.

5. Josserand C., Thoroddsen S. Drop impact on a solid surface // Annual Review of Fluid Mechanics. 2016. Vol. 48 (1). P. 365–391.

6. Liang G., Mudawar I. Review of mass and momentum interactions during drop impact on a liquid film // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 101. P. 577–599.

7. Bernardin J. D., Stebbins C. J., Mudawar I. Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1997. Vol. 40 (2). P. 247–267.

8. Kwon H.-M., Bird J., Varanasi K. Increasing leidenfrost point using micro-nano hierarchical surface structures // Applied Physics Letters. 2013. Vol. 103. P. 201601.

9. Gatapova E., Gatapova K. Bubble dynamics in thin liquid film and breakup at drop impact // Soft Matter. 2020. Vol. 16. P. 10397–10404.

10. Gatapova E., Sitnikov V. Heat transfer and drop impact dynamics on a superheated sapphire substrate for water and HFE-7100 liquids. Preprint Int. J. of Heat and Mass Transfer, 2023.

11. Gatapova Elizaveta Ya., Sitnikov Vadim O., and Sharaborin Dmitriy K. Visualization of drop and bubble dynamics on a heated sapphire plate by high-speed camera enhanced by stereomicroscope // J. of Flow Visualization and Image Proccessing. 2022. Vol. 29 (2). P. 87–103.

УДК 532.546.2

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕУСТОЙЧИВЫХ МНОГОФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ СКВОЗЬ ПОРИСТУЮ СРЕДУ

Е. И. Скрылёва[1,2], А. Ф. Зубков[1], Л. А. Паремская[1], И. В. Назиров[1]

[1]Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
[2]ФГУ «Федеральный научный центр Научно-исследовательский институт системных исследований РАН», г. Москва, Россия

Рассмотрены особенности численного и экспериментального моделирования многофазных течений через пористую среду. Обсуждается метод многомасштабного моделирования процессов подземной гидромеханики, который позволяет учесть процессы, происходящие на микроуровне при моделировании на макроуровне. Также в работе приводятся результаты экспериментальных исследований по вытеснению жидкости из ячейки Хеле–Шоу, которая моделирует пористую среду. Результаты экспериментов сопоставляются с результатами линейного анализа устойчивости и с результатами вычислительного моделирования.

Ключевые слова: *пористая среда, неустойчивость Саффмана–Тейлора, ячейка Хеле–Шоу, вытеснение жидкости, экспериментальные исследования, численное моделирование.*

Один из методов нефтедобычи подразумевает её вытеснение использованием менее вязкой воды, этот процесс является неустойчивым: фронт вытеснения, даже если он был вначале плоским, искажается за счет пальцеобразных выступов, по которым менее вязкая вода прорывается к добывающей скважине, оставляя позади себя не вытесненную нефть (рис. 1) – развивается неустойчивость Саффмана–Тейлора [1, 2]. После достижения одним из таких выступов добывающей скважины картина вытеснения резко меняется – большая часть подаваемой воды будет направляться в канал, созданный лидирующим пальцем. Оставшаяся же в пласте нефть после такого прорыва будет практически неподвижна. Ещё одна сложность заключается в том, что такая неустойчивость многомасштабна, и дело ее моделирования осложняется тем, что наиболее быстро растут мелкомасштабные пальцы. Основная проблема прямого моделирования неустойчивости в том, что разрешение мелкомасштабных потоков на практически используемых сетках нереальна даже с применением современной суперкомпьютерной техники. Поэтому крайне актуальна разработка алгоритмов для многомасштабного моделирования нелинейных процессов неустойчивого вытеснения в подземной гидродинамике.

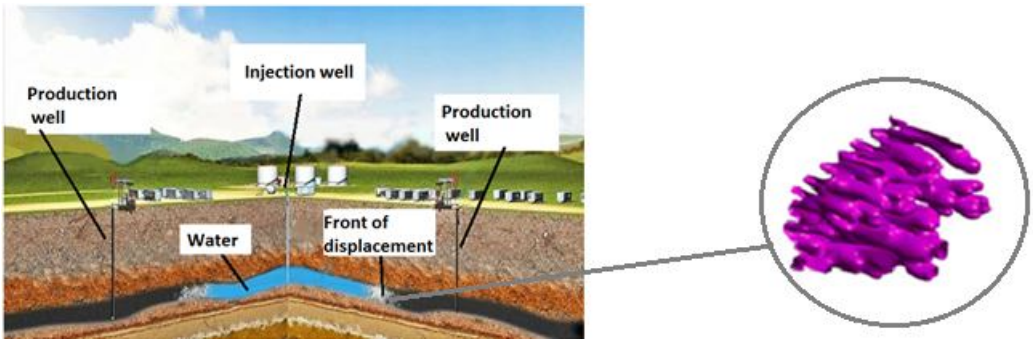
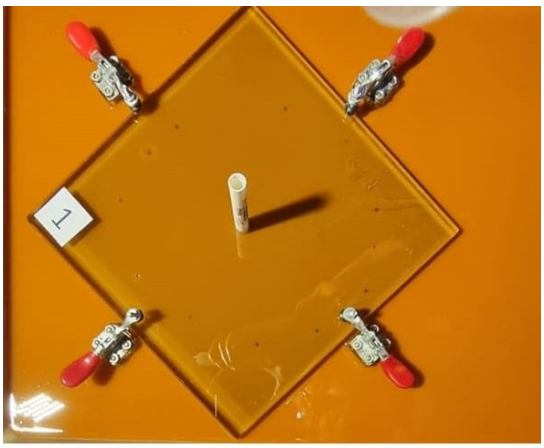


Рис. 1. Неустойчивость Саффмана–Тейлора, развивающаяся на фронте вытеснения вязкой жидкости из пористой среды

В данной работе предлагается метод для многомасштабного моделирования нелинейных процессов подземной гидродинамики, позволяет учитывать процессы, происходящие на

микроуровне при моделировании на макроуровне, путём добавления дополнительных потоковых членов в определяющую систему уравнений, а также позволяет моделировать химические взаимодействия между фазами с учётом гидродинамической неустойчивости и возрастания площади поверхности контакта фаз [3].

Основная сложность при экспериментальном исследовании неустойчивых течений сквозь пористую среду [4] заключается в невозможности визуализировать процессы, происходящие внутри пористого образца. Для экспериментального изучения мелкомасштабной неустойчивости часто прибегают к аналоговому моделированию, а именно, используют ячейку Хеле–Шоу. Она представляет собой две параллельные пластины, разделенные малым зазором (рис. 2). Течения в ячейке Хеле–Шоу легко поддаются визуализации и описываются относительно простыми математическими моделями – уравнением неразрывности и аналогом закона Дарси для ячейки. Поэтому ее используют как самую простую двумерную модель пористой среды. В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований многофазных течений в ячейке Хеле–Шоу. Рассматриваются случаи слабо смешивающихся и несмешивающихся жидкостей. Также рассмотрено влияние наличия насыпки из стеклянных шариков в область между пластинами ячейки на развитие неустойчивости. Результаты экспериментальных данных сопоставляются с аналитическими решениями и результатами численного моделирования.


а

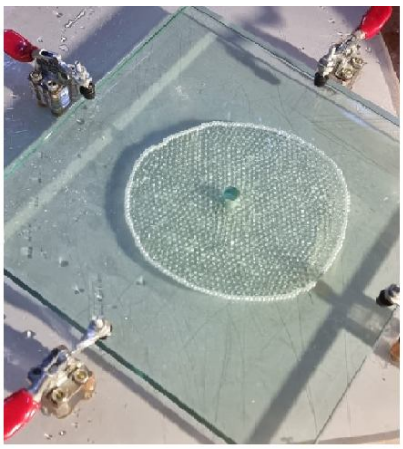

б

Рис. 2. Ячейка Хеле–Шоу для радиального вытеснения – *а*; ячейка Хеле–Шоу с однородной насыпкой шариков между пластинами – *б*

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант 21-71-10023.

Литература

1. Saffman P. G., Taylor G. J. The penetration of a fluid into a porous medium of Hele–Shaw cell containing a more viscous fluid // Proc. R. Foc. Zond. 1958. Vol. A 245. P. 312.

2. Smirnov N. N., Nikitin V. F., Ivashnyov O. E., Maximenko A., Thiercelin M., Vedernikov A., Scheid B., Legros J. C. Microgravity investigations of instability and mixing flux in frontal displacement of fluids // Microgravity Sci. Technol. 2004. Vol. 40/3. P. 3–28.

3. Skryleva E. I. Numerical simulation of multiphase flow in a porous medium in the presence of heat and mass transfer between phases // Heat Transfer Research. 2023. Vol. 54, № 2. P. 1–10.

4. Барышников Н. А., Беляков Г. В., Турунтаев С. Б. Экспериментальное исследование вытеснения вязких жидкостей из пористых сред // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 1. С. 115–122.

5. Smirnov N. N., Nikitin V. F., Maximenko A., Thiercelin M., Legros J. C. Instability and mixing flux in frontal displacement of viscous fluids from porous media // Phys. Fluids. 2005. № 17. P. 084102.

УДК 532.517.4

СРАВНЕНИЕ ДЕТАЛЬНОГО И СОКРАЩЕННОГО КИНЕТИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ ПРИ ЧИСЛЕННОМ ИССЛЕДОВАНИИ ХИМИЧЕСКОГО ИНГИБИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Н. Н. Смирнов[1,2], В. Ф. Никитин[1,2], Е. В. Михальченко[1,2]

[1]ФГУ «Федеральный научный центр Научно-исследовательский институт системных исследований РАН», г. Москва, Россия
[2]Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Проведено сравнение результатов, полученных при помощи упрощенного механизма с гидрированием пропилена и реакциями из подсистемы кислород–водород (10 компонент и 31 реакция), с результатами, полученными для той же исходной смеси и в тех же условиях с применением механизма (58 компонент и 404 реакции). Расчет по полному механизму требует значительно больших вычислительных ресурсов и времени, чем расчет по упрощенному механизму, в частности, времени при одной и той же расчетной схеме и на одном и том же вычислительном устройстве требуется примерно в 50 раз больше.

Ключевые слова: *детонация, ингибирование детонации, химическая кинетика, численное моделирование.*

Детонация в большинстве случаев является нежелательным процессом, нарушающим условия получения, хранения или эксплуатации горючих смесей, поэтому ее предотвращение – весьма актуальная задача во многих сферах народного хозяйства. Настоящая работа посвящена теме ингибирования детонации смеси водорода с воздухом путем добавления в эту газовую смесь небольшого по относительному объему количества газообразного углеводородного ингибитора. В качестве подобного ингибитора выступает пропилен – один из простейших непредельных углеводородов. Сам по себе пропилен при этом горюч, так что его добавка не уменьшает калорийность газовой смеси, тем не менее, опыты [1] показывают, что при добавлении от 2 до 3% пропилена в стехиометрическую смесь водорода с воздухом, эта смесь перестает детонировать. В [1] было показано, что причина ингибирования детонации в этом случае – изъятие из реакционной цепи атомарного водорода за счет гидрирования пропилена с образованием тяжелого радикала пропена. Этот радикал, хоть и вовлекается в цепь химических реакций, но менее активно, чем атомарный водород, и тем самым время задержки химической реакции возрастает. Увеличение же задержки химической реакции приводит к тому, что уже развившаяся детонационная волна расщепляется на лидирующую ударную волну и отстающую от нее волну горения, тем самым детонация смеси подавляется. Ингибирование детонации не означает подавление самой химической реакции, которая может даже усилиться за счет горючих свойств углеродного ингибитора. Но сопровождающие детонацию ударно-волновые явления и практически мгновенное распространение пламени – подавляются.

Для теоретического исследования явления ингибирования в [1] предложено к обычному кинетическому механизму реакции водорода с кислородом воздуха добавить одну необратимую реакцию гидрирования пропилена атомарным водородом с образованием радикала пропена, причем дальнейшими преобразованиями радикала пренебрегается. Это существенно упрощает кинетический механизм, но оставляет нерешенными вопросы, не будет ли упрощенный механизм предсказывать подавление детонации там, где полный механизм не приводит к такому эффекту. Для этого в настоящей работе поставлена задача сравнить результаты, полученные при помощи упрощенного механизма с гидрированием пропилена по данным [1] и прочими реакциями из подсистемы кислород–водород [2] (всего 10 компонент и 31 реакция),

с результатами, полученными для той же исходной смеси и в тех же условиях с применением полного механизма [2] (58 компонент и 404 реакции).

Математическая модель представляет собой многокомпонентную газодинамику, учитывающую химические превращения компонентов. Состоит из уравнений баланса массы для каждого из компонентов, уравнений импульса и уравнения энергии, в правой части которого указан внешний источник.

Численное моделирование проводилось с использованием авторского программного пакета [3, 4]. Валидация численной модели была проведена путем сравнения размера ячейки, численно полученного для стехиометрической водородно-воздушной смеси с использованием различных кинетических механизмов, с результатами экспериментальных измерений, полученных разными авторами [5].

Рассматривалась двумерная прямоугольная рабочая область (рис. 1), заполненная исходной смесью, причем с одного края прямоугольника, где происходит зажигание, ингибитор отсутствует, основная же часть рабочей области содержит исходную смесь с добавкой ингибитора. Зажигание проводится вбросом энергии такой интенсивности, чтобы вызвать в смеси без ингибитора прямое инициирование детонации. По мере развития процесса детонация приобретает ячеистый характер еще до того как волна подойдет к области, содержащей пропилен. После того как волна детонации входит в эту область, происходит либо подавление детонации (расщепление на ударную волну и волну дефлаграции), либо продолжение развития детонации, если ингибитора было недостаточно.

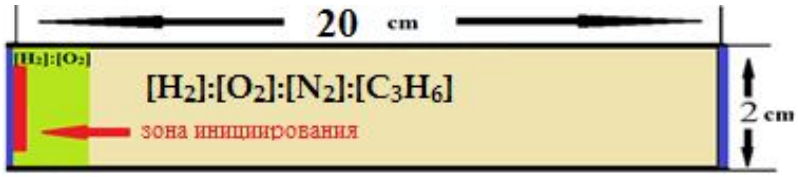


Рис. 1. Геометрия расчетной области

На рис. 2 представлен пример результата распределения максимально достигнутого давления для случая расчета по кинетике [2] полной для C_3H_6 = 2%. На рис. 3 представлен расчет по сокращенной кинетике с добавленной реакцией гидрирования пропилена атомарным водородом с образованием радикала пропена, добавка ингибитора C_3H_6 = 2%. Получено, что сокращенный механизм приводит к подавлению детонации при расчете, полный – нет, хотя на этапе формирования ячеистой структуры получается спиновый режим детонации, далее переходящий в устойчивую ячеистую структуру. Для того чтобы выяснить, приводит ли расчет с полным кинетическим механизмом к подавлению волны, проведен еще один расчет (в укороченном домене) для C_3H_6 = 2.2%. Результаты показаны на рис. 4.

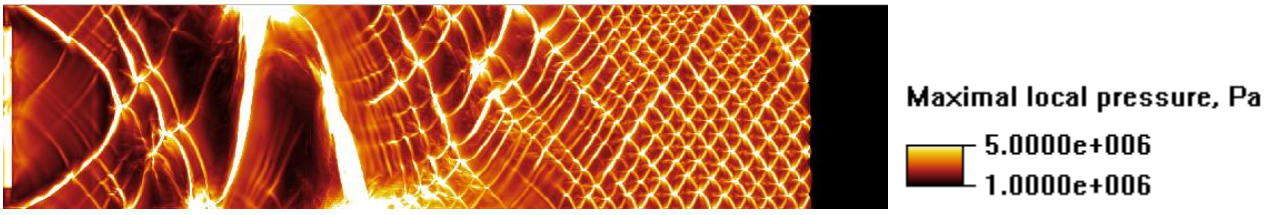


Рис. 2. История распределения максимально достигнутого давления в расчетной области для случая расчета по кинетике [2] полной для C_3H_6 = 2%

Было получено, что в расчетах с использованием упрощенного механизма подавление детонации происходит при несколько большей концентрации ингибитора, чем в расчетах по полному механизму, т. е. упрощенный механизм работает «с запасом». Причиной этому может быть учет в упрощенном механизме лишь одного канала гидрирования пропилена (с образо-

ванием пропена), в полном же механизме каналов гидрирования несколько. Тем не менее качественно и тот, и другой механизм предсказывают подавление развитой ячеистой детонации при концентрации ингибитора от 2 до 3 объемных процентов. То, что упрощенный механизм работает с запасом, делает его использование более надежным для расчета того, как избежать нежелательной детонации.

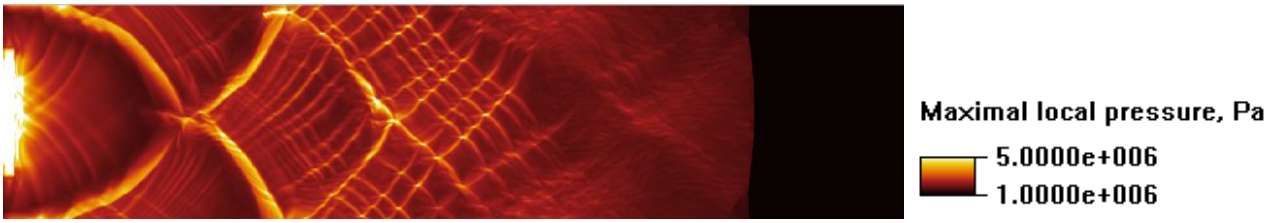


Рис. 3. История распределения максимально достигнутого давления в расчетной области для случая расчета по сокращенной кинетике с добавленной реакцией гидрирования пропилена атомарным водородом с образованием радикала пропена, добавка ингибитора C_3H_6 = 2%

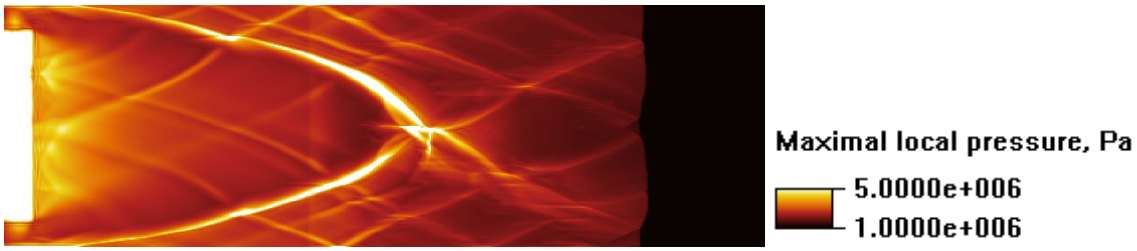


Рис. 4. История распределения максимально достигнутого давления в укороченной расчетной области для случая расчета по полной кинетике с добавленной реакцией гидрирования пропилена атомарным водородом с образованием радикала пропена, добавка ингибитора C_3H_6 = 2.2%

Выводы

Использование в расчетах ингибирования детонационной волны в смеси синтез-газа и воздуха сокращенной кинетики приводит к отсутствию эффекта, если добавка пропена составляет 2%, но при дальнейшем увеличении объемного содержания ингибитора развитая детонационная волна расщепляется на уходящую вперед ударную волну и волну горения.

Использование в расчетах полного кинетического механизма [2] приводит к похожим выводам. Было получено, что при объемной концентрации пропилена 2.2% развитая детонация подавляется.

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ "Курчатовский институт" Федерального государственного учреждения "Федеральный научный центр Научно-исследовательский институт системных исследований Российской академии наук" № 1023032900401-5-1.2.1 (FNEF-2024-0002) по теме: "Математическое моделирование многомасштабных динамических процессов и систем виртуального окружения".

Литература

1. Азатян В. В. Цепные реакции в процессах горения, взрыва и детонации газов. М., 2020.

2. Tereza A. M., Medvedev S. P., Smirnov V. N. Experimental study and numerical simulation of chemiluminescence emission during the self-ignition of hydrocarbon fuels // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163. P. 18–24.

3. Smirnov N. N., Nikitin V. F., Stamov L. I., Mikhal'chenko E. V., Tyurenkova V. V. Three-dimensional modeling of rotating detonation in a ramjet engine // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163(A). P. 168–176.

4. Smirnov N. N., Penyazkov O. G., Sevrouk K. L., Nikitin V. F., Stamov L. I., Tyurenkova V. V. Onset of detonation in hydrogen-air mixtures due to shock wave reflection inside a combustion chamber // Acta Astronautica. 2018. Vol. 149. P. 77–92.

5. Smirnov N. N., Nikitin V. F., Mikhal'chenko E. V., Stamov L. I., Tyurenkova V. V. Modelling cellular structure of detonation waves in hydrogen-air mixtures // Int. J. of Hydrogen Energy. 2023.

УДК 533.6.011.72: 539.91

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ПАДЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ГОРЮЧИЙ ГАЗОВЫЙ ПУЗЫРЬ ВБЛИЗИ ТВЕРДОЙ СТЕНКИ

О. Г. Сутырин, П. Ю. Георгиевский, В. А. Левин

НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия
e-mail: sutyrin@imec.msu.ru

В рамках уравнений Эйлера численно исследуется падение ударной волны на реагирующий пристеночный газовый пузырь в двумерной плоской постановке. Горение газа моделируется с помощью двухстадийной кинетики Коробейникова–Левина. Применяется развитый конечно-разностный метод класса WENO высокого порядка аппроксимации. Описаны процессы преломления и отражения ударной волны, а также фокусировки вторичных скачков уплотнения. Обнаружены различные режимы инициирования детонации в пузыре – прямой, при преломлении и отражении волны, и при фокусировке скачков на плоскости симметрии. На основе серии расчетов определена зависимость режимов воспламенения и пороговых чисел Маха падающей волны от формы пузыря. Показано, что сочетание фокусировки волны на пузыре и отражения от стенки приводит к существенному снижению пороговых чисел Маха как по сравнению с плоским слоем горючего газа перед стенкой, так и, в ряде случаев, по сравнению со случаем свободного пузыря без стенки.

Ключевые слова: *ударная волна, газовый пузырь, стенка, фокусировка, кумуляция, горение, воспламенение, детонация.*

Взаимодействие ударных волн с локальными неоднородностями имеет место в широком круге течений – от космических процессов со сверхновыми звездами до систем высокоскоростного сгорания и инерционного термоядерного синтеза. Такие течения часто исследуются на основе задачи о взаимодействии ударной волны с газовым пузырем (shock-bubble interaction, SBI), в том числе химически реагирующим (RSBI), включающей широкий спектр ударно-волновых эффектов, типов неустойчивостей и видов волн реакции. Начиная с первых экспериментов [1], эта задача активно исследуется в последние годы. В недавнем цикле численных исследований [2, 3] было обнаружено существенное влияние начального давления смеси и интенсивности падающей волны на тип воспламенения пузыря – дефлаграцию или детонацию, а также существенное уменьшение интенсивности перемешивания газов в результате воздействия волны реакции.

Ключевой эффект, сопутствующий взаимодействию ударной волны с газовым пузырем – фокусировка поперечных скачков уплотнения – представляет особый интерес как перспективный метод инициирования горения газовых смесей и поэтому также активно исследуется в настоящее время. Известно, что все основные параметры задачи – интенсивность падающей волны, плотность газа в пузыре и его форма – играют важную роль при определении режима преломления волны и интенсивности фокусировки [4]. В недавних работах [5, 6] было обнаружено существенное влияние формы реагирующего газового пузыря и относительной плотности горючей смеси в пузыре на режим воспламенения и пороговые числа Маха падающей волны. Хорошо известно явление существенного усиления ударной волны при отражении от стенки, особенно в случае вогнутого профиля стенки, что также является способом инициирования газовой детонации [7]. В связи с этим представляет интерес задача инициирования детонации за счет сочетания эффектов фокусировки волны на газовом пузыре и отражения волн от стенки.

В настоящей работе рассматривается падение ударной волны на горючий пристеночный газовый пузырь в плоской двумерной постановке (рис. 1, слева сверху). Ударная волна распространяется слева направо по инертному газу ($\gamma_O = 1.67$), содержащему газовый пузырь

эллиптического сечения, заполненный горючей газовой смесью ($\gamma_I = 1.4$), непосредственно прилегающий к плоской твердой стенке. Начальное давление газов $p = 1$атм, начальная температура $T = 295$ K. Интенсивность ударной волны задается числом Маха M, а форма пузыря – отношением полуосей сечения $\chi = w/l$.

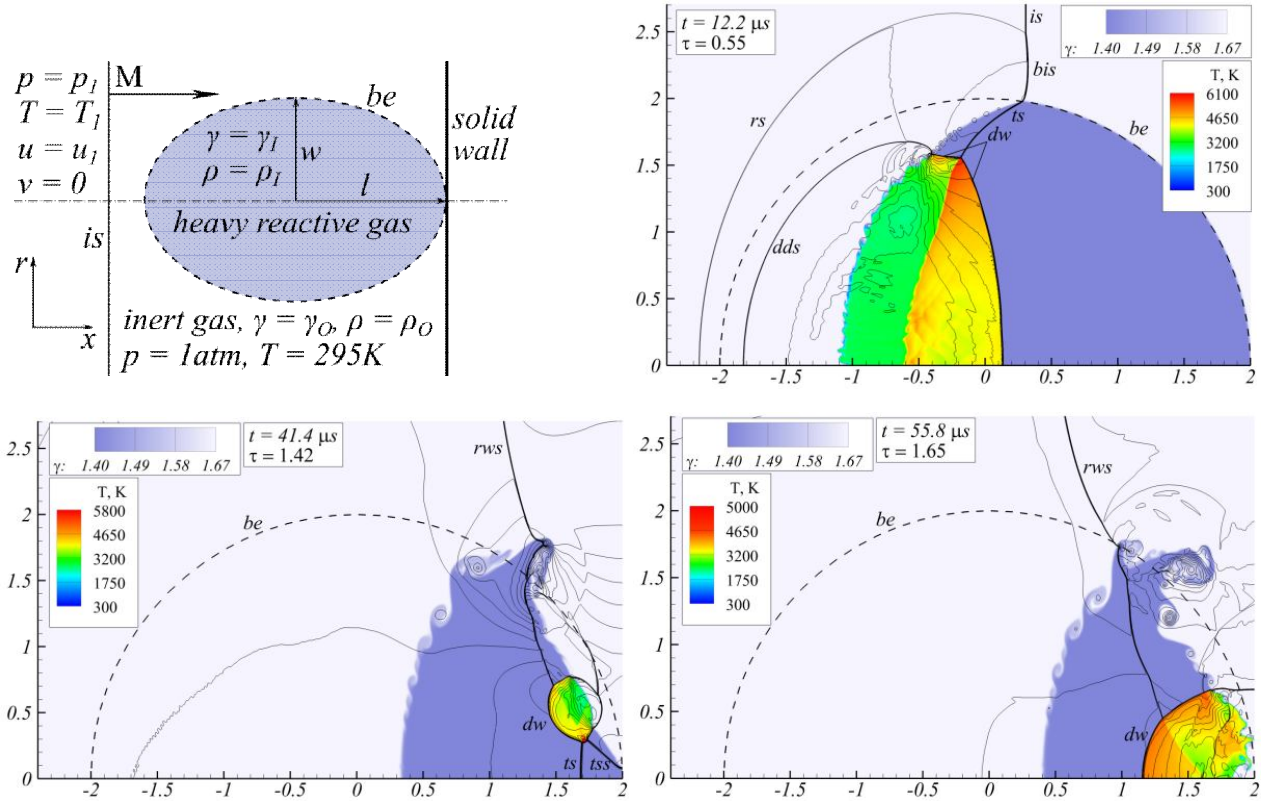


Рис. 1. Схема начальных условий задачи (слева сверху) и режимы инициирования детонации на примере круглого пузыря ($\chi = 1.0$): прямое инициирование (справа сверху, M = 3.0) при отражении волны от стенки и преломлении в пузыре (слева снизу, M = 2.2) и при отражении и фокусировке на плоскости симметрии (справа снизу, M = 1.9). Изолинии давления, цветом показаны инертный газ и температура (только в области горения). Координаты в сантиметрах, пунктирная линия *be* – исходная граница пузыря. Нижняя граница цветных рисунков – плоскость симметрии, правая граница – твердая стенка. *is, bis* – падающая ударная волна (движется слева направо) и её искривленный участок соответственно, *rs* – отраженная от пузыря волна, *ts* – прошедшая в пузырь волна, *rws* – отраженная от стенки волна, *tss* – поперечная вторичная волна, *dw* – детонационная волна, *dds* – вызванная детонацией ударная волна в инертном газе

Нестационарные двумерные течения газа моделируются с помощью уравнений Эйлера для совершенного газа с неоднородным распределением термодинамических характеристик. Для численного моделирования применяется конечно-разностная WENO5-JS схема пятого порядка аппроксимации, дополненная специальным методом аппроксимации уравнения переноса показателя адиабаты газа [8]. Реакция горения газовой смеси моделируется с помощью двухстадийной кинетики Коробейникова–Левина [9] с параметрами реакций, соответствующими водородо-кислородной смеси, разбавленной аргоном.

Описаны различные режимы инициирования детонации при взаимодействии ударной волны с пристеночным газовым пузырем. При достаточно больших числах Маха падающей волны инициирование горения смеси происходит непосредственно за счет разогрева в прошедшей в пузырь ударной волне (рис. 1, справа сверху). Для более слабых скачков воспламенение может происходить при проникновении отраженной от стенки ударной волны *rws* в горючий газ и взаимодействии с продольным *ts* и поперечным *tss* внутренними скачками (рис. 1, слева снизу). При меньших числах Маха интенсивности этих волн недостаточно,

однако необходимая температура газа достигается при фокусировке скачков уплотнения на плоскости симметрии (рис. 1, справа снизу).

На основе серии расчетов определена зависимость режимов воспламенения от числа Маха падающей волны и формы пузыря (рис. 2). Для всех рассмотренных форм пузыря наличие стенки снижает пороговое число Маха – наименьшую интенсивность волны, при которой инициируется детонация с M = 2.2 до M = 1.7 для круглого пузыря, с M = 1.7 до M = 1.6 – для вытянутого пузыря, и, особенно существенно, с M = 2.3 до M = 1.6 – для сплюснутого пузыря. Для сравнения на диаграмме отмечено значение M = 1.95, начиная с которого детонация в слое горючего газа успешно инициируется без фокусировки лишь за счет разогрева в плоской отраженной волне. Можно отметить, что фокусировка волны при взаимодействии с вытянутым пузырем ($\chi = 1.43$) оказывается более эффективной, чем простое отражение плоской волны, тогда как свободные круглые и сплюснутые пузыри воспламеняются при преломлении падающей волны более высокой интенсивности. При наличии стенки наименьшее пороговое число Маха M = 1.6 достигается в случае сплюснутого пузыря за счет несколько лучшей локализации фокусировки волн непосредственно вблизи стенки.

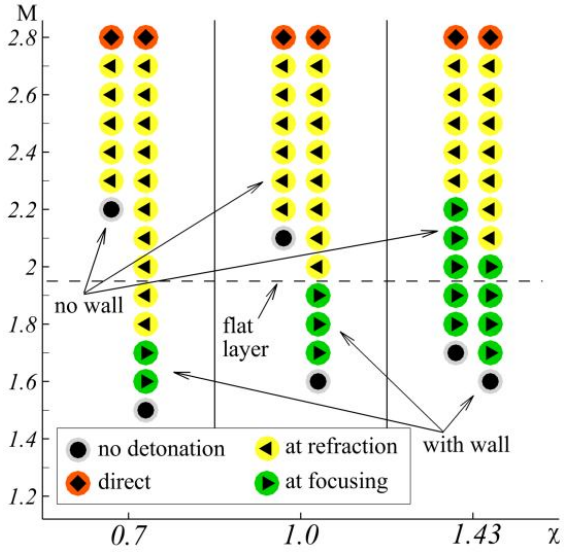


Рис. 2. Режимы инициирования детонации в зависимости от числа Маха падающей волны (по вертикали) и формы пузыря (по горизонтали): сплюснутый ($\chi = 0.7$), круглый ($\chi = 1.0$) и вытянутый ($\chi = 1.43$) пузыри. Для каждого значения χ приведено два варианта течений: без стенки (левая колонка символов) и со стенкой (правая). Режимы обозначены символами на цветном фоне: ромб на красном – прямое инициирование при прохождении волны в пузырь, левый треугольник на желтом – при преломлении внутренних волн в пузыре (и, при наличии стенки, взаимодействии с отраженной волной), правый треугольник на зеленом – при фокусировке волн на плоскости симметрии. Пунктирная линия – пороговое число Маха для плоского слоя горючего газа ($w = \infty$)

Столь существенное уменьшение пороговой интенсивности падающей волны за счет сочетания эффектов отражения и фокусировки поперечных скачков открывает возможность для разработки новых эффективных газодинамических способов эффективного инициирования детонации в перспективных системах высокоскоростного сгорания горючих газовых смесей.

Работа выполнена в НИИ механики МГУ имени М. В. Ломоносова с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М. В. Ломоносова при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-11-00307).

Литература

1. Haehn N., Ranjan D., Weber C., Oakley J., Rothamer D., Bonazza R. Reacting shock bubble interaction // Combustion and Flame. 2012. Vol. 159, № 3. P. 1339–1350.

2. Diegelmann F., Tritschler V., Hickel S., Adams N. On the pressure dependence of ignition and mixing in two-dimensional reactive shock-bubble interaction // Combustion and Flame. 2016. Vol. 163. P. 414–426.

3. Diegelmann F., Hickel S., Adams N. Three-dimensional reacting shock–bubble interaction // Combustion and Flame. 2017. Vol. 181. P. 300–314.

4. Georgievskiy P. Yu., Levin V. A., Sutyrin O. G. Interaction of a shock with elliptical gas bubbles // Shock Waves. 2015. Vol. 25, № 4. P. 357–369.

5. Георгиевский П. Ю., Левин В. А., Сутырин О. Г. Детонация горючего газового цилиндра при фокусировке падающей ударной волны // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, № 12. С. 1209–1211.

6. Георгиевский П. Ю., Левин В. А., Сутырин О. Г. Инициирование детонации при взаимодействии ударной волны с горючим газовым пузырем различной плотности // Физика горения и взрыва. 2022. Т. 58, № 5. С. 72–78.

7. Ачасов О. В., Лабуда С. А., Пенязьков О. Г., Пушкин Р. М., Тарасов А. И. Инициирование детонации при отражении ударной волны от вогнутой криволинейной поверхности // ИФЖ. 1994. Т. 67, № 1-2. С. 66–72.

8. He Z., Li L., Zhang Y., Tian B. Consistent implementation of characteristic flux-split based finite difference method for compressible multi-material gas flows // Computers & Fluids. 2018. Vol. 168. P. 190–200.

9. Korobeinikov V. P., Levin V. A. Strong explosion in a combustible gas mixture // Fluid Dynamics. 1969. Vol. 4, № 6. P. 30–32.

УДК 621.039.587, 536.468, 544.454.3

МАКСИМАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ

А. В. Тетерев, И. М. Козлов, Л. В. Рудак, Н. И. Мисюченко

Белорусский государственный университет, г. Минск

Выделение водорода в результате нештатной аварии на атомной электростанции с проплавлением активной зоны приводит к возможности воспламенения и даже взрыва образовавшейся смеси. Для прогнозирования степени риска с точки зрения пожаро- и взрывоопасных ситуаций, возникающих при подобных авариях, существует подход, основанный на использовании диаграммы Шапиро–Моффетте, которая подразделяется на безопасную, горючую и детонирующую. Разработанный нами метод оценки опасности образующейся смеси основан на расчете максимальной скорости энерговыделения при ее горении в каждой отдельной точке рассматриваемого помещения. Сопоставление результатов моделирования степени опасности воспламенения смеси, полученных по нашему методу, с результатами по диаграмме Шапиро–Моффетте показало не только качественное совпадение, но и с точки зрения физической обоснованности более правдоподобную диагностику.

Ключевые слова: *диаграмма Шапиро–Моффетте, контайнмент АЭС, ускорение пламени, переход горения в детонацию, скорость энерговыделения.*

Воспламенение и взрыв водорода в контайнменте АЭС с водоохлаждаемым ядерным реактором возможны лишь при аварии, в результате которой происходит разрушение активной зоны. В первую очередь причиной подобных аварий является нарушение теплосъема, вызванного значительной потерей теплоносителя первого контура вследствие внезапного выхода из строя или разрушений его оборудования, что приводит к недопустимому разогреву и возможному разрушению конструктивных элементов ядерного реактора. В зависимости от таких факторов как неоднородность полученной смеси, концентраций водорода и воздуха и т. д. режим горения может быть различным. В [1] эти режимы подразделяются на режим медленной дефлаграции (SD – slow deflagration), режим ускорения пламени (FA – Flame acceleration) и режим перехода горения в детонацию (DDT – Deflagration-to-detonation transition).

Параметром ускорения пламени является степень расширения, называемая σ-параметром. Существует [2] критическое значение σ*, разделяющее смесь на медленно дефлагрирующую и с ускорением пламени. Для того чтобы в смеси была возможность перехода горения в детонацию, необходимо, чтобы ее минимальный размер был больше определенного значения, измеряемого в единицах размера детонационной ячейки, известного как параметр λ. В настоящее время в качестве инструмента, подразделяющего области в контайнменте АЭС на зоны с прогнозируемым режимом горения, чаще всего используется диаграмма Шапиро–Моффетте [3].

Очевидно, что скорость превращения химической энергии в тепловую играет решающую роль в приобретении газом кинетической энергии за счет его теплового расширения и, следовательно, в скорости распространения пламени. Таким образом, параметр, определяющий интенсивность энерговыделения в химическом процессе, может рассматриваться как основной претендент на роль критерия в определении режимов горения газовой смеси. Основываясь на том факте, что в процессе горения основная энергия выделяется в течение очень узкого интервала времени по сравнению с полной длительностью протекания реакции, можно в качестве критерия рассматривать только максимальное значение этой характеристики.

Значение скорости энерговыделения $Q(t)$ вычисляется через рассчитанные временные зависимости параметров течения следующим образом:

$$\frac{dQ}{dt} = -\sum_{k=1}^{K} \mu_k \dot{\omega}_k u_k(T) = -\rho \sum_{k=1}^{K} \frac{dY_k}{dt} u_k(T).$$

Здесь u_k – удельная энтальпия *к*-й компоненты или в случае постоянного объема ее удельная энергия, μ_k – молекулярный вес *к*-й компоненты, а ρ – плотность. Скорость изменения концентрации *k*-й компоненты $\dot{\omega}_k$ с учетом всех реакций, в которых она участвует:

$$\dot{\omega}_k = \sum_{i=1}^{I} \left(\upsilon_{ki}^{''} - \upsilon_{ki}^{'}\right) q_i = \frac{d}{dt}[X_k] = \frac{\rho}{\mu_k} \frac{dY_k}{dt}.$$

Здесь $[X_k]$ – мольная концентрация *k*-й компоненты, а Y_k – ее массовая концентрация.

Переменная скорости роста q_i для *i*-й реакции определяется как разность скоростей прямой и обратной реакций:

$$q_i = k_{fi} \prod_{k=1}^{K} [X_k]^{\upsilon_{ki}^{'}} - k_{ri} \prod_{k=1}^{K} [X_k]^{\upsilon_{ki}^{''}},$$

где k_{fi} и k_{ri} – константы скоростей прямой и обратной реакций соответственно.

Для сравнения результатов по степени опасности воспламенения водородосодержащих смесей внутри контайнмента АЭС, полученных по разработанной нами новой модели, с подобными результатами по модифицированной диаграмме Шапиро–Моффетте [4] была разработана упрощенная методика заполнения контайнмента АЭС водородом и парами воды с заданным распределением температуры и при заданном постоянном давлении. Слева на рис. 1 показаны результаты, полученные по диаграмме, которые для наглядности приведены прореженные через одну зону опасности. Справа на рисунке представлены результаты по степени пожароопасности, полученные по новой методике, основанной на максимальной скорости энерговыделения при горении образовавшейся горючей смеси. Несмотря на существенное различие в количественном диапазоне изменения степени опасности по сравниваемым методикам, их хорошее совпадение по пространственному распределению, что следует из сопоставления приведенных на рис. 1 результатов, говорит о явной обоснованности предлагаемой методики.

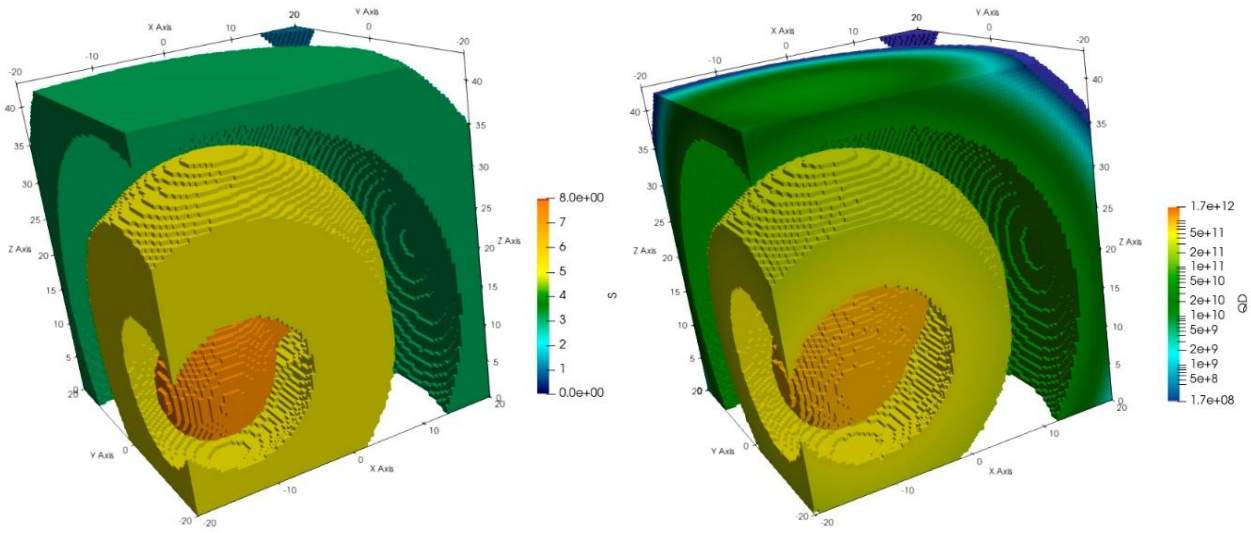


Рис. 1. Степень опасности горения и детонации по модифицированной диаграмме Шапиро–Моффетте (слева) и по новой методике (справа)

Кроме того, поскольку в этом случае диапазон изменения исследуемой величины гораздо шире, то можно говорить о большей информативности предлагаемого метода в трактовке степени опасности воспламенения или взрыва водородно-воздушных смесей, возникающих при тяжелых запроектных авариях на АЭС.

Поскольку интенсивное образование водорода происходит при температурах порядка 1000 К и выше, что означает перегрев активной зоны ядерного реактора, будем рассматривать только аварии с потерей теплоносителя первого контура либо с аварийным засорением системы охлаждения внутри активной зоны, что приводит к перегреву, а затем и к расплавлению части ТВЭЛов. В связи с этим рассмотрим результаты моделирования следующего сценария аварии на АЭС, представленные на рис. 2. К моменту времени порядка 50 с в контайнмент АЭС с реактором ВВЭР-1200 поступило 700 кг водяных паров и около 120 кг водорода. Необоснованно быстрое поступление водорода связано с желанием меньше тратить времени на газодинамический расчет истечения водорода в замкнутое пространство станции и как можно быстрее получать результаты по степени опасности получающейся газовой смеси. Видно, что степень опасности воспламенения в контайнменте АЭС, изображенная на рис. 2 справа, соответствует плотности водорода в газовой смеси, представленной на рисунке слева, что вполне естественно и практически совпадает с результатами, полученными с помощью модифицированной диаграммы Шапиро–Моффетте.

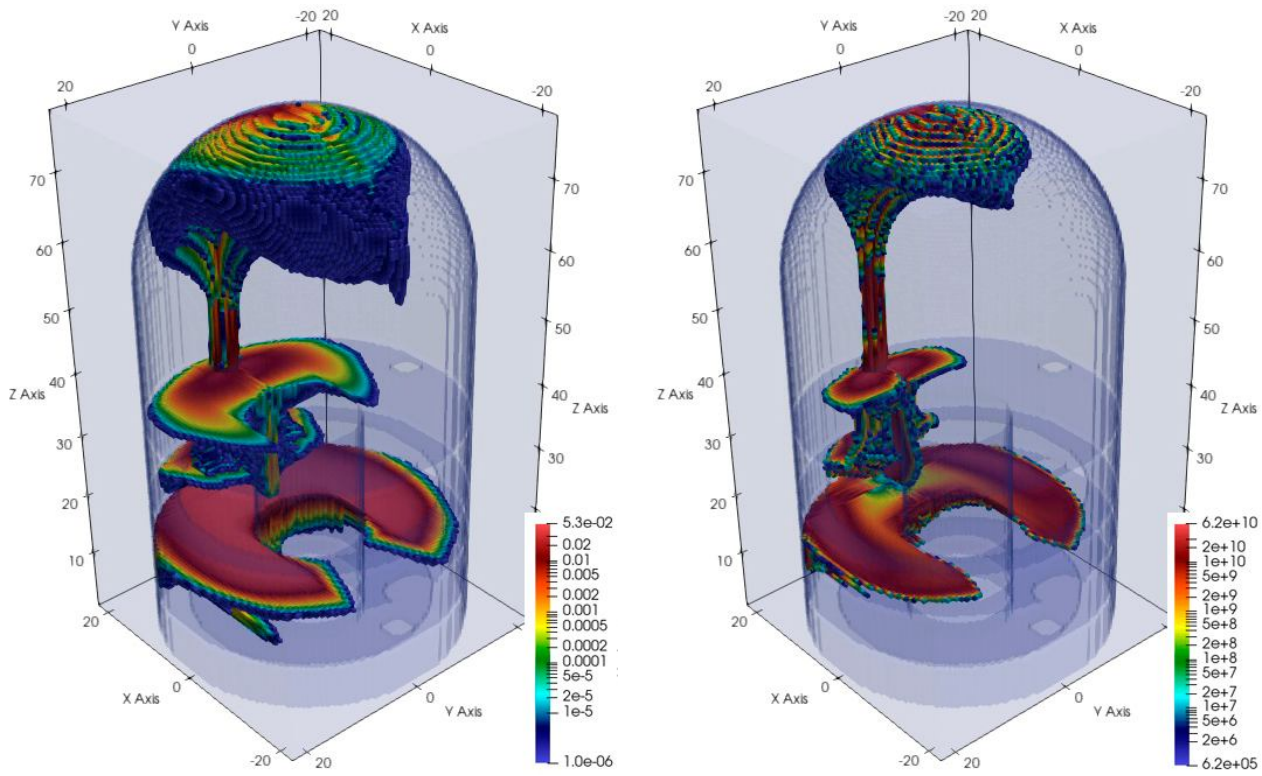


Рис. 2. Плотность водорода и степень опасности воспламенения в контайнменте АЭС

Литература

1. CSNI. State of Art Report on Flame Acceleration and Deflagration to Detonation Transition in Nuclear Safety. CSNI Report, 2000. OECD Nuclear Energy Agency, Nuclear Safety, NEA/CSNI/R.

2. Dorofeev S. B., Kuznetsov M. S., Alekseev V. I., Efimenko A. A., Breitung W. Evaluation of limits for effective flame acceleration in hydrogen mixtures // J. Loss Prevent. Process Ind. 2001. Vol. 4. Issue 6. P. 583–589.

3. Shapiro Z. M., Moffette T. R. Hydrogen flammability data and application to PWR loss of coolant accident. 1957. WAPD-SC-545, Bettis Plant.

4. Тетерев А. В., Козлов И. М., Мисюченко Н. И., Рудак Л. В. Модель оценки опасности воспламенения горючих смесей на основе скорости энерговыделения // ММК–2023: VII Минский междунар. коллоквиум по физике ударных волн, горения и детонации (2–5 октября 2023 г.): сб. докл. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2023. С. 237–242.

УДК 533.6.011.55, 533.72

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ГОРЕНИЯ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ПОЛЕТА

А. В. Тетерев, Л. В. Рудак, И. М. Козлов, В. И. Репников

Белорусский государственный университет, г. Минск

Приведены краткое описание модели гиперзвукового полета тела в горючей газовой смеси и полученные по ней результаты иллюстративных 3D расчетов. В качестве газодинамической модели используется система уравнений Эйлера для сжимаемого невязкого газа, а химическая кинетика процесса горения описывается либо одной необратимой брутто реакцией с использованием равновесных табличных уравнений состояния, либо с помощью системы обратимых химических реакций для многокомпонентной неравновесной смеси.

Ключевые слова: *горючая газовая смесь, химическая кинетика, гиперзвуковой полет, ударная волна, брутто-формула, детонация, угол Маха.*

Впервые исследования по воспламенению горючей газовой смеси ударной волной, образованной летящим со сверхзвуковой скоростью объектом, были выполнены в [1]. Подобные исследования необходимы, поскольку позволяют изучить важные особенности практически любых режимов горения.

Элементарные обратимые (или необратимые) реакции с участием K химических компонент могут быть представлены следующим образом:

$$\sum_{k=1}^{K} \upsilon_{ki}^{'}\, \chi_k <=> \sum_{k=1}^{K} \upsilon_{ki}^{''}\, \chi_k \;\; (i = 1, \dots I)\,.$$

Здесь I – общее количество реакций. Стехиометрические коэффициенты υ_{ki} для k-й компоненты в i-й реакции являются целыми числами, а χ_k это символ для k-й химической компоненты. Верхний индекс $\ll\ ' \gg$ означает стехиометрический коэффициент прямой реакции, а индекс $\ll\ '' \gg$ – стехиометрический коэффициент обратной реакции.

Переменная скорости роста q_i для i-й реакции определяется как разность скоростей прямой и обратной реакций:

$$q_i = k_{fi} \prod_{k=1}^{K} [X_k]^{\upsilon_{ki}^{'}} - k_{ri} \prod_{k=1}^{K} [X_k]^{\upsilon_{ki}^{''}}.$$

Здесь $[X_k]$ – мольная концентрация k-й компоненты, а k_{fi} и k_{ri} – константы скоростей прямой и обратной реакций соответственно. Тогда скорость изменения концентрации k-й компоненты $\dot{\omega}_k$ с учетом всех реакций, в которых она участвует:

$$\dot{\omega}_k = \sum_{i=1}^{I} \left(\upsilon_{ki}^{''} - \upsilon_{ki}^{'}\right) q_i = \frac{d}{dt}[X_k]\,.$$

В отличие от обычного подхода, где закон сохранения энергии представлен в виде дифференциального уравнения по времени от температуры, будем использовать консервативную форму этого закона:

$$\frac{d}{dt} u(Y_1, \dots, Y_K, T) = 0.$$

Численное решение системы дифференциальных уравнений проводится с помощью одношагового полностью неявного метода.

Расчетная область представляла собой трубу с квадратным поперечным сечением размером 35×35 мм, заполненную горючей смесью. В приводимых ниже результатах иллюстративных 3D расчетов горючая смесь имела следующий состав: 29,6% водорода, 14.8% кислорода и 55.6% азота. Расчетная область покрывалась сеткой 90×90×1290 кубических ячеек, длина ребра которых равнялась 0.1 мм. Диаметр сферической пули составлял 6 мм. Во всех вариантах расчета в момент времени $t = 0$ с пуля, имевшая нулевую скорость, помещалась по центру канала, в котором горючая смесь имела везде одинаковую начальную скорость v_0.

На рис. 1 изображены поля температур после достижения стационарности поля течения до включения процесса горения (слева) и после его включения (справа). В этом варианте расчета скорость течения составляла 3040 м/с, а начальное давление 300 кПа. Хорошо видно, как в результате горения значительно повышается величина температур и, кроме того, из-за развития детонационной волны изменяется угол Маха в обтекающем потоке горючей смеси.

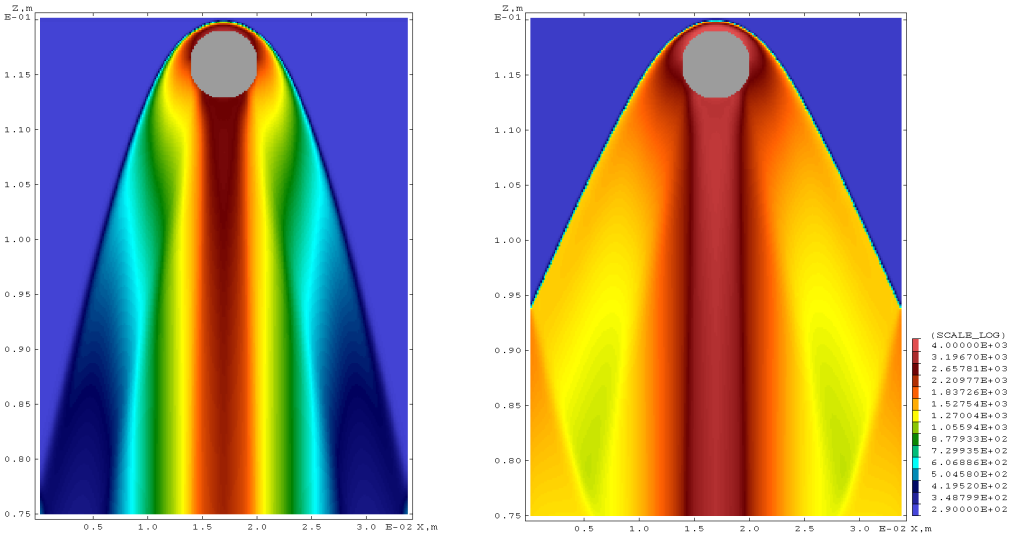


Рис. 1. Температурные поля в горючей смеси и в продуктах сгорания

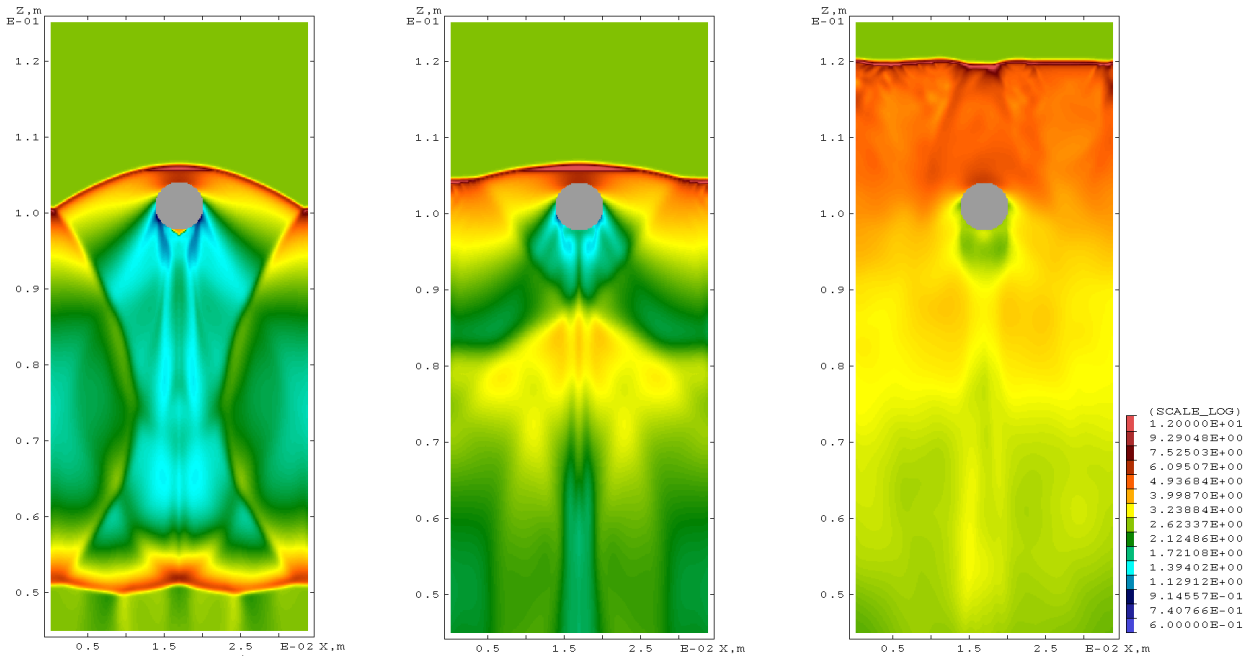


Рис. 2. Поля плотности вокруг пули

На рис. 2 приведены поля плотности для трех моментов времени для пули, летящей со скоростью 1800 м/с. Поскольку в данном варианте расчета скорость детонации превышает скорость полета пули, то на картинках видно, как образующаяся детонационная волна постепенно обгоняет саму пулю, породившую ее. Такой режим распространения детонационной волны назван в [2] обгоняющей детонацией. На первом кадре рис. 2 отчетливо видно образование маховского отражения на передней детонационной волне, а также возникновение детонационной волны, распространяющейся вниз по потоку по еще не сгоревшей горючей смеси. На последнем кадре рис. 2 видно, что постепенно пропадает область сильного разрежения, наблюдавшаяся до этого за телом пули, а уходящий все дальше вперед фронт детонационной волны имеет явно непрямолинейный профиль.

Еще более интересная картина течения наблюдается на рис. 3, где изображены газодинамические поля течения, возникающие между фронтом детонационной волны и телом пули.

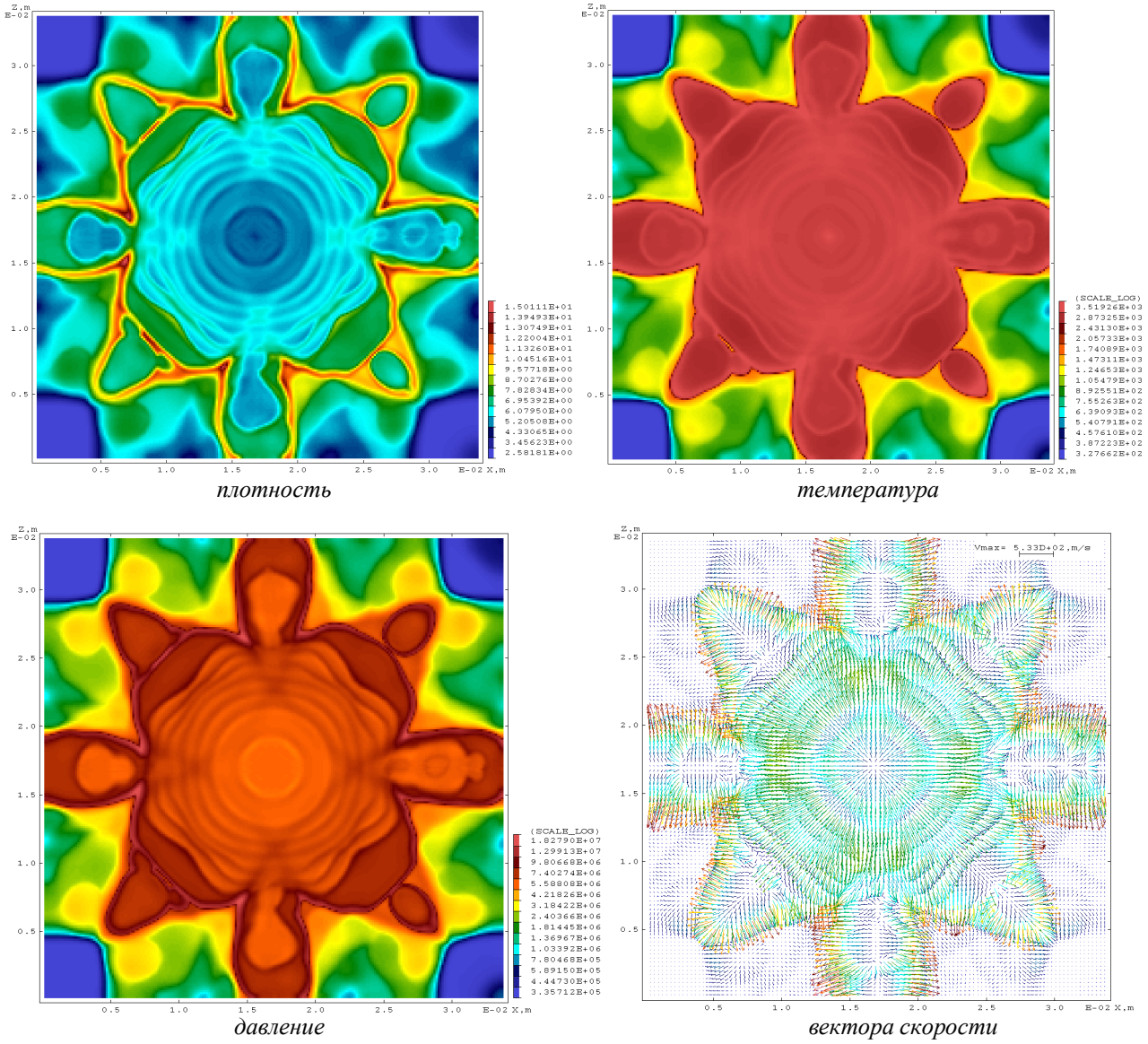


Рис. 3. Поля плотности, температуры, давления и векторное поле скоростей перед обтекаемым телом

Представленные на рис. 3 поля имеют вид как в калейдоскопе, что явно говорит о сложной пространственной структуре фронта детонационной волны.

Литература

1. Зельдович Я. Б., Шляпинтох И. Я. Воспламенение взрывчатых газовых смесей в ударных волнах // Докл. АН СССР. 1949. Т. 115, № 6. С. 871–874.

2. Васецкий В. А., Грищенко В. М., Лещевич В. В., Пенязьков О. Г. Исследование сверхзвукового горения перемешанных газовых смесей, инициируемого быстролетящим осесимметричным телом в канале квадратного сечения // ММК-2023: VII Минский междунар. коллоквиум по физике ударных волн, горения и детонации (2–5 октября 2023 г.): сб. докл. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2023. С. 52–58.

УДК 536.242

ИСПАРЕНИЕ И ДИСПЕРГИРОВАНИЕ КАПЕЛЬ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ НА ЛАЗЕРНО-ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Д. В. Феоктистов, Е. Г. Орлова, Е. Ю. Лага

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований процесса испарения и диспергирования капель воды, помещенных на поверхности сплава АМг-2. Изготовлено три серии образцов: с полированной поверхностью; с шероховатой поверхностью, текстура которого сформирована механической обработкой абразивными дисками; с супергидрофильными свойствами и текстурой, сформированной лазерным излучением. Исследованы основные характеристики процесса испарения капли воды: скорость испарения, геометрические характеристики капли (контактный угол, диаметр, объем, площадь поверхности), число образовавшихся паровых пузырей, скорость и направление конвективных потоков в капле. Зарегистрирован процесс диспергирования капли воды, характеризующийся разрушением с образованием мелких фрагментов при ее контакте с нагретой поверхностью, пропитанной моторным маслом.

Ключевые слова: *диспергирование, испарение, текстура, капля, конвективные потоки, смачивание.*

Испарение и кипение жидкостей реализуется во многих технологических процессах, в том числе в системах спрейного охлаждения. Спрейное охлаждение считается наиболее эффективным [1], поскольку позволяет равномерно охладить поверхности теплонагруженного оборудования. Известно [2, 3], что на процесс испарения капли жидкости, расположенной на поверхности, в значительной степени влияют шероховатость поверхности (ее текстура) и свойства смачивания, определяющие форму капли. Модификация твердой поверхности является одним из широко используемых методов интенсификации теплоотдачи в условиях капельного (спреевого охлаждения) теплонагруженной поверхности. Нередко модификация поверхности сопровождается изменением ее свойств смачивания. Лазерные технологии обработки материалов в последнее время все больше привлекают внимание, поскольку характеризуются относительно низкими финансовыми затратами на реализацию обработки, простотой технологического процесса и высокой производительностью, а также возможностью изменения функциональных свойств поверхностного слоя материалов. Также лазерную обработку можно использовать для создания поверхностей с градиентом смачивания (от супергидрофильности до супергидрофобности). Однако к настоящему времени процессы испарения малых объемов жидкости, динамики пузырьков на поверхностях металлов и сплавов, текстурированных лазерным излучением и характеризующихся экстремальными свойствами смачивания, изучены недостаточно.

В настоящей работе выполнены экспериментальные исследования процессов испарения и диспергирования капель воды при их взаимодействии с нагретыми поверхностями металлов и сплавов, текстурированных лазерным излучением наносекундной длительности.

Исследования проводились на образцах, изготовленных в форме пластин из алюминиевого сплава $AlMg_2$ размерами 30,0×30,0×2,0 мм. Сплав AlMg2 широко используется в качестве конструкционного материала при изготовлении поверхностей теплообмена. Образцы первой группы (референсные образцы) характеризовались полированной поверхностью. На поверхностях образцов второй группы формировалась иерархическая многомодальная текстура лазерным излучением наносекундной длительности. При этом свойства смачивания поверхности менялись от гидрофильных ($\theta = 88°$ на полированной) до супергидрофильных ($\theta = 0°$ на текстурированной). Поверхности образцов третьей группы характеризовались иерархической многомодальной текстурой (как и у образцов второй группы), сформированной лазерных излучением. При этом поверхности демонстрировали супергидрофобные свой-

ства ($\theta = 152{,}5°$). Суть подхода гидрофобизации заключается в формировании лазерным излучением многомодальной текстуры и последующем снижении поверхностной энергии путем интенсификации процесса адсорбции углеводородных соединений (неполярных соединений) из окружающей среды [4] процедурой низкотемпературного отжига (старения).

Анализ текстуры проводился методом электронной микроскопии по фотоизображениям высокого разрешения, полученным с помощью сканирующего микроскопа (Tescan Mira 3, Чехия). Трехмерные параметры шероховатости текстуры определены методом конфокальной микроскопии с использованием лазерного сканирующего микроскопа Olympus Lext OLS4100 (Olympus NDT, Japan).

Исследование процессов испарения и диспергирования капель воды проводилось на установке, в основе которой лежит реализация теневого оптического метода. Капля дистиллированной деаэрированной воды помещалась одноканальным высокоточным электронным дозатором (Thermo Fisher Scientific, США) на поверхность образца. Исследуемые процессы регистрировались теневым оптическим методом с использованием оборудования высокоскоростной видеорегистрации быстропротекающих процессов в составе видеокамеры Phantom Miro M310 (Vision Research, USA) с микрообъективом Nikon AF micro Nikkor 200 mm 1:4 D. Плоскопараллельный свет генерировался с помощью источника света (Edmund optics, США) и телецентрической оптической трубы (Edmund optics, США). Верхняя оптическая система использовалась с целью контроля геометрических характеристик капель, а также регистрации процессов зарождения, роста и разрушения пузырей. Нагрев образцов осуществлялся кондуктивным подводом теплоты от источника (стеклокерамической плиты). Температуры нагрева контролировалась высокоточной малоинерционной системой, состоящей из термопар типа К хромель-алюмель (diameter 0.08 mm, insulation PFA, tolerance value 0.4%; Omega, USA) и контроллера (National Instruments, США). Погрешность измерения температуры не превышала ±0,1 °C.

По результатам проведенных экспериментальных исследований процессов испарения и диспергирования капель воды на полированной и текстурированной поверхностях алюминиевого сплава получены следующие выводы:

1) развитая иерархическая текстура в совокупности с супергидрофильными свойствами смачивания позволяет получить наибольший «эффект охлаждения» поверхности под испаряющейся каплей;

2) наибольшее время испарения демонстрирует супергидрофобная поверхность, наименьшее – супергидрофильная;

3) на полированной поверхности капля воды испаряется в режиме постоянного контактного диаметра на протяжении 80% времени от полного времени испарения, после чего режим сменяется смешанным, который характеризуется уменьшением контактного угла и контактного диаметра капли; на супергидрофобной зарегистрирован режим постоянного контактного угла (30% от полного времени испарения), сменяющийся смешанным режимом.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 23-29-00417.

Литература

1. Xia Y., Gao X., Li R. Surface effects on sub-cooled pool boiling for smooth and laser-ablated silicon surfaces // Int. J. Heat Mass Transf. 2022. Vol. 194. P. 123113.

2. Hsu C. C., Su T. W., Wu C. H., et. al. Influence of surface temperature and wettability on droplet evaporation // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 141602.

3. Cheng H. C., Chang T. L., Chen P. H. Experimental investigation of inner bubble dynamics during water droplet evaporation from heated surfaces with different roughness and wettability levels // Int. J. Heat Mass Transf. 2020. Vol. 157. P. 119980.

4. Liu W., Cai M., Luo X., Chen C., Pan R., Zhang H., Zhong M. Wettability transition modes of aluminum surfaces with various micro/nanostructures produced by a femtosecond laser // J. Laser Appl. 2019. Vol. 31. P. 022503.

УДК 536.248.2

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ НА БИФИЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Е. А. Чиннов, С. Я. Хмель, В. Ю. Владимиров, А. И. Сафонов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия

Исследовался теплообмен при кипении в большом объёме воды при атмосферном давлении. Использовались модифицированные бифильные поверхности. Технология изготовления и придания бифильных свойств состояла в осаждении фторполимера из газовой фазы через маску либо на гладкую медную поверхность, либо на поверхность с предварительно созданными массивами микрококонов из оксида кремния. Интенсивность теплообмена на таких образцах значительно превзошла результаты для немодифицированных медных поверхностей. Также проводилось сравнение такой технологии с другими способами создания бифильных поверхностей, например, с поверхностями с массивами гидрофобных каверн, полученных лазерной абляцией. При этом показано, что ключевым фактором в интенсификации теплообмена на всех типах поверхностей стала именно бифильность.

Ключевые слова: *кипение, модифицированные поверхности, смачиваемость, бифильность.*

В данной работе проводились эксперименты по интенсификации теплообмена при кипении воды при атмосферном давлении на бифильных поверхностях. В качестве основы для образцов использовались цилиндрические медные нагреватели с диаметром рабочей части 5 мм. Для изготовления бифильных поверхностей были применены три различные технологии.

Первые две технологии представляли собой осаждение фторполимерного покрытия через специальные маски. В одном случае фторполимер наносился на гладкие медные образцы без дополнительной предварительной обработки. В качестве предварительной текстуры поверхности второго вида использовались массивы микрококонов из нанопроволок оксида кремния, полученные методом газоструйного химического осаждения с активацией плазмой электронного пучка. Микрококон представляет собой частицу оловянного катализатора субмикронного размера, обросшую со всех сторон нанопроволоками оксида кремния. Процедура синтеза массивов микрококонов из нанопроволок SiOx на поверхности медных нагревателей подробно описана в работе [1].

Описание нанесения фторполимерного покрытия методом HWCVD приведено в работе [2]. Использовались две специально изготовленные из нержавеющей стали маски. В результате на поверхности формировались круглые гидрофобные пятна в узлах квадратной сетки с диаметром 50 мкм и шагом 200 мкм, а также диаметром 100 мкм и шагом 500 мкм.

Третья технология заключалась в создании методом лазерной абляции углублений в поверхности в виде каверн, параллельных канавок и пересекающихся под прямым углом канавок. Для текстурирования использовался лазерный маркирующий комплекс «Аргент-М» с инфракрасным иттербиевым волоконным лазером с длиной волны 1.064 мкм, диаметром сфокусированного пучка 40 мкм и пиковой мощностью до 0.95 мДж в моде TEM00. Использовалась обработка лазером локальных участков поверхности при длительности импульсов в 200 нс, частоте импульсов 20 кГц.

После создания углублений для придания образцам бифильных свойств проводилась гидрофобизация углублений. Сначала проводилась активация поверхности при помощи ультрафиолетового излучения, затем хемосорбция фторированного метоксисилана из паров при температуре 100–110 °C. В результате формируется слой двумерного химически сшитого фтороксисилана, имеющего гидроксильную связь с поверхностью в местах абляции [3]. Гидрофобизованый слой на гладкой поверхности меди быстро разрушался, а в областях, обрабо-

танных лазером, сохранялся достаточно долго. Основным фактором в этом процессе являются разные типы адгезии: более прочная химическая в обработанных лазером областях и менее прочная физическая в необработанных.

Используемые поверхности с кратким описанием представлены в таблице. Угол смачивания для гладкой медной поверхности был 54±2°, для медной поверхности после нанесения фторполимера – 140±2°. Угол смачивания для массива микрококонов из нанопроволок оксида кремния 36±2°, и после нанесения фторполимера – 164±2°. Для образцов с нанесением гидрофобизатора из фторированного метоксисилана – порядка 170±2° в аблированных областях [4]. Шероховатость Ra гладкой медной поверхности не более 0,17 мкм.

Экспериментальные образцы

Номер поверх-верх-ности	Вид текстуры поверхности	Гидрофобное покрытие	Форма гидрофобных областей и размер	Расстояния между областями и их количество	Отношение площадей
1	Микрококоны SiOx	нет	нет	нет	0
2	Микрококоны SiOx	Фторполимер	Круг 0.1 мм	0.5 мм, 69	2,8%
3	Гладкая медная поверхность	Фторполимер	Круг 0.1 мм	0.5 мм, 69	2,8%
4	Микрококоны SiOx	Фторполимер	Круг, 0.05 мм	0.2 мм, 506	5,1%
5	Гладкая медная поверхность	Фторполимер	Круг 0.05 мм	0.2 мм, 506	5,1%
6	Массив каверн	Фтороксисилан	Треугольник 0.07 мм	0.78 мм, 32	2,1%
7	Массив каверн	Фтороксисилан	Квадрат 0.1 мм	0.78 мм, 32	3,4%
8	Массив каверн	Фтороксисилан	Треугольник 0.11 мм	0.78 мм, 32	6,2%
9	Массив каверн	Фтороксисилан	Круг 0.05 мм	0.2 мм, 485	5,2%
10	Массив канавок	Фтороксисилан	Канавка Ширина 0.05 мм	1 мм 5	5,2%
11	Массив канавок	Фтороксисилан	Канавка Ширина 0.1 мм	1 мм 5	10,4%
12	Массив канавок	Фтороксисилан	Канавка Ширина 0.15 мм	1.5 мм 4	7,3%
13	Сетка канавок	Фтороксисилан	Канавка Ширина 0.1 мм	1 мм	20,7%
14	Сетка канавок	Фтороксисилан	Канавка Ширина 0.1 мм	0.7 мм	28,1%
15	Сетка канавок	Фтороксисилан	Канавка Ширина 0.1 мм	0.5 мм	40,1%

Эксперименты были выполнены на установке и по методикам, подробно описанным в работе [5].

Проведенные эксперименты по кипению в большом объёме показали существенную интенсификацию теплообмена при кипении на всех бифильных поверхностях. При этом не было обнаружено существенного влияния предварительного покрытия поверхности массивом микрококонов SiOx на теплообмен. Эффект отсутствовал как при сравнении образца с

микрококонами без гидрофобных пятен (№ 1) с обычной гладкой медной поверхностью, так и при сравнении бифильных образцов (полученных применением одинаковых масок) с массивом микрококонов и без (№ 2 и № 3, № 4 и № 5). Применение более мелкой маски (размер пятен 50 мкм, шаг 200 мкм) позволило достичь большей интенсивности теплообмена при кипении по сравнению с крупной маской (размеры пятен 100 мкм, шаг 500 мкм).

Эксперименты на образцах с массивами каверн показали, что для данного типа поверхностей в исследуемом диапазоне размеров отсутствует влияние размера и формы каверн на теплообмен. Образцы №№ 6– 8 (размеры каверн 0,07–0,11мм, шаг 0,78 мм) показали одинаковую интенсификацию. Однако интенсивность теплообмена на образце № 9 (размер каверн 50 мкм, шаг 200 мкм) оказалась существенно выше, чем на других трех. Из результатов экспериментов можно сделать вывод, что для данного типа поверхностей ключевым фактором является не размер гидрофобных областей (каверн), а их количество (485 для № 9 против 32 для остальных образцов). Также данный образец показал существенно большую интенсификацию по сравнению с образцами № 4 и № 5, которые обладали аналогичной конфигурацией пятен.

Образцы с гидрофобными канавками, полученными абляцией, подобно предыдущим не показали зависимости теплообмена от ширины канавки (образцы № 10 и № 11). При этом наблюдалась зависимость от расстояния между канавками и, соответственно, их количества (5 канавок у № 10 и № 11 и 4 канавки у № 12).

Результаты образцов №№ 13–15 с сеткой канавок были одинаковы до значений перегрева 10 °С. Только при 10 °С перегрева начали наблюдаться некоторые отличия: наибольший тепловой поток 120 Вт/см^2 получен на образце № 15 (самая мелкая сетка, шаг 0,5мм). Наименьший тепловой поток 100 Вт/см^2 достигнут на образце № 13 (крупная сетка, шаг 1 мм).

Выполнено исследование по старению бифильных поверхностей. Показано, что технология формирования бифильных каверн для интенсификации теплообмена позволяет создать более стабильные (за период времени более 2 лет) по сравнению с технологией осаждения фторполимера на плоскую поверхность.

Исследование выполнено при поддержке РНФ, грант 22-19-20090, и Правительства Новосибирской области, соглашение № р-13.

Литература

1. Khmel S., Baranov E., Vladimirov V., Safonov A., Chinnov E. Experimental study of pool boiling on heaters with nano-modified surfaces under saturation // Heat Tran. Eng. 2021. P. 1–19.

2. Safonov A. I., Sulyaeva V. S., Gatapova E. Y., Starinskiy S. V., Timoshenko N. I., Kabov O. A. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire // Thin Solid Films. 2018. Vol. 653. P. 165–172.

3. Boinovich L. B., Emelyanenko A. M. The behaviour of fluoro-and hydrocarbon surfactants used for fabrication of superhydrophobic coatings at solid/water interface // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2015. Vol. 481. P. 167–175.

4. Boinovich L. B. et al. Pulsed laser induced triple layer copper oxide structure for durable polyfunctionality of superhydrophobic coatings // Advanced Materials Interfaces. 2018. T. 5.

5. Chinnov E. A., Khmel S. Ya., Vladimirov V. Yu., Safonov A. I., Semionov V. V., Emelyanenko K. A., Emelyanenko A. M., and Boinovich L. B. Boiling heat transfer enhancement on biphilic surfaces // Energies. 2022. Vol. 15. P. 7296.

УДК 544.452.2 + 519.6

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ПММА НА ОСНОВЕ ДЕТАЛЬНОГО КИНЕТИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМА

А. А. Шаклеин[1], С. А. Трубачев[2], Г. Морар[1], Е. А. Митрюкова[3], Н. А. Балобанов[1]

[1]Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, г. Ижевск, Россия
[2]Институт химической кинетики и горения СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[3]Ижевский государственный технический университет, г. Ижевск, Россия

Для расчета распространения пламени по поверхности полимеров с использованием детальных кинетических механизмов в работе предлагается методика вынесения подзадачи химической кинетики на предварительный этап до основного расчета поля течения. При горении полимеров с каждой точки поверхности в газовую среду поступает горючий газ с различной скоростью и температурой. Для разрешения этой особенности предлагается разделение энтальпии на две части – основную, учитывающую химические реакции, и коррекцию на неравномерную температуру поверхности горения. Представлены предварительные результаты расчета распространения пламени вниз по вертикальной поверхности ПММА.

Ключевые слова: *численное моделирование, распространение пламени, полиметилметакрилат, тепло- и массообмен, полимер, пиролиз, горение.*

Использование детальных кинетических механизмов, в отличие от макрорекций горения, широко используемых для значительного снижения вычислительных затрат, позволяет повысить предсказательные способности математических моделей в целом для всех направлений исследований горения полимеров, поскольку, во-первых, уточняется расчет тепловыделения в газовой фазе (по сравнению с макрореакциями горения) за счет выделения реакций с различным тепловым эффектом в разных областях газовой фазы, во-вторых, применяются кинетические параметры элементарных реакций, а также определяются концентрации конкретных веществ (в том числе загрязняющих окружающую среду) в области горения.

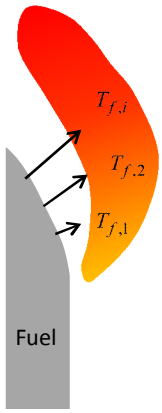


Рис. 1. Схематичное изображение поступления с поверхности горения в газообразную область летучих продуктов пиролиза полимерного материала с разной температурой

Отличительная особенность описания горения полимерных материалов, в отличие от газовых смесей, заключается в необходимости рассмотрения гетерогенной системы, состоящей из твердой фазы исходного горючего материала и газовой фазы, в которой происходит горение газообразных горючих продуктов термического разложения твердого материала. С каждой точки поверхности горючего материала в газовую среду поступает горючий газ с различной скоростью и температурой (рис. 1). В связи с этим необходимо внесение модификаций в существующие модели горения.

Математическая модель для расчета распространения пламени по поверхности горючего материала представлена, например, в [1]. Уравнение энергии для газовой фазы:

$$\rho\frac{\partial h}{\partial t}+\rho u_i\frac{\partial h}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\lambda}{C_p}\frac{\partial h}{\partial x_i}-\sum_k h_k\dot{\omega}_k\,. \qquad (1)$$

В работе предлагается подход, в рамках которого производится разделение уравнения энергии на две части:

$$h(x_i,t)=\bar{h}(x_i,t)+h'(x_i,t), \tag{2}$$

где $\bar{h}$ представляет собой основную часть энтальпии с учетом тепловыделения от химических реакций, а h' – поправка энтальпии для учета прихода газообразного горючего с поверхности горения с различной температурой.

Для $\bar{h}$ температура поверхности выбирается произвольным образом. В результате получаются два дифференциальных уравнения:

$$\rho\frac{\partial\bar{h}}{\partial t}+\rho u_i\frac{\partial\bar{h}}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\lambda}{C_p}\frac{\partial\bar{h}}{\partial x_i}-\sum_k h_k\dot{\omega}_k, \tag{3}$$

$$\rho\frac{\partial h'}{\partial t}+\rho u_i\frac{\partial h'}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\lambda}{C_p}\frac{\partial h'}{\partial x_i}. \tag{4}$$

Поле температуры при распространении пламени по поверхности ПММА при расчетах с использованием детального кинетического механизма (404 компонентов и 2954 реакций) [2] представлено на рис. 2.

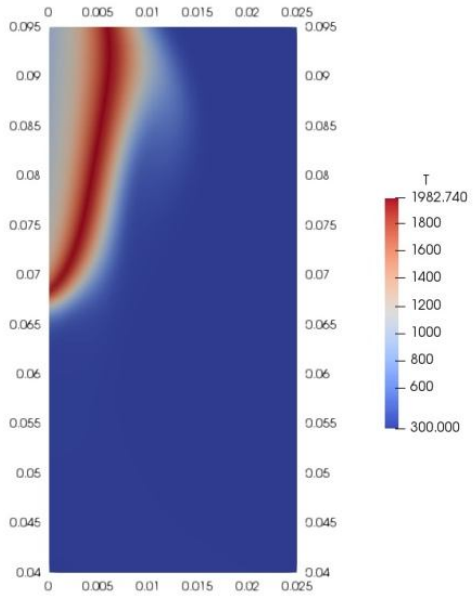


Рис. 2. Поле температуры при распространении пламени по ПММА

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект 22-79-10066).

Литература

1. Karpov A. I., Korobeinichev O. P., Shaklein A. A., et.al. Numerical study of horizontal flame spread over PMMA surface in still air // Appl. Therm. Eng. 2018. Vol. 44. P. 937–944.

2. Korobeinichev O. P., Gerasimov I. E., Knyazkov D. A., et. al. An experimental and kinetic modeling study of premixed laminar flames of methyl pentanoate and methyl hexanoate // Z. Phys. Chem. 2015. Vol. 229. P. 759–780.

УДК 536.248.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СЛОЯХ HFE–7100 НА МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОРИСТЫХ ПОКРЫТИЯХ

Д. А. Швецов[1], А. Н. Павленко[1], В. И. Жуков[1,2]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

Представлены результаты исследования теплообмена при кипении в горизонтальных слоях диэлектрической жидкости HFE–7100 на микроструктурированных капиллярно-пористых покрытиях, изготовленных по аддитивной SLM/SLS технологии 3D-печати. Исследовано влияние геометрических характеристик и теплопроводности капиллярно-пористых покрытий на теплообмен при кипении с учетом влияния высоты слоя жидкости и давления для каждого покрытия. При плотности теплового потока 100 кВт/м^2 на покрытиях получены значения температурный напора в 6 раз ниже, чем на гладкой поверхности. При сравнении значений температурного напора и критического теплового потока на капиллярно-пористых покрытиях и гладкой поверхности установлено, что в слоях HFE–7100 высотой ниже 6 мм происходит переход режимов теплообмена от кипения в большом объеме к кипению в тонких слоях жидкости.

Ключевые слова: *кипение, горизонтальный слой, HFE–7100, интенсификация теплообмена, капиллярно-пористые покрытия, лазерная 3D-печать.*

В настоящее время для охлаждения микроэлектроники применение иммерсионного охлаждения с помощью диэлектрических жидкостей стало особенно актуальным благодаря их низкой температуре насыщения при атмосферном давлении ~(30–65) °C. Изучение характерных переходов от теплообмена при кипении в большом объеме жидкости к теплообмену при кипении в тонких горизонтальных слоях жидкости представляет собой важную исследовательскую задачу для проектирования будущих высокоэффективных систем охлаждения. Тонкие слои жидкости позволяют существенно сократить расход теплоносителя и уменьшить массогабаритные характеристики теплообменного оборудования. Модификация поверхности нагрева дает возможность значительно уменьшить температурный напор и увеличить критический тепловой поток, делая иммерсионное двухфазное охлаждение микроэлектроники намного более эффективным и безопасным. Благодаря развитию аддитивной технологии 3D-печати (селективное лазерное плавление/спекание SLM/SLS) появилась возможность создания микроструктурированных капиллярно-пористых покрытий с практически любой заданной формой.

Цель работы – экспериментальное исследование теплообмена и критического теплового потока при кипении на микроструктурированных капиллярно-пористых покрытиях в широких диапазонах изменения высоты горизонтального слоя диэлектрической жидкости HFE–7100 и давления.

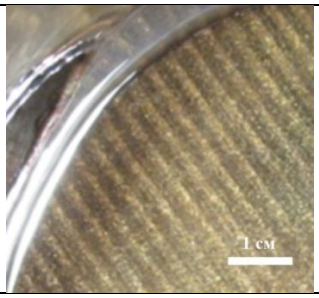
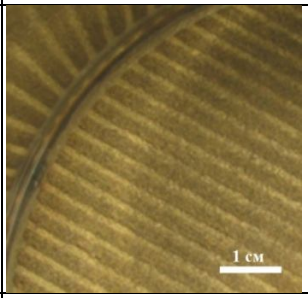
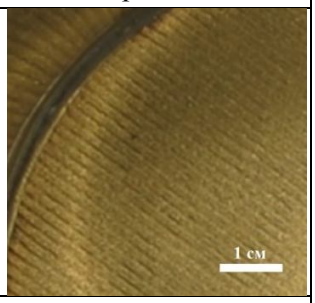
Исследование было проведено на экспериментальном стенде, детальное описание которого приведено в работе [1]. Рабочая камера выполнена в виде цилиндрического сосуда из стали 12Х18Н10Т с толщиной стенок 1 мм, внутренним диаметром 120 мм и высотой 300 мм. Плотность теплового потока q рассчитывалась по уравнению Фурье из температурного градиента, измеренного вдоль центральной вертикальной линии верхней части дна, с использованием линейной аппроксимации выходного сигнала пяти термопар, расположенных в нижней части установки сбоку на различной высоте. Температуру поверхности T_w определяли по показаниям термопары, находившейся под поверхностью нагрева, с учетом измеренного температурного градиента. Расчетная ошибка определения теплового потока составляет

около ±16% при тепловом потоке $q = 10^3$ Вт/м^2, около ±10% при $q = 10^4$ Вт/м^2 и ±6% при $q = 10^5$ Вт/м^2. Общая погрешность измерения температуры поверхности составляет около ±0.8 °C при $q \sim 10^5$ Вт/м^2. В рабочей камере давление измерялось с помощью деформационно-мембранного вакуумметра ASG Edwards. Погрешность измерения давления составляет ±0.2% от общей шкалы.

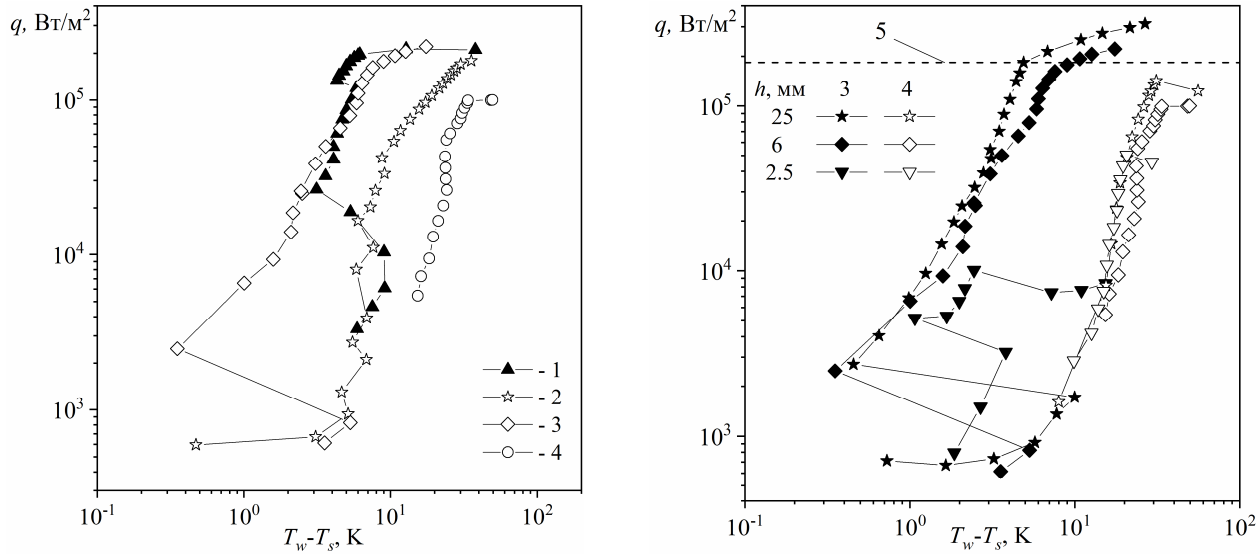
В качестве рабочей жидкости использовался метоксинонафторбутан (HFE-7100) $C_4F_9OCH_3$. Молярная масса жидкости M = 250 г/моль, температура насыщения при атмосферном давлении T_s = 61 °C. Эксперименты проводились при высотах слоя (мм): 1.5; 2.5; 6.0; 25. Кривые кипения получены при приведенных давлениях 0.022 (50 кПа); 0.045 (100 кПа); 0.067 (150 кПа). Диапазон изменения плотности теплового потока (0.5–320) кВт/м^2. Одновременно с измерениями эффективности теплообмена и критического теплового потока проводились визуальные наблюдения и высокоскоростная видеосъемка с регистрацией характерных для различных режимов теплообмена структур.

По аддитивной SLM/SLS технологии 3D-печати [2] были изготовлены два покрытия из нержавеющей стали (образец 1) и из бронзы (образец 2) с расстоянием между гребнями 3.5 мм и одно покрытие из бронзы с расстоянием между гребнями 1.7 мм (образец 3). В работе были рассмотрены регулярные структуры с синусоидальной зависимостью локальной толщины покрытия от поперечной координаты. Размер частиц порошков нержавеющей стали и бронзы составлял (20–40) мкм. В таблице представлены параметры покрытий.

Параметры капиллярно-пористых покрытий

Параметр	Образец 1	Образец 2	Образец 3
Фотография			
Материал порошка	Н. сталь LPW 155 (15-5PH)	Бронза AISI C836000	Бронза AISI C836000
Теплопроводность материала, Вт/(м·К)	$\lambda_c \approx 20$ [3]	$\lambda_c \approx 89$ [4]	$\lambda_c \approx 89$ [4]
Пористость	ε = 44–46%	ε = 44–46%	ε = 44–46%
Макс. высота, мкм	$\delta_w = 550$	$\delta_w = 550$	$\delta_w = 550$
Мин. высота, мкм	$\delta_0 = 50$	$\delta_0 = 50$	$\delta_0 = 50$
Уравнение профиля	$z = (A/2)\cdot\sin(2\pi x/\lambda_m) + A/2 + \delta_0$		
Амплитуда, мкм	$A = \delta_w - \delta_0 = 500$	$A = \delta_w - \delta_0 = 500$	$A = \delta_w - \delta_0 = 500$
Длина волны λ_m, мм	$\lambda_{m1} = 3.5$	$\lambda_{m2} = 3.5$	$\lambda_{m3} = 1.75$

Результаты исследования представлены на рисунке. Из рисунка, *а* видно, что в слое жидкости высотой 6 мм при плотности теплового потока $q \sim 10^5$ Вт/м^2 на образцах 1 и 3 значения температурного напора в 6 раз меньше, чем на гладкой поверхности. Здесь на кривой 1 видно, что при $q > 10^5$ Вт/м^2 наблюдалась инверсия кривой кипения, когда существенно уменьшалось значение температурного напора с ростом плотности теплового потока [5]. Установлено, что в предкризисных режимах теплообмена наименьшие значения температурного напора достигались на образце 1. Температурный напор начала кипения на образце 3 был меньше 1 К.



Зависимость плотности теплового потока от величины температурного напора: *а* – для различных покрытий при давлении 100 кПа и высоте слоя HFE–7100 6 мм; *б* – для образца 3 при давлении 100 кПа и различных высотах слоя HFE–7100; 1 – образец 1; 2 – образец 2; 3 – образец 3; 4 – гладкая поверхность; 5 – расчет значения критического теплового потока по формуле Кутателадзе [6]

Влияние высоты слоя жидкости на теплообмен при кипении на образце 3 и на гладкой поверхности представлено на рисунке, *б*. По значениям температурного напора и критического теплового потока для гладкой и модифицированной поверхностей видно, что в слоях HFE–7100 ниже 6 мм происходит переход режимов теплообмена от кипения в большом объеме к кипению в тонких слоях жидкости. Критический тепловой поток, полученный на образце 3 в слое 6 мм, был выше на 220% критического теплового потока, полученного в слое 6 мм на гладкой поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 23-19-00245).

Литература

1. Zhukov V. I., Pavlenko A. N., Shvetsov D. A. The effect of pressure on heat transfer at evaporation/boiling in horizontal liquid layers of various heights on a microstructured surface produced by 3D laser printing // Int. J. Heat Mass Transfer. 2023. Vol. 163. P. 120488.

2. Бессмельцев В. П., Павленко А. Н., Жуков В. И. Разработка технологии создания структурированных капиллярно-пористых покрытий методом 3D-печати для интенсификации теплообмена при кипении // Автометрия. 2019. Т. 55, № 6. С. 25–35.

3. Зубченко А. С., Колосков М. М., Каширский Ю. В. и др. Марочник сталей и сплавов. 2-е изд., испр. и доп. / Под ред. А. С. Зубченко. М.: Машиностроение, 2003. – 784 с.

4. Осинцев О. Е., Федоров В. Н. Медь и медные сплавы. Отечественные и зарубежные марки: справочник. М.: Машиностроение, 2004. – 336 с.

5. Швецов Д. А., Павленко А. Н., Брестер А. Е., Жуков В. И. Инверсия кривой кипения на микроструктурированных пористых покрытиях // ТВТ. 2023. Т. 61, № 3. С. 405–409.

6. Кутателадзе С. С. Гидродинамическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // Журн. техн. физики. 1950. Т. 20, № 11. С. 1389–1392.

УДК 533.7:536.423

ВЛИЯНИЕ РАСТУЩИХ КАПЕЛЬ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ПРОЦЕССА ПЕРЕКОНДЕНСАЦИИ

И. Н. Шишкова[1], В. Ю. Левашов[1,2], А. П. Крюков[1]

[1]Национальный исследовательский университет "МЭИ", г. Москва, Россия
[2]Институт механики МГУ, г. Москва, Россия

Представлены результаты численного моделирования влияния капель переменного радиуса на интенсивность процессов переноса в задаче об испарении/конденсации. Результаты получены с использованием предложенного авторами метода преобразования функции распределения молекул пара по скоростям с учетом как межмолекулярных столкновений, так и взаимодействий с относительно крупными частицами, находящимися в расчетной области. Расчеты выполнены в предположении неподвижности капель и неизменности их температуры. Результаты моделирования показали, что присутствующие капли, размеры которых увеличиваются при конденсации на них пара, существенно влияют на интенсивность массопереноса. Оценки характерных времен изменения размеров капель указывают на то, что это влияние становится малым при учете их движения и соответствующего роста температуры.

Ключевые слова: *испарение, конденсация, капли, гомогенная конденсация, кинетическое уравнение Больцмана.*

Как отмечалось в [1], образующийся вблизи поверхности испарения пар является пересыщенным, при этом степень пересыщения (S) растет с увеличением интенсивности процесса испарения. Известно, что в условиях, при которых $S > 1$, возможен процесс гомогенной нуклеации, т. е. образование зародышей новой фазы в исходной [2]. В [3] отмечалось, что существуют условия, при которых процесс нуклеации может оказывать влияние на интенсивность испарения.

Состояние пара со степенью пересыщения больше единицы может возникать не только при испарении в полубесконечное пространство, как в [1], но и при реализации процесса переконденсации. В этом случае происходит испарение вещества с одной поверхности и его последующая конденсация на другой поверхности. Такого рода явления имеют место во время сушки различных тел, при формировании защитных покрытий элементов энергетического оборудования, при перегонке веществ в условиях пониженного давления (vacuum distillation, chemical vapor deposition). Следует отметить, что при этом в исследуемой области могут реализовываться такие режимы движения пара, при которых применение методов механики сплошной среды становится некорректным [4]. В связи с этим становится важным предложить метод, позволяющий, с одной стороны, моделировать изменение макропараметров в исследуемой области с учетом столкновений молекул пара, а с другой – учитывать влияние нуклеации на интенсивность процесса.

В настоящей работе рассматривается подход, основанный на прямом численном решении кинетического уравнения Больцмана, учитывающий взаимодействие пара как с центрами конденсации, так и межмолекулярные столкновения. При этом считаются возможными рост и уменьшение размера зародыша новой фазы в результате процессов конденсации и испарения. Процедура, позволяющая учитывать изменение функции распределения, а следовательно, и макропараметров пара, в результате взаимодействий с каплями подробно описана в [5]. С помощью предложенного подхода исследуется задача о переконденсации и, в частности, анализируется вопрос о влиянии неподвижных центров конденсации на параметры пара в этом процессе.

Цель данного исследования – выяснить, при каких условиях, допущениях и параметрах задачи капли будут влиять на течение водяного пара.

Постановка задачи и основные параметры представлены на рис. 1.

В качестве базовых приняты следующие параметры: концентрация молекул пара воды $n_0 = 1.015 \cdot 10^{+24}$ 1/м^3, температура $T_0 = 303.0$ K, давление $p_0 = 4242.563$ Па, диаметр молекулы воды $d_0 = 4.600 \cdot 10^{-10}$ м, средняя длина свободного пробега при n_0 и T_0 – $\lambda_0 = 1.048 \cdot 10^{-6}$ м. Безразмерная температура вводится делением размерной величины на T_0, безразмерная скорость на $u_0 = \sqrt{RT_0}$, где R – удельная газовая постоянная для воды, а безразмерный поток массы – на $j_0 = n_0 u_0$. Масштаб времени, характерный для процессов, описываемых уравнением Больцмана, $t_0 = \lambda_0 / u_0 = 2.803 \cdot 10^{-9}$ с.

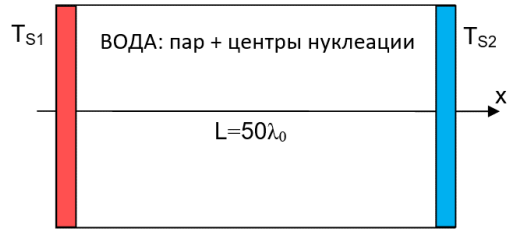


Рис. 1. Схема задачи и основные параметры. Исследуемая область ограничена слева и справа поверхностями, имеющими температуры T_{S1} и T_{S2}. На поверхностях происходят испарение и конденсация в соответствии с заданными температурами. $T_{S1} = 1.099 T_0$, $n_{S1} = 4.298 n_0$; $T_{S2} = T_0$, $n_{S2} = n_0$

На начальном этапе решается задача об испарении и конденсации воды без учета центров конденсации. Продолжительность начального этапа $1000t_0$. Затем во всей области помещают жидкие капли, количество и размеры которых определяются в соответствии с полученной степенью пересыщения S. В момент появления центров их радиусы равны критическому. Расчет критического радиуса проводится по формуле Томсона [2]:

$$r_{кр} = \frac{2\sigma(T)}{\rho_l(T) RT \, ln(S)}.$$

Количество центров конденсации вычисляется с использованием широко известной формулы Френкеля–Зельдовича [2].

Далее расчеты продолжаются с учетом распределенных в объеме частиц. На первом этапе предполагается, что безразмерная температура капель постоянна и равна единице, а на их поверхностях происходят испарение и конденсация. Считается, что коэффициент конденсации равен единице, и все молекулы пара, попадающие на поверхности капелек, прилипают к ним. Одновременно эти центры теряют часть молекул за счет испарения, интенсивность которого соответствует температуре капель. Поскольку за единицу принята меньшая температура, то интенсивность испарения ниже, чем конденсации. Это приводит к постепенному увеличению размеров капель и возрастанию влияния на течение пара.

Эволюции величин плотности и удельного потока массы пара, полученные в результате решения, представлены на рис. 2, где красными линиями показано стационарное решение без центров конденсации. Тонкие черные линии – это процессы во времени, начиная с $t = 1000t_0$, иллюстрирующие влияние кластеров и изменение их размеров. Линии приведены с шагом по времени $\tau = 100t_0$. Вертикальная стрелка показывает направление изменения времени.

Рассмотрим характерные этапы процесса и времена, которые им соответствуют. Начнем с момента образования центров конденсации. На рис. 2, *а* можно заметить, что сначала линии плотности идут очень близко к стационарному решению без центров конденсации. Для определенности возьмем точку в середине расчетной области $x = 25\lambda_0$. Стационарный профиль плотности, показанный красной линией, имеет характерную полку, свойственную всем задачам переконденсации. Значение плотности на этой «полке» при заданных условиях задачи равно 2.49. Уменьшение плотности на 1% происходит в течение времени $t_1 = 200t_0$ с момента появления центров конденсации, а на 5% $t_2 = 400t_0$. Это означает, что время

(200–400)t_0 необходимо для того, чтобы капельки увеличились в размерах достаточно сильно и начали оказывать существенное влияние на параметры течения пара. Если в момент образования центров диаметр кластера $D_c = 9.8 \cdot 10^{-10}$ м, то при t_1 диаметр капли $D_c = 1.51 \cdot 10^{-8}$ м, при t_2 – $D_c = 2.8 \cdot 10^{-8}$ м. Потоку массы, показанному красной линией на рис. 2, *б*, соответствует безразмерная скорость $u = 0.5u_0$. Расстояние между пластинами равно $L = 50\lambda_0$. Соответственно время $t_3 = 50\lambda_0/0.5u_0 = 100t_0$, т. е. $t_3 < t_1$. Таким образом, если бы частицы могли двигаться вместе с потоком пара, исчезать на холодной поверхности и вновь образовываться в объеме, они не успели бы увеличить свои размеры в достаточной степени. При этом влияние центров конденсации на течение пара не наблюдалось бы.

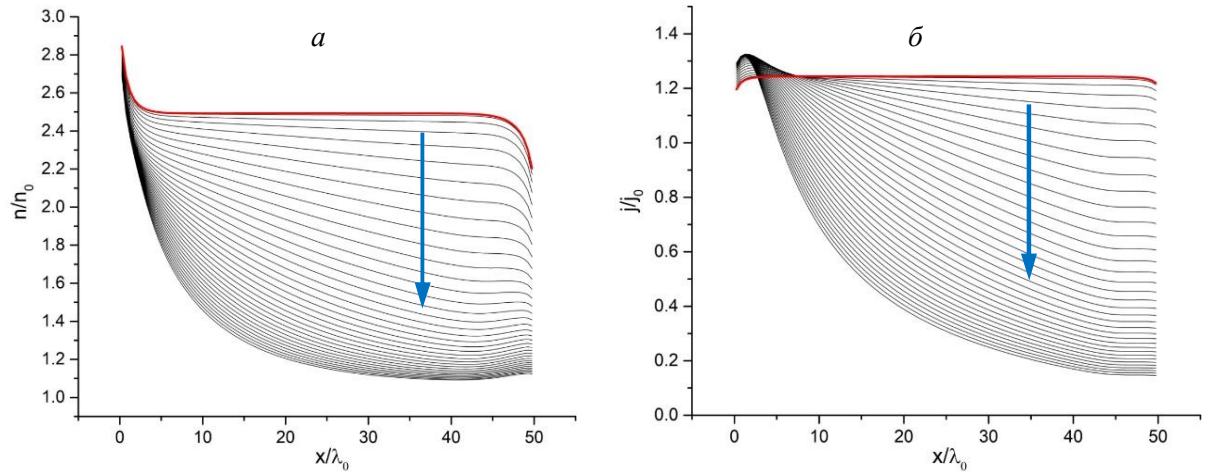


Рис. 2. Изменение плотности (*а*) и плотности потока массы (*б*) пара в физическом пространстве и времени

Исследования выполнены при финансовой поддержке РНФ (проект 22-19-00044).

Обозначения

S – степень пересыщения; n_0 – концентрация, 1/м^3; T_0 – температура, К; p_0 – давление, Па; λ_0 – средняя длина свободного пробега, м; u_0 – скорость, м/с; R – удельная газовая постоянная, Дж кг$^{-1}$ К$^{-1}$; t_0 – время, с; σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м; ρ_l – плотность конденсата, кг/м^3; $r_{кр}$ – радиус критического зародыша, м; D_c – диаметр капли, м.

Литература

1. Labuntsov D. A., Kryukov A. P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat Mass Transf. 1979. Vol. 46, No. 22. P. 989–1002.
2. Kalikmanov V. I. Nucleation Theory. Springer Netherlands, 2013. P. 17.
3. Левашов В. Ю., Майоров В. О., Крюков А. П. Изменение величины испарительного потока в результате объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, № 10. С. 9–12.
4. Kryukov A. P., Podcherniaev O., Hall P. H., Plumley D. J., Levashov V. Yu., and Shishkova I. N. Selective water vapor cryopumping through argon // J. of Vacuum Science and Technology A. 2006. Vol. 24, No. 4. P. 1592–1596.
5. Крюков А. П., Левашов В. Ю., Шишкова И. Н. Исследование течений газопылевой смеси методами молекулярно-кинетической теории // ИФЖ. 2002. Т. 75. № 4.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ГАЗОВЫЕ ГИДРАТЫ: СЛОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Н. Е. Шлегель, П. А. Стрижак

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В результате обогащения углей и нефти образуются миллионы тон шлама и золошлаковых отходов, которые не утилизируются, а размещаются в отвалах, занимая при этом большие территории и являясь источниками загрязнения окружающей среды. Использование отходов нефте- и углеобогащения в качестве горючего компонента композиционного жидкого топлива позволяет обеспечить выработку энергии при параллельной утилизации этих отходов. Горение композиционных топлив сопровождается выделением достаточно большого объема антропогенных выбросов. Для решения обозначенной проблемы предложено совместное сжигание газового гидрата с жидким топливом, что приведет к снижению антропогенных газовых выбросов, образованных в результате пиролиза, газификации и горения компонентов, за счет высокой экологичности газовых композиций.

Ключевые слова: *композиционное жидкое топливо; промышленные отходы; газовые гидраты, камера сгорания.*

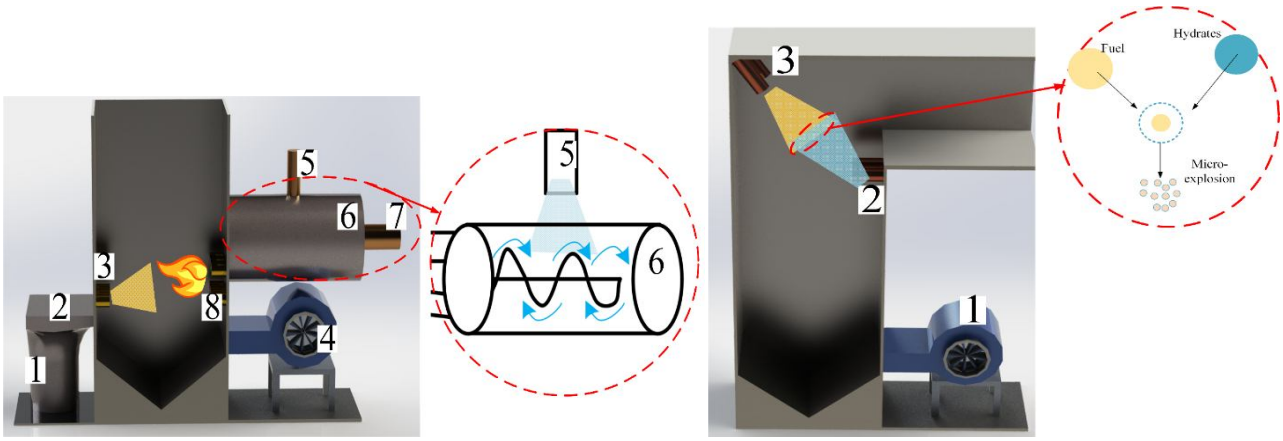
В энергетическом секторе широко используются топлива на основе полезных ископаемых [1]: природный газ, уголь, нефть. На сегодняшний день остро стоит экологический вопрос, связанный с высоким уровнем антропогенных выбросов в атмосфере, образованных при сжигании углеводородных топлив [2]. Горение жидких и твердых топлив сопровождается выделением достаточно большого объема антропогенных выбросов [3]. Соответствующие тенденции становятся еще более масштабными при активном вовлечении в топливно-энергетический сектор низкосортных топлив и отходов нефтепереработки и углеобогащения [4]. Из анализа результатов исследований (в частности, [5]) характеристик сжигания композиций с водой, в смеси водяного пара, а также обогащенных газовых смесей сформулирована гипотеза о том, что совместное сжигание жидкого топлива с газовым гидратом позволит повысить теплоту сгорания и реакционную способность топлива по сравнению с раздельным сжиганием газового гидрата в камерах сгорания установок и двигателей, а также специализированных реакторах.

Газовые гидраты целесообразно использовать в качестве добавки к традиционным топливам при раздельной или совместной подаче в камеру сгорания, так как газовый гидрат представляет композицию, содержащую высокореакционный газ (например, метан) и воду, нагрев которой приводит к формированию паров и фрагментации капель и частиц за счет вскипания. Продукты термического разложения и испарения являются основными компонентами так называемых обогащенных газовых смесей, в которых реализуются эффективный пиролиз и газификация [6]. Водяной пар и метан представляют перспективные компоненты парогазовоздушных смесей для камер сгорания в двигателях различного назначения и энергетических установках [7]. Известны результаты исследований, обосновывающие эффективность их добавления для повышения полноты выгорания топливных смесей, а также повышенных экологических индикаторов работы установок [8, 9].

Анализ приведенной выше литературы обосновывает актуальность совместного использования газовых гидратов и иных энергоресурсов в камерах сгорания и реакторах, а также показывает, что в этой области пока получено мало экспериментальных данных. Цель настоящей работы – определить по результатам экспериментов характеристики совместного инициирования горения перспективных и широко используемых жидких и твердых топлив с гидратом метана.

По результатам проведенных экспериментальных исследований разработаны технологические решения для эффективного сжигания гранул газового гидрата совместно с жидкими

и твердыми топливами. На рисунке, *а* представлена схема по сжиганию жидкого/твердого топлива совместно с газовой смесью, формирующейся при диссоциации газового гидрата и испарении воды, формирующейся после плавления льда. В энергетической установке предполагается использовать камеру-завихритель. На первом этапе гранулы газового гидрата попадают в эту камеру, где за счет шнекового вентилятора происходит закручивание воздушных масс, т. е. гранулы движутся по спирали. Это приводит к росту времени нахождения частиц гидрата в завихрителе, что позволяет достичь высоких скоростей движения, повышенных конвективных тепловых потоков и, соответственно, высокой полноты диссоциации. Формирующаяся парогазовая смесь подается в камеру сгорания, где за счет электроподжога формируется топливный факел. Далее в соответствующий факел попадает топливная смесь, состоящая из жидких нефтяных продуктов или угольных компонентов, за счет чего и формируется устойчивый факел комбинированного топлива. В процессе диссоциации газового гидрата образуется вода, которая подается в контур теплоносителя. Также определенный объем воды переходит в пар и попадает совместно с газом в камеру сгорания, что позволяет снизить антропогенные выбросы при горении второго вида топлива.



а *б*

Предлагаемые технологические решения для использования газовых гидратов в энергетических установках: *а* – схема сжигания при распыле газа в камеру сгорания (1 – резервуар жидкого или сухого топлива; 2 – топливопровод; 3 – форсуночные устройства; 4 – дутьевой вентилятор; 5 – устройство подачи гранул газового гидрата; 6 – модуль диссоциации газового гидрата; 7 – электропривод шнека; 8 – форсуночные устройства для распыления газовой смеси); *б* – схема сжигания при распылении гранул гидрата в камеру сгорания (1 – дутьевой вентилятор; 2 – форсуночные устройства для распыления гранул газового гидрата; 3 – форсуночное устройство для распыления жидкого топлива и вдува твердого топлива в виде мелкодисперсной пыли)

Вторая схема предполагает совместную подачу непосредственно в камеру сгорания жидкого топлива совместно с гранулами газового гидрата (рисунок, *б*). На первом этапе жидкое топливо, например дизельное, распыляется навстречу потоку гранул гидрата. Происходят соударения капель и частиц топлив. В процессе соударения реализуются несколько режимов взаимодействия: коагуляция (агломерация) капель и частиц; дробление капель с формированием мелкодисперсного аэрозоля. Дробление капли при соударениях с частицами способствует уменьшению среднего размера жидкой дисперсной фазы в струе топлива. Данный эффект приводит к снижению времени задержки зажигания и увеличению полноты выгорания топлива, а также к снижению антропогенных выбросов. При коагуляции капли и частицы формируются неоднородные агломераты, для которых характерны микровзрывное измельчение (полный распад родительской капли с формированием аэрозоля) или пафинг (частичная фрагментация родительской капли). Они являются основными в современных методиках вторичного измельчения капель и базируются на механизме, который связан с появлением центра парообразования в виде твердой частицы или капельки воды в родительской

капле топлива. Также при диссоциации гранулы гидрата образуется зона повышенного давления. Эти эффекты и процессы способствуют микровзрывному измельчению капель с формированием мелкодисперсного аэрозоля. В составе гранул гидрата присутствует вода. Ее испарение приводит к снижению антропогенных выбросов. Инициирование горения такого топлива осуществляется при помощи электродуговой установки. В камеру сгорания при помощи дутьевого вентилятора нагнетается поток воздуха, который, в свою очередь, при высоких скоростях движения (соответственно, высоких значениях числа Вебера) способствует вторичному измельчению капель жидких топлив. Применение таких схем позволит добиться устойчивого факела горения, что необходимо для корректной работы теплогенерирующих установок на смесевом топливе.

Литература

1. Cheng X., Chen L., Luan H., Zhang J., Jiang Y. Why coal permeability changes under unconstrained displacement boundary conditions: considering damage effects // J. Nat. Gas Sci. Eng. 2022. Vol. 105. P. 104702.

2. Zhao J., Wang X., Chu J. The strategies for increasing grid-integrated share of renewable energy with energy storage and existing coal fired power generation in China // Energies. 2022. Vol. 15. P. 4699.

3. Huang W., Genaro Reivan Ortiz G., Kuo Y.-L., Maneengam A., Nassani A. A., Haffar M. The non-linear impact of renewable energy and trade on consumption-based carbon emissions // Fuel. 2022. Vol. 324. P. 124423.

4. Mahmoud H. et al. Pilot-scale study on the suspension of drill cuttings: effect of fiber and fluid characteristics // J. Nat. Gas Sci. Eng. 2022. Vol. 101. P. 104531.

5. Ramalingam S., Dharmalingam B., Deepakkumar R., Sriariyanun M. Effect of Moringa oleifera biodiesel–diesel–carbon black water emulsion blends in diesel engine characteristics // Energy Reports. 2022. Vol. 8. P. 9598–9609.

6. Ram N. K., Singh N. R., Raman P., Kumar A., Kaushal P. Experimental study on performance analysis of an internal combustion engine operated on hydrogen-enriched producer gas from the air–steam gasification // Energy. 2020. Vol. 205.

7. Zhang W., Gou X., Chen Z. Effects of water vapor dilution on the minimum ignition energy of methane, n-butane and n-decane at normal and reduced pressures // Fuel. 2017. Vol. 187. P. 111–116.

8. Yuan Z., Xie L., Sun X., Wang R., Li H., Liu J., Duan X. Effects of water vapor on autoignition characteristics and laminar flame speed of methane/air mixture under engine-relevant conditions // Fuel. 2022. Vol. 315.

9. Vandel A., Chica Cano J. P., de Persis S., Cabot G. Study of the influence of water vapour and carbon dioxide dilution on pollutants emitted by swirled methane/oxygen-enriched air flames // Exp. Therm. Fluid Sci. 2022. Vol. 130.

УДК 534.222.2

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАМЕНИ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ С ПРИМЕСЬЮ МИКРОКАПЕЛЬ ВОДЫ В КАНАЛЕ

И. С. Яковенко, А. Д. Киверин

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

С использованием методов численного моделирования рассматривается процесс горения газовой смеси водорода с воздухом в канале с подачей свежей смеси с примесью микрокапель воды. Динамика микрокапель описывается в лагранжевом приближении, что позволяет выявить роль локального взаимодействия между капельями с и поверхностью фронта пламени. Показано, что локальное воздействие капель на фронт пламени может провоцировать генерацию возмущений фронта пламени и интенсифицировать развитие неустойчивости фронта, тем самым обеспечивая интегральный рост скорости горения. С использованием спектрального анализа пространственной структуры фронта пламени в присутствии микрокапель проведен анализ динамики развития отдельных гармоник возмущений фронта и выявлены механизмы эволюции фронта пламени при воздействии микрокапель воды.

Ключевые слова: *горение газовзвесей, микрокапли воды, неустойчивость горения, водород, численное моделирование.*

Исследование особенностей процесса горения газовых смесей необходимо для обеспечения наиболее устойчивых и эффективных режимов горения в ходе работы энергетических установок и двигательных устройств. Кроме того, фундаментальные закономерности развития горения различных химически активных газовых смесей и газовзвесей необходимо учитывать при разработке надежных систем пожаро- и взрывобезопасности. Одним из наиболее распространенных подходов к пожаротушению на сегодняшний день является распыление дисперсных капель воды. При этом влияние капель на процесс газофазного горения изучено не полностью. Помимо экспериментальных свидетельств погасания дефлаграционных и детонационных волн [1, 2], затухания взрывных волн [3], снижения темпов ускорения пламени и задержки перехода к детонации [4] при добавлении капель воды в газовую смесь, в литературе также наблюдался обратный эффект, когда присутствие капель воды влекло за собой интенсификацию горения газовых смесей [5].

Ускорение процесса горения при добавлении капель воды в газовую смесь может быть обусловлено различными механизмами. Помимо газодинамических сценариев, связанных с турбулизацией среды [6], одним из возможных механизмов является интенсификация развития неустойчивости фронта горения в присутствии микрокапель воды [7]. Так, в работе [7] было обнаружено, что при горении газовой смеси на основе водорода с содержанием микрокапель воды в замкнутом объеме, присутствие относительно крупных микрокапель в газовой фазе способно интенсифицировать горение посредством развития гидродинамической неустойчивости фронта пламени. При этом было показано, что начальное расстояние между каплями играет существенную роль, так как именно оно определяет пространственный масштаб возмущений фронта. В настоящей работе рассмотрена более детерминированная постановка задачи, где капли поступают в зону реакции вместе со свежей смесью в ходе горения газовой смеси в двухмерном канале, при этом расстояние между каплями фиксировано, что позволяет выделить пространственный масштаб, на котором их влияние наиболее существенно.

Поставлена задача моделирования горения газовой смеси 15% водорода с воздухом в присутствии микрокапель воды внутри открытого канала, где с левой стороны подается поток свежей смеси, а с противоположной стороны истекают продукты горения. Ширина канала $H = 1$ см, длина канала $L = 2$ см. Вместе со свежей смесью в канал подаются два потока микрокапель воды диаметром 100 мкм, симметрично относительно центра канала. Поперечное

расстояние между потоками (h_d) варьируется от 2 до 4 мм. Продольное расстояние между каплями в каждой из струй l_d задавалось равным 1 мм. Начальная скорость микрокапель 1 м/с. Данные параметры соответствуют средним значениям величин, получаемых при работе спринклерных оросителей, используемых в системах пожаротушения [8]. Скорость подачи свежей смеси составляет 32 см/с, что соответствует нормальной скорости горения S_b для смеси 15% водорода с воздухом. Боковые стенки канала задавались гладкими (без прилипания потока) и адиабатическими.

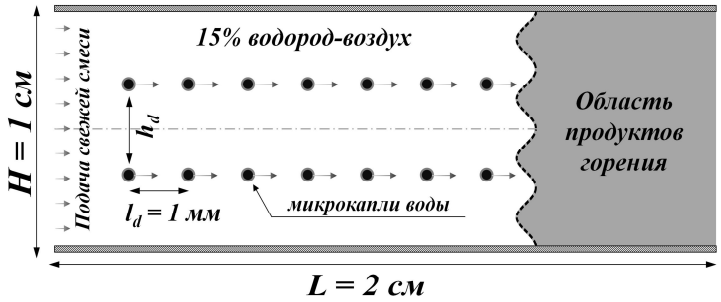


Рис. 1. Постановка задачи о распространении пламени в открытом канале с подачей свежей смеси с примесью взвешенных микрокапель воды. h_d – поперечное расстояние между каплями, l_d – продольное расстояние между каплями, штриховая линия – начальное возмущение, штрих-пунктирная линия – ось симметрии

В начальный момент времени горение инициируется на границе между свежей смесью и областью продуктов горения при начальной температуре 1500 К. На границе области продуктов задано слабое начальное возмущение по гармоническому закону с числом гармоник n = 4, и амплитудой возмущения A_0 = 0.15 мм. В результате, в канале формируется фронт горения, распространяющийся справа налево, навстречу потоку реагирующей смеси.

В ходе численного моделирования решается полная система уравнений Навье–Стокса с учетом эффектов вязкости, теплопроводности, многокомпонентной диффузии и детальных схем химической кинетики. Динамика микрокапель воды рассматривается в лагранжевом приближении, что позволяет воспроизвести влияние локальных эффектов при взаимодействии отдельных капель с фронтом горения. Химическая кинетика окисления водорода описывается детальной схемой [9].

На рис. 2 представлены изолинии температуры, демонстрирующие пространственную эволюцию пламени в случае чистой газовой смеси водорода с воздухом (рис. 2, *а*) и в случае подачи микрокапель воды вместе со свежей смесью для различных поперечных расстояний между потоками капель h_d (рис. 2, *б–г*). В зависимости от расстояния между потоками капель наблюдаются различные закономерности развития структуры фронта. Так, в случае пространственного масштаба h_d = 3 мм, наиболее близкого к критической длине волны, на поверхности фронта непрерывно генерируются быстрорастущие моды. В результате влияние капель препятствует переходу к стадии нелинейной стабилизации.

На рис. 3 представлены временные зависимости амплитуды начальной гармоники и гармоники с длиной волны, равной ширине канала. В чистой газовой смеси, после начальной стадии развития неустойчивости, пространственная структура фронта пламени определяется длинноволновой гармоникой с длиной волны, равной ширине канала (n = 1). В зависимости от характерного пространственного масштаба, определяющего влияние микрокапель воды на фронт горения, может наблюдаться как ускорение перехода к одномодовой структуре (в случае h_d = 4 мм), так и отсутствие перехода (h_d = 3 мм). В случае, когда наличие микрокапель воды в горючей газовой смеси препятствует нелинейной стабилизации неустойчивости пламени, эволюция фронта пламени определяется непрерывной генерацией быстро растущих гармоник. Воздействие микрокапель воды на фронт пламени с характерным пространствен-

ным масштабом, близким к критической длине волны, ограничивает величину площади поверхности пламени и тем самым препятствует ускорению пламени за счет растяжения в ходе развития стадии нелинейной стабилизации неустойчивости.

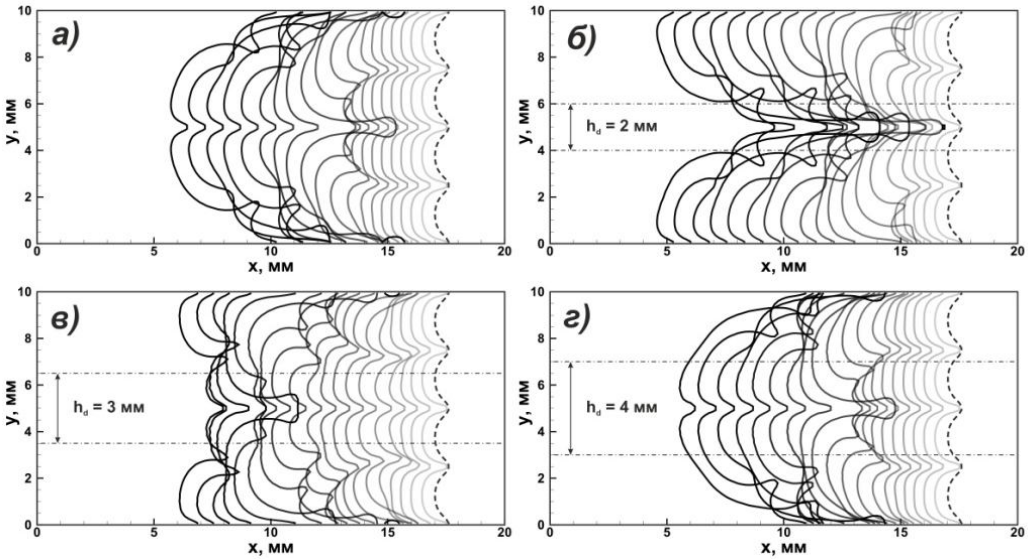


Рис. 2. Динамика развития структуры фронта пламени в чистой газовой смеси 15% водорода с воздухом и в присутствии микрокапель воды: *а)* горение без капель воды; *б)* горение с подачей капель воды в зону горения, h_d = 2 мм; *в)* h_d = 3 мм; *г)* h_d = 4 мм. Сплошные линии – изолинии температуры T = 1000 К, штриховые линии – начальное возмущение, штрихпунктирные линии – траектории микрокапель. Время между отдельными изолиниями Δt = 1 мс

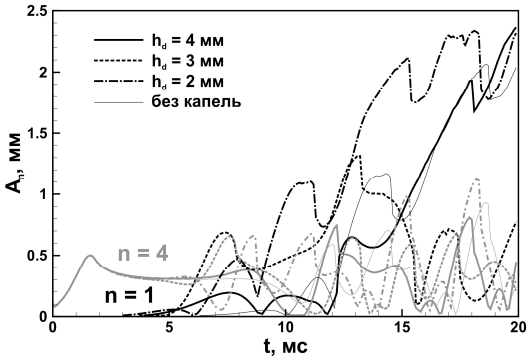


Рис. 3. Временные зависимости амплитуды гармоник фронта пламени $A_n(t)$ для начального возмущения n = 4 (серые линии) и гармоники с длиной волны равной ширине канала n = 1 (черные линии)

Литература

1. Thomas G. O., Jones A., Edwards M. J. Influence of water sprays on explosion development in fuel-air mixtures // Combust. Sci. Technol. 1991. Vol. 80. P. 47–61.

2. Thomas G. O., Edwards M. J., Edwards D. H. Studies of detonation quenching by water sprays // Combust. Sci. Technol. 1990. Vol. 71. P. 233–245.

3. van Wingerden K., Wilkins B., Bakken J., Pedersen G. The influence of water sprays on gas explosions. Part 2: Mitigation // J. Loss Prev. Process Ind. 1995. Vol. 8. P. 61–70.

4. Boeck L., Kink A., Oezdin D., Hasslberger J., Sattelmayer T. Influence of water mist on flame acceleration, DDT and detonation in H2-air mixtures // Int. J. Hydrogen Energy. 2015. Vol. 40. P. 6995–7004.

5. Gieras M. Flame acceleration due to water droplets action // J. Loss Prev. Process Ind. 2008. Vol. 21. P. 472–477.

6. van Wingerden K., Wilkins B. The influence of water sprays on gas explosions. Part 1: water-spray-generated turbulence // J. Loss Prev. Process Ind. 1995. Vol. 8. P. 53–59.

7. Yakovenko I. S., Kiverin A. D. Intensification mechanisms of the lean hydrogen-air combustion via addition of suspended microdroplets of water // Int. J. Hydrogen Energy. Vol. 46. P. 1259–1272.

8. Sheppard D. T. Spray Characteristics of Fire Sprinklers, National Institute of Standards and Technology, NIST GCR 02-838, 2002.

9. Keromnes A., Metcalfe W. K., Heufer K. A., et. al. An experimental and detailed chemical kinetic modeling study of hydrogen and syngas mixture oxidation at elevated pressures // Combust. Flame. 2013. Vol. 160. P. 995–1011.

УДК 536.46:536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ФРОНТА ПЛАМЕНИ НА ПОРОВОМ МАСШТАБЕ В ГРАДИЕНТНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

И. А. Яковлев, Д. С. Астахов, А. С. Мазной

Томский научный центр Сибирского отделения РАН, г. Томск, Россия

Исследован эффект стабилизации пламени в пористой среде с градиентной структурой с использованием методов численного моделирования на поровом масштабе. Показано, что на уровне пор волна горения имеет существенно неоднородную структуру. Плавное увеличение диаметра поровых каналов вдоль направления подачи смеси позволяет расширить пределы стабилизации по сравнению с двухслойными горелками за счёт более эффективной рекуперации тепла от продуктов сгорания к свежей смеси, главным образом излучением поверхности пористой матрицы.

Ключевые слова: *фильтрационное горение, пористые среды, рекуперация тепла, излучение, стабилизация пламени, численное моделирование.*

Одним из перспективных направлений повышения эффективности и экологичности газовых горелок является развитие технологий сжигания в условиях фильтрации через инертную пористую среду [1, 2]. В режиме сильной тепловой связи зоны горения с твёрдым каркасом реализуется механизм рекуперации тепловой энергии от продуктов сгорания к свежей смеси за счёт теплопроводности твёрдой фазы и излучения, что приводит к увеличению массовой скорости горения, расширению пределов существования пламён, снижению эмиссии оксидов азота. При этом возникает технический аспект, ограничивающий широкое внедрение пористых горелок, который связан с необходимостью стабилизации волны горения в реакторе: в однородной пористой среде, будь то зернистый слой частиц или керамическая пена, волна может распространяться как в направлении подачи смеси, так и против, в зависимости от калорийности и скорости фильтрации, и лишь в очень узких пределах этих параметров волна оказывается стационарной, что, очевидно, не соответствует современным требованиям стабильной работы при переменном составе топлива и его расхода.

В реакторе с реверсивной подачей [3] или в системах с движущимся зернистым слоем [4] удаётся удерживать волну горения в пределах реактора, однако такие решения сложны в исполнении, управлении и эксплуатации в промышленных условиях. Как альтернатива системам с распространяющейся волной горения, известен подход, когда зону горения заполняют двумя слоями пористого материала: сначала с мелкими, а затем с крупными порами, если смотреть в направлении фильтрации. В такой конструкции пористой среды фронт горения можно стабилизировать между слоями в достаточно широком диапазоне изменения расхода и состава смеси [5], так как мелкопористый фрагмент выполняет роль пламяпреградителя, в то время как крупнопористая часть позволяет эффективно снимать тепло с продуктов сгорания и транслировать его в направлении подогрева исходной смеси.

В данной работе предлагается исследовать модифицированную схему двухслойной горелки с плавным, а не ступенчатым переходом от мелкой структуры к крупной.

В работе [6] экспериментально исследовалась стабилизация пламени в пористой среде, собранной в виде керамических дисков по возрастанию диаметра их каналов от 0,4 до 2,5 мм. Было показано, что диапазон расходов, при котором пламя стабилизируется внутри такой горелки, существенно выше по сравнению с её двухмерным аналогом. В работе [7] авторы с помощью аддитивных технологий изготовили керамическую пористую структуру в виде параметрической решётки с заданным профилем диаметра каналов, где подтвердили ранее обнаруженный эффект расширения динамического диапазона работы такой горелки.

С теоретической точки зрения исследование явления стабилизации связано с задачей моделирования нестационарной динамики волн фильтрационного горения, так как стабилизация – это результат баланса скорости течения и скорости распространения пламени с учётом эффекта подогрева в условиях интенсивного теплообмена с твёрдым пористым каркасом. При этом важно указать, что такой баланс носит локальный характер ввиду локально-неоднородных условий течения и теплопередачи. Роль внутрипоровой газодинамики возрастает с увеличением расхода, так как формирующийся поперечный градиент скорости течения реагентов оказывает существенное влияние на растяжение фронта, а возникновение отрывных течений и зон рециркуляции является важной составляющей механизма стабилизации вблизи границы срыва пламени. Поэтому применение объемно-осредненных моделей [8] позволяет уловить только тепловой аспект стабилизации, игнорируя эффекты внутрипорового тепломассопереноса [9].

В данной работе проводилось численное моделирование горения в двухмерной упаковке частиц круглой формы, диаметр которых линейно увеличивался вдоль направления фильтрации. Диаметр пор был пропорциональным диаметру частиц, исходя из соотношения $d = 2{,}5d_{\text{p}}$. Физико-математическая постановка задачи детально изложена в работе [10].

На рис. 1 представлена геометрия расчётной области в виде контура распределения температуры. В рассмотренных условиях волна горения стабилизируется вблизи входной границы, где диаметр частиц начинает увеличиваться. Несмотря на нерегулярную укладку частиц засыпки, макроскопически фронт оказывается плоским, не наблюдается формирования наклонной неустойчивости. Однако на масштабе пор видна существенная неоднородность. Местный вид А демонстрирует форму и структуру пламени в каналах. Видно, что фронт существенно искривляется и растягивается в неравномерном поле скорости течения. За частицами формируется зона рециркуляции продуктов сгорания, которая играет существенную роль в якорении пламени на поверхности частицы подобно перфорированным пластинам и плохообтекаемым телам [11]. Поток газовой смеси, проходя по каналам, прогревается от стенок частиц. Затем, попадая в зону реакции, газовая смесь охлаждается, передавая тепло твёрдой фазе, в которой за счет теплопроводности материала и излучения поверхностей энергия транспортируется навстречу свежей смеси.

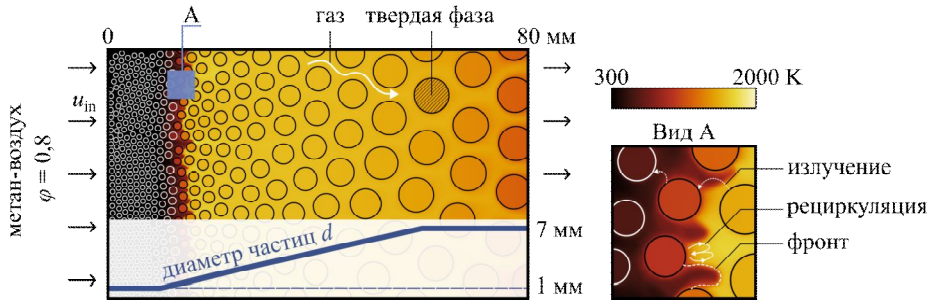


Рис. 1. Контур распределения температуры в двухмерной упаковке частиц с указанием профиля распределения диаметра частиц d по длине расчётной области при горении метановоздушной смеси с эквивалентным соотношением $\varphi = 0{,}8$ и скоростью фильтрации $u_{\text{in}} = 2{,}75S_{\text{L}}$

Для оценки степени расширения диапазона работы градиентной горелки по расходу было проведено сравнение результатов моделирования описанной выше структуры с её двухслойным аналогом, т. е. аналогичной упаковкой, но ступенчатым, а не градиентным профилем диаметров частиц вдоль направления подачи. Результаты сравнения показаны на рис. 2 в виде осредненных по сечению значений координат фронта при варьировании расхода смеси. В начальный момент времени горение инициировалось тепловым импульсом в окрестности выходной границы при скорости фильтрации $u_{\text{in}} = 2{,}6S_{\text{L}}$. Волна горения распространялась навстречу потоку и стабилизировалась в некотором сечении, координата которого

фиксировалась. Затем скорость фильтрации уменьшалась/увеличивалась с шагом $0{,}05S_L$. Таким образом, фиксировались значения скорости, при которой происходил проскок пламени к входной границе или срыв.

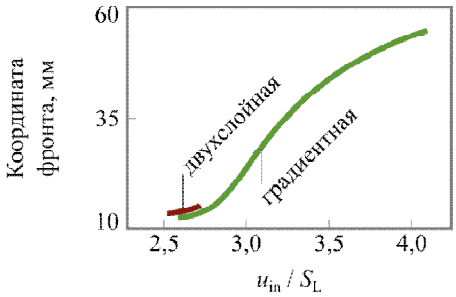


Рис. 2. Осредненная координата фронта пламени в градиентной горелке и её двухслойном аналоге

Стабилизация пламени в градиентной пористой среде происходила в гораздо более широком диапазоне изменения расхода. При этом такой тип горелки сильнее сопротивляется эффекту срыва пламени по сравнению с двухслойной. Граница проскока отличается существенно меньше. Механизм этого эффекта, очевидно, связан с тем, что в градиентной горелке реализуется более эффективная рекуперация тепла от продуктов сгорания к свежей смеси, главным образом за счёт более эффективной теплопередачи излучением в области с большим диаметром частиц.

Исследование выполнено за счёт Российского научного фонда, грант 23-79-01328.

Обозначения

d, d_p – диаметры частиц и поровых каналов засыпки, мм; φ – эквивалентное соотношение; u_{in} – средняя скорость течения в каналах, м/с; S_L – ламинарная скорость пламени.

Литература

1. Babkin V. S. Filtrational combustion of gases. Present state of affairs and prospects // Pure Appl. Chem. 1993. Vol. 65, No. 2. P. 335–344.

2. Ellzey J. L., Belmont E. L., Smith C. H. Heat recirculating reactors: fundamental research and applications // Prog. Energy Combust. Sci. 2019. Vol. 72. P. 32–58.

3. Dobrego K. V. et al. Methane partial oxidation reverse flow reactor scale up and optimization // Int. J. Hydrogen Energy. 2008. Vol. 33, No. 20. P. 5501–5509.

4. Salgansky E. A. et al. Coal dust gasification in the filtration combustion mode with syngas production // Int. J. Hydrogen Energy. 2017. Vol. 42, No. 16. P. 11017–11022.

5. Smucker M. T., Ellzey J. L. Computational and experimental study of a two-section porous burner // Combust. Sci. Technol. 2004. Vol. 176, No. 8. P. 1171–1189.

6. Sobhani S. et al. Modulation of heat transfer for extended flame stabilization in porous media burners via topology gradation // Proc. Combust. Inst. 2019. Vol. 37, No. 4. P. 5697–5704.

7. Sobhani S. et al. Experimental feasibility of tailored porous media burners enabled via additive manufacturing // Proc. Combust. Inst. 2021. Vol. 38, No. 4. P. 6713–6722.

8. Contini A. C., Pereira F. M. Numerical study of flame stability within inert porous media with variable void area // Combust. Flame. 2022. Vol. 246. P. 112475.

9. Wieland C. et al. 3D direct pore level simulations of radiant porous burners // Combust. Flame. 2022. Vol. 245. P. 112370.

10. Yakovlev I., Maznoy A., Zambalov S. Pore-scale study of complex flame stabilization phenomena in thin-layered radial porous burner // Combust. Flame. 2021. Vol. 231. P. 111468.

11. Kedia K. S., Ghoniem A. F. The blow-off mechanism of a bluff-body stabilized laminar premixed flame // Combust. Flame. 2015. Vol. 162, No. 4. P. 1304–1315.

УДК 544.452.2

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ СМЕСЕЙ НА ОСНОВЕ АЦЕТИЛЕНА В КАНАЛАХ, ЗАПОЛНЕННЫХ ГОРЮЧЕЙ СМЕСЬЮ

А. В. Ярков, А. Д. Киверин, И. С. Яковенко

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Проведено исследование методом численного моделирования процесса нестационарного ускорения пламени и перехода горения в детонацию в газовых смесях на основе ацетилена. Вычислительный эксперимент проводился с использованием современного бездиссипативного метода CABARET и редуцированного механизма химической кинетики VW (17 компонент и 25 реакций). В рамках исследования были описаны два различных сценария развития детонации, ранее отмечавшиеся в экспериментальных работах: переход в детонацию с очагом на фронте пламени и переход в детонацию при очаговом воспламенении перед фронтом пламени, отвечающие различным механизмам формирования детонации. Для более детального исследования описанных режимов проведен параметрический анализ путей развития быстрой волны горения, результаты которого согласуются с проведенными расчетами и на основе которого были определены критерии, по которым можно прогнозировать проявление того или иного сценария развития детонации.

Ключевые слова: *горение газов, ацетилен, ускорение пламени, детонация, переход горения в детонацию, численное моделирование.*

Подверженность развитию детонации при свободном распространении пламени газовых составов на основе таких высокоактивных веществ как ацетилен широко используется в энергетической отрасли. Так, в частности, газовые составы на основе ацетилена могут служить топливом для импульсных детонационных двигателей [1] и детонационных пушек, используемых для нанесения защитных покрытий на материал [2].

К настоящему времени, накоплена достаточно репрезентативная экспериментальная база по проблеме перехода горения в детонацию в газовых смесях на основе ацетилена [3, 4]. При этом в зависимости от состава и начальных параметров смеси наблюдались различные сценарии формирования детонации: с очагом на фронте пламени или в нескольких очагах перед фронтом пламени. Понимание того, по какому механизму и в каких пределах возможно развитие детонации при свободном распространении пламени важно, с одной стороны, для правильной организации работы технических устройств, а с другой – для правильной интерпретации экспериментальных данных. Поэтому целью настоящей работы является описание различных путей развития детонации в газовых смесях на основе ацетилена и установление критериев, по которым можно предсказать проявление того или иного сценария.

Исследование динамики пламени проводилось путем численного моделирования, в рамках которого решалась полная системы уравнений газовой динамики для сжимаемой среды, включающей теплопроводность, вязкость и многокомпонентную диффузию:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0,$$

$$\frac{\partial (\rho Y_k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i Y_k)}{\partial x_i} = M_k \dot{\omega}_k - \frac{\partial j_{ki}}{\partial x_i}, \qquad k = \overline{1, K},$$

$$\frac{\partial (\rho u_j)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}(\sigma_{ji} - \delta_{ij} p),$$

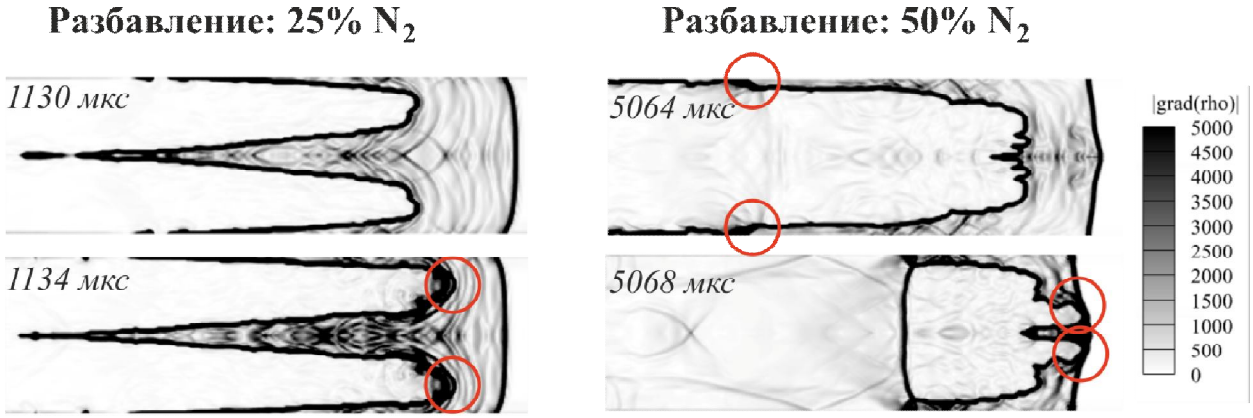
$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i E)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}(u_j \sigma_{ji} - u_i p) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x_i}\right) + \rho \sum_{k=1}^{K} \frac{h_k}{M_k}\left(\frac{\partial Y_k}{\partial t}\right),$$

где $\frac{\partial}{\partial x_i}$ – пространственная дивергенция; $\frac{\partial}{\partial t}$ – частная производная по времени; ρ – плотность; u_i – вектор массовой скорости; Y_k – мольная доля k-го компонента; M_k – молярная масса k-го компонента; $\dot{\omega}_k$ – скорость образования k-го компонента в результате химических реакций; j_{ki} – диффузионный поток k-го компонента; K – число компонентов в системе; σ_{ij} – тензор вязких напряжений; δ_{ij} – символ Кронекера; p – давление; $E = \varepsilon + \frac{1}{2}\sum_i u_i^2$ – удельная полная энергия смеси; ε – удельная внутренняя энергия; к(T) – коэффициент теплопроводности; T – температура; h_k – удельная энтальпия образования k-го компонента.

Численное решение этой системы проводилось с использованием метода CABARET, обладающего вторым порядком точности, низкой схемной вязкостью и низкой дисперсией [5]. Процесс химических превращений описывался при помощи редуцированного кинетического механизма, включающего 17 компонент и 25 реакций [6], который ранее был проверен на предмет правильности воспроизведения основных параметров процесса горения [7].

Постановка задачи численного моделирования представляет собой длинный полуоткрытый цилиндрический канал заданного диаметра H, заполненный стехиометрической смесью ацетилена с кислородом и разбавленный инертным газом. В качестве исследуемых были выбраны смеси, разбавленные азотом до его содержания, равного 25% и 50% по объему соответственно. Обе системы изначально находились под давлением 20 кПа и при температуре 300 К.

На рисунке представлены теневые картины, полученные в рамках численного моделирования распространения пламени смесей в случае различной доли разбавителя. В случае разбавления смеси 25% азота по объему наблюдался переход горения в детонацию с очагом на фронте пламени, тогда как при 50%-м разбавлении образовывалось несколько независимых очагов формирования детонации: в пограничном слое вблизи стенок канала и в горячих точках между фронтом пламени и ударной волной, опережающей фронт.



Профили градиента плотности в момент формирования детонации для стехиометрических смесей ацетилена с кислородом и разбавленных азотом. Красными кружками показано положение очагов детонации

Качественное отличие в динамике пламени для разных горючих составов можно связать с разными путями эволюции так называемой структуры «запертого пламени» [8], характеризуемой равенством скорости потока скорости звука в продуктах горения. Устойчивость такой структуры способствует интенсивному росту давления вблизи фронта пламени и дальнейшему переходу в детонацию с очагом на самом фронте. Анализ устойчивости структуры «запертого пламени», выполняемый путем решения серии одномерных задач, целью которых является определение нормальной скорости горения и скорости звука в продуктах реакции в зависимости от степени сжатия смеси, показал, что случае разбавления азотом до его доли 25% по объему критерий устойчивости такой структуры достигается раньше критерия фор-

мирования, тогда как в случае доли азота 50% по объему структура «запертого пламени» оказывается неустойчивой, что открывает другие каналы развития детонации, такие как воспламенение в горячих точках по градиентному механизму Зельдовича [9].

Исследование выполнено за счет РФФИ (грант 20-58-04024).

Литература

1. Azami M. H., Savill M. Comparative analysis of alternative fuels in detonation combustion // 52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference (July 25-27, 2016) / AIAA Propulsion and Energy Forum, American Institute of Aeronautics and Astronautics. Salt Lake City, UT. 2016.

2. Rybin D. K., Bataev I. S., Dudina D. V., et al. Deposition of tungsten coatings by detonation spraying // Surface and Coatings Technology. 2021. Vol. 409. P. 126934.

3. Krivosheyev P. N., Novitski A. O., Penyazkov O. G. Evolution of the reaction front shape and structure on flame acceleration and deflagration-to-detonation transition // Russian J. of Physical Chemistry B. 2022. Vol. 16, iss. 4. P. 661–669.

4. Krivosheyev P., Penyazkov O., Sakalou A. Analysis of the final stage of flame acceleration and the onset of detonation in a cylindrical tube using high-speed stereoscopic imaging // Combustion and Flame. 2020. Vol. 216. P. 146–160.

5. Головизнин В. М. и др. Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов. М.: Изд-во МГУ, 2013. – 472 с.

6. Varatharajan B. N., Williams F. A. Chemical-kinetic descriptions of high-temperature ignition and detonation of acetylene-oxygen-diluent systems // Combustion and Flame. 2001. Vol. 124, iss. 4. P. 624–645.

7. Яковенко И. С., Ярков А. В., Тюрнин А. В. и др. Оценка возможностей современных кинетических механизмов окисления ацетилена для моделирования нестационарных процессов горения // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2022. Т. 5, № 104. С. 62–85.

8. Киверин А. Д., Яковенко И. С. Высокоскоростные режимы распространения пламени в канале и переход к детонации // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58, № 4. С. 707–716

9. Zel'dovich Ya. B., Librovich V. B., Makhviladze G. M., Sivashinsky G. I. On the development of detonation in a non-uniformly preheated gas // Acta Astronautica. 1970. Vol. 15, iss. 5-6. P. 313–321.

Секция № 3
«ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЭНЕРГЕТИКЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ»

УДК 551.521.1

СОЛНЕЧНЫЕ ВОЗДУХОНАГРЕВАТЕЛИ С ИНТЕНСИФИЦИРОВАННЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ТЕПЛООТДАЧИ

Ё. С. Аббасов[1], М. А. Умурзакова[1], Ю. В. Жукова[2], Г. С. Маршалова[2]

[1]Ферганский политехнический институт, г. Фергана, Республика Узбекистан
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Описаны подходы к теплотехническим расчетам и численному моделированию теплообменных процессов, происходящих в плоском гелиовоздухоподогревателе. Представленные подходы могут служить основой как для разработки пассивных методов интенсификации теплообмена в гелиовоздухоподогревателе, так и для создания цифровых двойников гелиотеплотехнических устройств.

Ключевые слова: *гелиотеплотехнические устройства, плоский гелиоводоподогреватель, теплообмен, эксперимент, численное моделирование.*

Применение гелиотеплотехнических устройств повышает эффективность установок, применяемых в энергетике, технике и технологиях. Особое место занимают солнечные установки для агропромышленного комплекса, в том числе гелиосушилки [1, 2]. В процессе сушки большая часть энергетических затрат связана с обеспечением циркуляции сушильного агента с необходимыми параметрами. При отрыве потока наблюдаются потери энергии, в зависимости от скоростей потока может наблюдаться рост сопротивления, уменьшение подъемной силы, могут образовываться застойные зоны и появляться обратные течения, что оказывает влияние на коэффициент полезного действия агрегатов в сторону его уменьшения. С целью снижения себестоимости выпускаемой продукции необходимо добиться максимальной эффективности технологических процессов в элементах системы.

Нагрев сушильного агента до заданной температуры может производиться различными путями. Можно выделить два типа воздухоподогревателей. К первому типу относятся воздухоподогреватели, в которых нагрев воздуха производится за счет прохождения через контур нагревательных электрических элементов или тэнов. Одним из недостатков электрических воздухонагревателей является то, что нити накаливания, выполненные из металла, имеют значительный инерционный потенциал. В воздухонагревателях второго типа воздух достигает заданной температуры за счет прохождения через нагревательный контур, состоящий из трубок и пластин, в которых находится нагретая вода или незамерзающая смесь. Здесь может быть использована теплота сгорания природного газа (или других видов топлива), тепловые вторичные энергетические ресурсы либо возобновляемые источники энергии. Для подогрева воздуха могут применяться солнечные коллекторы, что позволяет использовать возобновляемые источники энергии, тем самым снижая потребление ископаемого топлива. Установки, использующие солнечную энергию, удовлетворяют требованиям, предъявляемым к процессу сушки продуктов, и в то же время обеспечивают экономию ископаемых видов топлива, позволяя работать автономно либо минимально использовать другие виды энергии, кроме энергии солнца.

Плоские гелиовоздухоподогреватели (ПГВП) благодаря своим преимуществам, таким как отсутствие коррозии и не замерзание в зимний период теплоносителя, получают в последние годы наиболее широкое распространение [3, 4]. ПГВП могут функционировать как в режиме естественной конвекции, так и в режиме вынужденной конвекции. Функционирование в режиме естественной конвекции, с одной стороны, позволяет не затрачивать дополнительную энергию на прокачку теплоносителя, но с другой стороны теплоотдающая поверхность характеризуется низким коэффициентом теплоотдачи. Функционирование в режиме

вынужденной конвекции позволяет достичь более высоких значений коэффициента теплоотдачи, однако при этом затрачивается электрическая энергия на работу привода вентилятора.

Разработка пассивных способов интенсификации теплообмена для ПГВП является актуальной задачей. Создание экспериментальной установки для изучения эффективности ПГВП с интенсифицированными поверхностями является финансово весьма затратным мероприятием. Для оценки эффективности многих технических устройств в настоящее время принято использовать методы вычислительной гидрогазодинамики. Например, в [5] с помощью газодинамического решателя ANSYS Fluent проведено численное моделирование процессов, протекающих внутри камеры гелиотеплотехнической системы. Описаны особенности движения воздуха внутри камеры, проведен анализ характерных условий обтекания объектов внутри камеры. Визуализация распределения потоков и температур позволяет проанализировать и оценить влияние вихревой структуры потока внутри камеры на процессы, происходящие в теплообменных устройствах, предложить пути интенсификации теплообмена между нагретой пластиной и нагреваемым агентом.

Валидация расчетного алгоритма может быть проведена на основе теплотехнического расчета, например, приведенного в [4, 6], а верификация – на основе экспериментальных данных [7]. Комплексное применение теплотехнических расчетов, экспериментальных исследований и методов вычислительной гидрогазодинамики позволяет создать цифровой двойник гелиотеплотехнических устройств и с его использованием апробировать пассивные методы интенсификации теплообмена для плоских гелиовоздухоподогревателей.

Литература

1. Кляйн С., Даффи Дж. А., Бекман У. А. Анализ переходных режимов в гелиоустановках типа «горячий ящик» // Тр. амер. о-ва инж.-мех. Сер. А. Энергетические машины и установки. 1974. Т. 30, № 2.

2. Домород Л. С., Конев С. В. Разработка и применение гелиотеплотехнических систем в Беларуси // Тр. 7-й междунар. науч.-техн. конф. «Энерго- и материалосберегающие экологически чистые технологии. Гродно, 2005.

3. Goswami D. Yogi. Principles of Solar Enginneering. By Francis Group, LLC, 2015. – 763 p.

4. Abbasov Y., Usmonov M. Calculation of their power and heating surface in improving the efficiency of air heating systems // SAI. 2022. № A7.

5. Конева Н. С., Жукова Ю. В. Применение методов численного моделирования для проектирования элементов гелиотеплотехнической системы// Тепло- и массоперенос – 2017. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2018. С. 34–39.

6. Uzbekov M. O., Abbasov Y. S., Omonillayev B. I. Theoretical analysis of the characteristics of the air flow when flowing metal shavings in the solar air heaters // European Science Review. 2018. № 1-2.

7. Аббасов Е. С., Умурзакова М. А. Вопросы повышения эффективности солнечных воздухонагревателей и методы расчета теплообмена на гелиоприемниках с прерывистым пограничным слоем // Int. Scientific Review. 2019. № 1 (41).

УДК 532.517

СТРУКТУРА СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕН В ОДНОРЯДНОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ПУЧКЕ ОРЕБРЕННЫХ ТРУБ

А. Г. Абрамов[1], Е. С. Данильчик[2], М. А. Засимова[1], Г. С. Маршалова[2], А. А. Пожилов[1], Е. М. Смирнов[1], А. В. Филатова[1]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представляются результаты численного исследования свободноконвективного движения воздуха через однорядный пучок оребренных труб в диапазоне чисел Грасгофа $3.8 \cdot 10^4$–$5.7 \cdot 10^5$. Анализируется влияние краевых эффектов на структуру течения и теплоотдачу от поверхности пучка: расчетные данные, полученные для предельного случая пучка с бесконечным числом труб, сравниваются с результатами вычислений для пучка, состоящего из шести труб и находящегося в безграничном пространстве; вычисления для пучка из шести труб проведены в двух вариантах без и с наличием ограничивающих вертикальных пластин у крайних труб.

Ключевые слова: *трубный пучок, численное моделирование, свободная конвекция.*

Для охлаждения больших объемов технологических сред в промышленности широкое применение получили аппараты и теплообменники воздушного охлаждения (АВО и ТВО) [1]. Рабочие узлы АВО и ТВО представляют собой ряды труб с внешним оребрением, охлаждаемых снаружи течением воздуха в режимах вынужденной и/или свободной конвекции. Инженерные подходы к проектированию рабочих узлов АВО и ТВО опираются на эмпирические данные об интегральных теплогидравлических характеристиках трубных пучков. Современные вычислительные методы моделирования трехмерного течения и теплообмена позволяют получить не только интегральные характеристики трубных пучков, но и детальную информацию о формируемом вблизи труб течении и локальной теплоотдаче. В перспективе эта информация может стать основой для определения условий, ведущих к интенсификации теплоотдачи АВО и ТВО. В настоящем докладе представляются результаты трехмерного численного моделирования свободноконвективного движения воздуха через горизонтальный пучок оребренных труб.

Рассматривается однорядный пучок безграничных по оси труб, фрагмент которого показан на рис. 1, *а*. На несущей трубе диаметром $d_0 = 26.4$ мм расположены сплошные поперечные ребра, диаметр которых $d = 56.8$ мм, высота $h = 15.2$ мм. Толщина ребра δ принята постоянной и равной 0.55 мм, расстояние между ребрами по длине несущей трубы $s = 2.43$ мм. Коэффициент оребрения $\varphi = 1 + 2h\,(d_0 + h + \delta)/sd_0 = 20.9$. Поперечный шаг труб равен $S_1 = 58$ мм, минимальный зазор между ребрами соседних труб $S_1 - d = 1.2$ мм.

Первая серия расчетов проведена для предельного случая течения воздуха сквозь пучок с бесконечным числом труб ($N = \infty$). В этих расчетах использовалась простейшая (базовая) конфигурация расчетной области в плоскости x-y, отмеченная на рис. 1, *б* синим цветом. Вдоль оси трубы расчетная область охватывала половину шага оребрения. Размеры области вдоль координатных осей $0.5S_1 \times 8.5d \times 0.5\,s$, расстояние от центра трубы до нижней и верхней («открытых») границ расчетной области составляют $1.75d$ и $6.75d$ соответственно.

Вторая серия расчетов была проведена для ограниченного по количеству труб пучка, состоящего из шести труб ($N = 6$). Рассмотрены варианты без введения и с введением с боков пучка ограничивающих вертикальных пластин, высота которых близка к диаметру ребра (рис. 1, *в*), а минимальное расстояние до ребра крайней трубы – 0.6 мм. Постановка задачи

при $N = 6$ и введении пластин с боковых сторон пучка приближена к исследованной в [2] экспериментальной конфигурации.

Расчеты проводились как в предположении симметрии течения относительно плоскости, проходящей через середину пучка (на рис. 1, *в* отмечена синим цветом; расстояние от пучка до внешней вертикальной границы составляло 6.3d), так и с использованием расчетной области (размером 18.6d × 8.5d × 0.5 s), включающей все шесть труб.

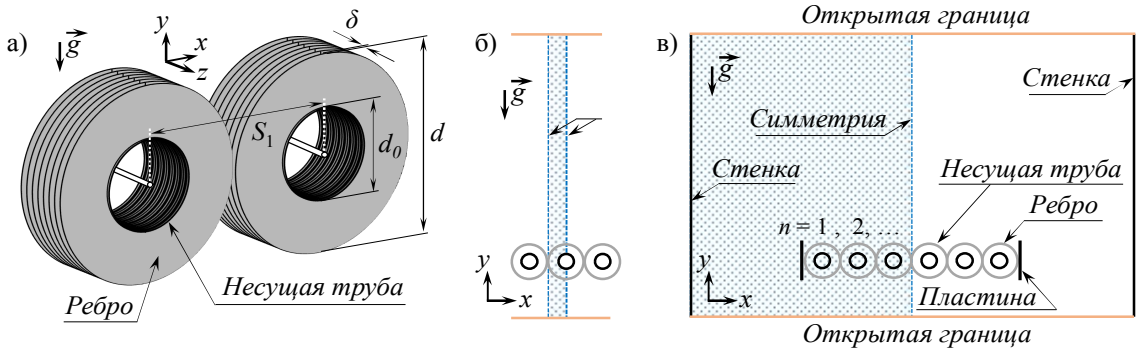


Рис. 1. Фрагмент пучка оребренных труб (*а*); расчетные области при $N = \infty$ (*б*) и $N = 6$ (*в*)

Задача решалась в сопряженной постановке – совместно с течением рассчитывался теплоперенос по алюминиевым ребрам труб. Температура окружающего воздуха T_0 принималась равной 22.1 °C. Температура поверхности несущей трубы T_w полагалась постоянной, варьируемой от 37 до 244 °C. Ограничивающие пучок пластины считались теплоизолированными. Скорость плавучести оценивалась по формуле $V_b = (g\varepsilon_T d_0)^{0.5}$, где $\varepsilon_T = \beta(T_w - T_0)$; коэффициент теплового расширения β определен по T_0. Значения скорости плавучести находились в диапазоне 12–44 см/с, соответствующие значения числа Грасгофа $Gr = (V_b d_0/\nu)^2 = 3.8\cdot10^4$–$5.7\cdot10^5$.

Моделирование течения воздуха осуществлялось посредством решения нестационарных уравнений Навье–Стокса как в приближении Буссинеска для учета эффектов плавучести, так и на основе модели сжимаемого совершенного газа с переменными коэффициентами диффузионного переноса (в случае использования приближения Буссинеска все физические свойства воздуха брались при температуре T_0). Для расчетов применялся гидродинамический пакет ANSYS Fluent, в котором активировались схемы дискретизации второго порядка точности по пространству и времени. Размерность сетки, использовавшейся в первой серии расчетов, составляла 17 тыс. ячеек; во второй серии использовались сетки размерностью 135 и 270 тыс. ячеек. Шаг по времени принимался равным 0.02 с. Продолжительность обрабатываемой выборки, относящейся к статистически установившемуся режиму течения, была равной 40 с, что для всех вариантов составляло не менее 180 характерных времен, оцениваемых как $t_s = d_0/V_b$.

Согласно решениям, полученным в первой серии расчетов ($N = \infty$), при значениях $Gr \le 2.4\cdot10^5$ устанавливается стационарное движение воздуха. Типичная картина течения в межреберном пространстве пучка показана на рис. 2, *а*, *б* для варианта с $Gr = 3.8\cdot10^4$. Под действием сил плавучести воздух под пучком движется по направлению к нагретой трубе со значениями скорости около 1 см/с, проходит сквозь межреберное пространство пучка, где значения скорости локально достигают 4 см/с, и межтрубный зазор – здесь значения скорости достигают уже 10 см/с. Над межтрубным зазором формируется (рис. 2, *б*) область повышенных значений температуры (тепловой факел). Примечательно, что в заданной конфигурации расчетной области над пучком, помимо подъемного течения, формируется нисходящее движение воздуха, вызванное эжекцией более холодных слоев в тепловой факел. При $Gr \ge 3\cdot10^5$ реализуется нестационарное движение: сформированный над межтрубным зазором тепловой факел периодически (примерно раз в 1 с) отходит от поверхности труб.

На рис. 2, *б* показаны интегральные значения числа Нуссельта, оцененные по формуле $\mathrm{Nu} = Q_w d_0/(\lambda F(T_w - T_0))$, здесь Q_w – теплосъем на участке трубы длины l, $F = \pi d_0 \varphi l$ – теплоотдающая площадь поверхности оребренной трубы. В расчетах значение l принималось равным толщине расчетной области $0.5s$, в эксперименте [2] – длине трубы. В случае нестационарных режимов конвекции значения числа Нуссельта осреднялись по времени. Видно, что результаты, полученные с использованием приближения Буссинеска, близки к полученным по модели сжимаемого газа лишь при $\varepsilon_T < 0.1$. Результаты расчетов для сжимаемого газа согласуются с экспериментальными данными [2] в рассмотренном диапазоне значений Gr.

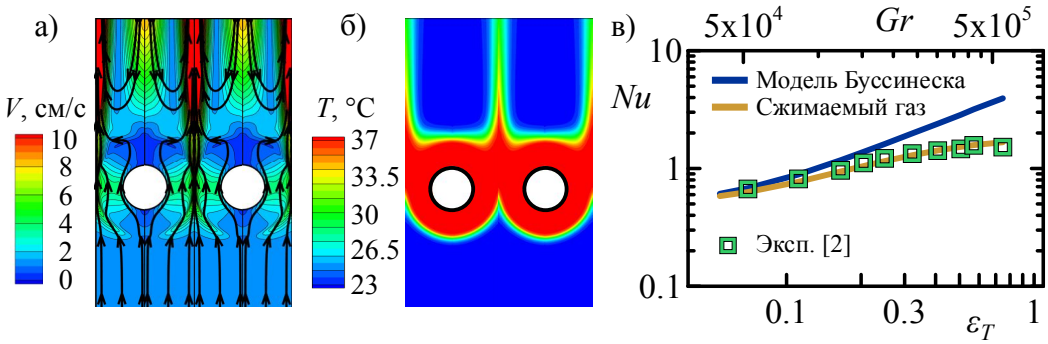


Рис. 2. Поля скорости (*а*) и температуры (*б*) в межреберной плоскости для $N = \infty$ и $\mathrm{Gr} = 3.8 \cdot 10^4$; сопоставление с экспериментом значений Nu, рассчитанных без и с использованием приближения Буссинеска (*в*)

По результатам второй серии расчетов установлено, что нестационарное течение над трубным пучком формируется даже при наименьшем $\mathrm{Gr} = 3.8 \cdot 10^4$. Осредненные во времени картины течения, рассчитанные для вариантов без и с установкой у боковых сторон пучка ограничивающих вертикальных пластин, показаны на рис. 3, *а*, *б*. В случае ограниченного по размаху пучка труб ($N = 6$) течение в межтрубной области и в области под пучком схоже с иллюстрируемым выше течением, формирующимся в пучке бесконечного размаха. Однако над пучком структура течения сильно перестраивается, при этом наблюдается существенное влияние на поле скорости вертикальных пластин, устанавливаемых около боковых краев пучка. Отметим также, что поля средней скорости, рассчитанные в предположении зеркальной симметрии течения и без него, практически совпали. Интегральные значения Nu сведены на рис. 3, *в* для разных вариантов расчета и дополнены значением из эксперимента [2]. Представленные результаты позволяют количественно оценить влияние краевых эффектов на теплоотдачу от поверхности труб пучка. Например, различие между теплоотдачей от трубы в пучке бесконечного размаха и теплоотдачей от первой с края трубы ($n = 1$) ограниченного по размаху пучка достигает при наличии пластины 25% (в сторону уменьшения).

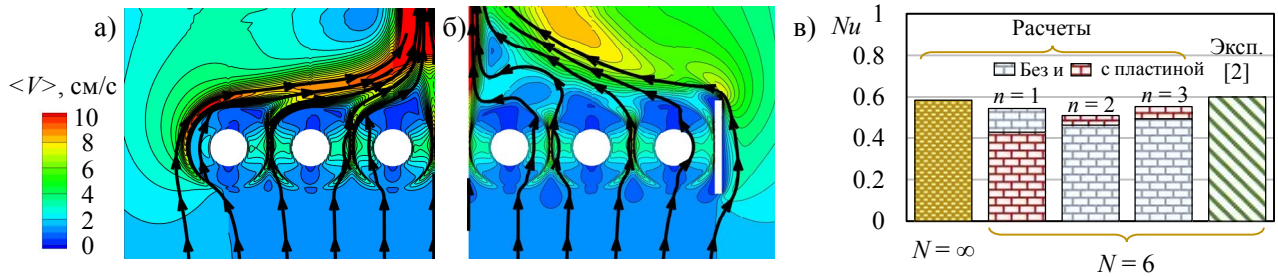


Рис. 3. Поля осредненной скорости в центральном межреберном сечении при $N = 6$ для вариантов без (*а*) и с наличием (*б*) пластин; расчетные и экспериментальное значения Nu при $\mathrm{Gr} = 3.8 \cdot 10^4$ (*в*)

Исследование выполнено за счет РНФ, грант 24-49-10003, совместно с БРФФИ, грант Т23РНФМ-005.

Литература

1. Бессонный А. Н., Дрейцер Г. А., Кунтыш В. Б. и др. Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения. СПб: Недра, 1996. – 512 с.

2. Маршалова Г. С. Тепловой расчет и проектирование аппаратов воздушного охлаждения с вытяжной шахтой: дис. … канд. техн. наук: 01.04.14. Минск, 2019. – 153 с.

УДК 66.047:536.24

ТЕПЛОМАССООБМЕН В ВИБРОКИПЯЩЕМ СЛОЕ РАСТИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОМ ПОДВОДЕ ЭНЕРГИИ

П. В. Акулич[1], Д. С. Слижук[1], А. В. Акулич[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий, г. Могилев

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований кинетики дегидратации и тепломассообмена в виброкипящем слое материалов растительного происхождения на примере частиц картофеля и моркови при конвективном и радиационно-конвективном подводах теплоты. Выполнено сравнение результатов расчета с опытными данными. Определен вклад инфракрасного излучения и конвективного потока теплоты. Показана возможность и режимы интенсификации процесса дегидратации и сокращения его продолжительности в виброкипящем слое при радиационно-конвективном подводе теплоты.

В современных технологиях весьма актуальны вопросы энергосбережения, повышения эффективности процессов дегидратации и тепловой обработки влажных материалов, в том числе растительного происхождения, при обеспечении высокого качества готовой продукции. Это обусловлено высокой энергоемкостью этих процессов, вследствие высокой исходной влажности и термолабильности растительных материалов, широким распространением в промышленности. В связи с этим развиваются исследования и поиск новых энергоэффективных способов и технологий дегидратации и тепловой обработки. Особый интерес вызывают нестационарные комбинированные способы подвода энергии, в том числе конвективно-радиационный, конвективно-микроволновой, вакуумный и сублимационный с электромагнитным излучением. Отметим, что применение высокотемпературных конвективных режимов ограничивается термолабильными свойствами материалов. В то же время импульсные, циклические, осциллирующие, ступенчатые режимы теплового воздействия позволяют создать более мягкие температурные условия обработки [1–3].

В обзорных работах [4, 5] приводится анализ инфракрасной сушки ряда пищевых материалов, в том числе зерна, фруктов, овощей и морепродуктов. Указывается на эффективность метода и возможность получения высушенных продуктов улучшенного качества (например, цвета, аромата, текстуры и сохранения питательных веществ) по сравнению с традиционной конвективной сушкой. Отмечается возможность комбинирования радиационной сушки с другими методами, такими как конвективный, вакуумный, сублимационный с целью увеличения скорости процесса, а также повышения эффективности. В работе [6] установлено, что предварительное инфракрасное облучение растительного сырья (например, яблок, айвы и дыни) перед сушкой сокращает длительность процесса и энергозатраты на 25–35% и улучшает качество конечного продукта, в частности приводит к уменьшению потерь витаминов.

Авторами работы [7] показано, что применение осциллирующей инфракрасной сушки семян овощных культур (огурцов, лука и др.) вызывает стимуляцию семян, проявляющуюся в увеличении их энергии прорастания и всхожести.

В обзоре [8] обсуждаются вопросы применения средне- и коротковолновой инфракрасной сушки, в том числе в сочетании с другими методами, для сельскохозяйственной продукции. Отмечается, что этот метод превосходит традиционные технологии сушки благодаря высокой энергоэффективности, равномерному нагреву и высокому качеству продукции.

Таким образом, анализ показывает, что исследования в этой области продолжают развиваться в поиске новых энергоэффективных режимов, комбинированных нестационарных методов подвода энергии, технологий сушки и тепловой обработки.

В настоящей работе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований тепломассообмена при дегидратации растительных материалов, в частности частиц картофеля, моркови, в виброкипящем или интенсивно перемешиваемом слое при радиационно-конвективном подводе теплоты.

Моделирование основывается на рассмотрении слоя влажного дисперсного материала, который находится в виброкипящем состоянии под действием колебаний решетки или интенсивно перемешивается. Слой материала продувается снизу вверх теплоносителем, в качестве которого применяется нагретый воздух. Для интенсификации тепломассообмена дисперсный слой сверху подвергается воздействию постоянного, ступенчатого или импульсного (циклического) инфракрасного излучения. Математическая модель приведена в работе [3]. Она основана на уравнениях сохранения массы газовой фазы, фильтрации, переноса теплоты и влаги в фазах. Фильтрация газа в дисперсном слое описывается уравнением Дарси. Перенос влаги в частицах материала учитывается в определении коэффициента массоотдачи. Последний рассчитывается как коэффициент массопередачи, учитывающий сопротивление массоотдачи с поверхности частиц и внутридиффузионное сопротивление переносу влаги. Аналогично учитывается термическое сопротивление переносу теплоты внутри частиц. Учитывается энергия связи влаги с материалом в определении удельной теплоты испарения влаги с использованием уравнения Клапейрона–Клаузиуса совместно с уравнением изотермы десорбции. Поглощение электромагнитного излучения в дисперсном слое описывается уравнением Бугера. Получено численное решение для нестационарного двухмерного случая.

Экспериментальные исследования процесса дегидратации растительных материалов, в частности частиц сырого картофеля и моркови, проводились в виброкипящем слое при конвективном и радиационно-конвективном энергоподводах. Для предотвращения перегрева материала инфракрасным излучением в конце процесса дегидратации воздействовали ступенчато или циклически.

Влажный дисперсный материал представлял собой кубики с размером грани ~7.4 мм. Материал насыпался в емкость с перфорированным днищем, которая приводилась в колебание от вибропривода. Амплитуда колебаний составляла 2 мм, а частота – 22–26 Гц. Высота неподвижного слоя в начале процесса принималась $h_0 \approx 30$ мм. Температура поверхности керамического излучателя $t_{изл} = 700$ °С. Излучатель марки ИКН-101 мощностью 1 кВт располагался над слоем на расстоянии 0.3 м.

Экспериментальные исследования свидетельствуют о заметной интенсификации процесса дегидратации при радиационно-конвективном подводе теплоты по сравнению с конвективным (рис. 1). Продолжительность процесса сокращается примерно в полтора раза. Следует отметить, что скорость теплоносителя в первом случае была снижена в 2.5 раза, что уменьшает потери с отработанными газами.

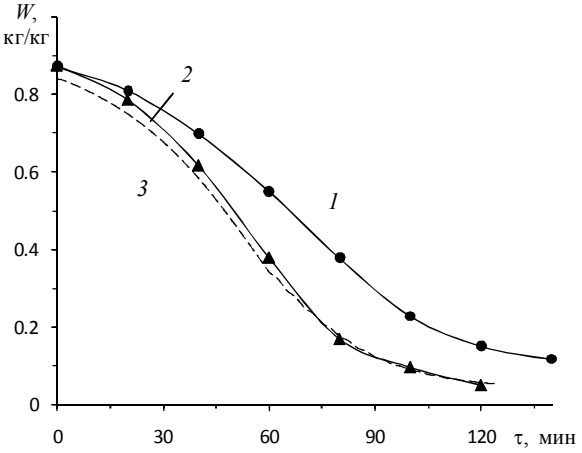
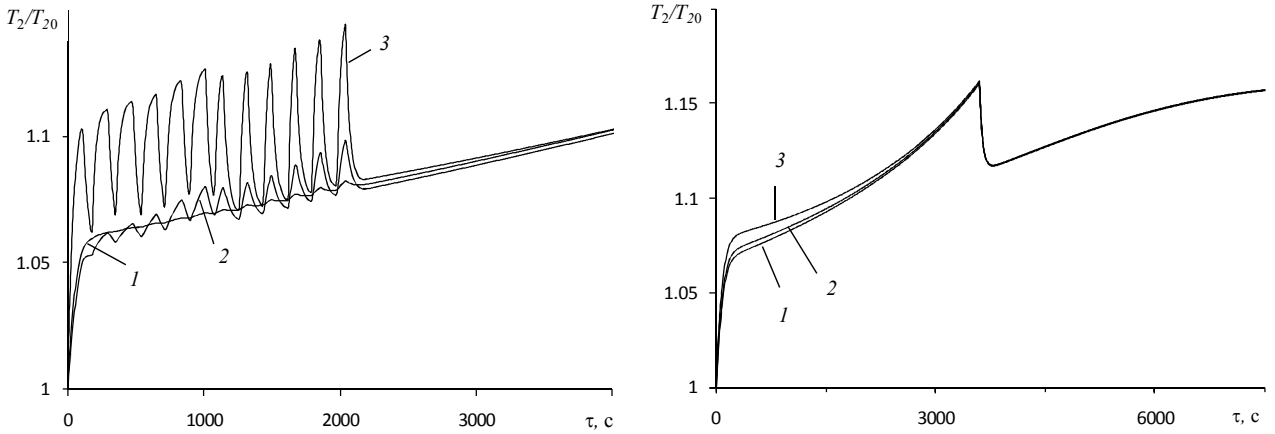


Рис. 1. Кинетические зависимости дегидратации частиц сырого картофеля в виброкипящем слое: $v_0 = 0.5$ м/с; $t_1 = 60$ °С: *1* – конвективный подвод теплоты; *2* и *3* – радиационно-конвективный энергоподвод, соответственно эксперимент и расчет: излучение непрерывно при $0 < \tau \le 40$ мин; $(\tau_{изл} + \tau_{п}) \times n$: (3 + 2)×16 при $40 < \tau \le 120$

При радиационно-конвективном подводе энергии важно поддерживать температуру материала не выше предельно допустимой, которая может приводить к снижению требуемого качества продукта. Поэтому в опытах контролировалась температура частиц. Термопара зачеканивалась в середину частицы и производилась компьютерная запись показаний. В результате моделирования получены температурные поля дисперсного слоя в процессе дегидратации. Для сравнения расчеты выполнялись для неподвижного и виброкипящего слоев (рис. 2). Видно, что в неподвижном слое температура поверхности в периоды инфракрасного воздействия заметно выше, чем нижней его области. При этом наблюдаются сильные колебания температуры. Повышение температуры поверхностного слоя ограничивает продолжительность периодов облучения, особенно в конце процесса, а также величину плотности лучистого потока. Виброкипящий слой допускает применение лучистого потока с постоянной плотностью в начале процесса на сравнительно продолжительном отрезке времени, причем понижение плотности потока излучения дает возможность подводить теплоту излучением до завершения дегидратации. При этом температура частиц находится на допустимом уровне. Температура частиц по высоте слоя мало отличается, т. е. слой прогревается практически равномерно. Регулируя интенсивность перемешивания, можно добиться высокой изотермичности слоя.



а *б*

Рис. 2. Температурные зависимости частиц материала в различных сечениях слоя при радиационно-конвективном энергоподводе: *а* – неподвижный слой t_1 = 60 °С; v_0 = 0.5 м/с; $D_{эф} = 10^{-9}$ м^2/с; $\lambda_{эф}$ = 0.18 Вт/(м·К); T_{20} = 293 К; $(\tau_{изл} + \tau_п) \times n$: (2 + 1)×6 при $0 < \tau \le 18$ мин; (1+2)×6 при $18 < \tau \le 34$, далее конвективный режим; *б* – виброкипящий (перемешиваемый) слой t_1 = 55 °С; v_0 = 0.2 м/с; $D_{эф}$ = = 10^{-7} м^2/с; $\lambda_{эф}$ = 18 Вт/(м·К); q_0 = 9 кВт/м^2 при $0 < \tau \le 60$ мин; q_0 = 2.5 кВт/м^2 при $\tau > 60$

Далее сделана оценка соотношения лучистого и конвективного удельных потоков теплоты. Результаты приведены на рис. 3. Удельные потоки, подводимые к частицам, рассчитывались на 1 кг испаренной влаги. Видно, что в самом начале процесса они велики вследствие прогрева материала и слабой интенсивности испарения. В первом периоде лучистая составляющая значительно выше конвективной, что обусловлено невысокой скоростью потока теплоносителя и непрерывным облучением слоя. Однако конвективная составляющая в первом периоде может быть весомой. Далее при удалении связанной влаги скорость испарения влаги существенно замедляется, а удельный лучистый поток значительно возрастает. Конвективный удельный поток мал или отсутствует. Частицы материала охлаждаются за счет конвективного теплообмена. Поэтому нет необходимости повышать скорость газа, так как это приводит к снижению эффективности процесса. Следует отметить, что создание кипящего слоя может увеличивать конвективный отвод теплоты, подводимой к частицам излучением, и тем самым приводить к потерям теплоты.

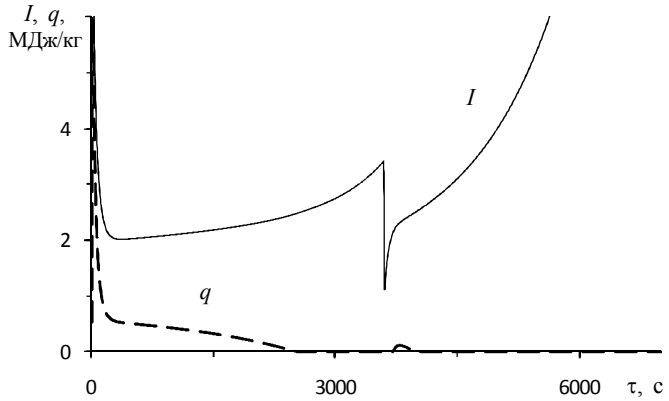


Рис. 3. Временные зависимости лучистого I и конвективного q удельных потоков теплоты: параметры режима соответствуют данным рис. 2, *б*

Подобные исследования проводились при дегидратации частиц моркови. Результаты также свидетельствуют о возможности интенсификации процесса дегидратации за счет создания виброкипящего слоя при небольшой скорости теплоносителя и инфракрасном воздействии.

Заключение. В результате теоретических и экспериментальных исследований тепломассообмена в виброкипящем (интенсивно перемешиваемом) слое при радиационно-конвективном подводе теплоты показаны возможности и режимы интенсификации процесса дегидратации растительных материалов.

Обозначения

$D_{эф}$ и $\lambda_{эф}$ – эффективные коэффициенты влагопроводности и теплопроводности слоя, м^2/с и Вт/(м·К); n – число циклов; q_0 – плотность потока, падающего на слой излучения, кВт/м^2; T_2 – температура частиц, К; t_1 – температура теплоносителя на входе в слой, °С; v_0 – скорость теплоносителя на входе в слой, м/с; W – влажность частиц (на общую массу), кг/кг; τ – время, с (мин); $\tau_{изл}$, $\tau_п$ – продолжительность облучения и пауз, мин.

Литература

1. Акулич П. В., Акулич А. В. Конвективные сушильные установки: методы и примеры расчета. Минск: Вышэйшая школа, 2019. – 376 с.

2. Акулич П. В., Слижук Д. С. Тепловлагоперенос в неподвижном дисперсном слое растительных материалов при комбинированном энергоподводе // ИФЖ. 2020. Т. 93, № 4. С. 800–808.

3. Акулич П. В., Слижук Д. С. Тепломассоперенос в плотном слое при дегидратации коллоидных и сорбционных капиллярно-пористых материалов в условиях нестационарного радиационно-конвективного энергоподвода // Теоретические основы химической технологии. 2022. Т. 56, № 2. С. 148–157.

4. Sakare P., Prasad N., Thombare N., Singh R. and Sharma S. C. Infrared drying of food materials: recent advances // Food Engineering Reviews. 2020. Vol. 12. P. 381–398.

5. Li K., Zhang M., Mujumdar A. S. and Chitrakar B. Recent developments in physical field-based drying techniques for fruits and vegetables // Drying Technology. 2019. Vol. 37, Issue 15. P. 1954–1973.

6. Снежкин Ю. Ф., Боряк Л. А., Избасаров Д. С. Энергосбережение и интенсификация процесса сушки импульсным ИК-облучением // Промышленная теплотехника. 2001. Т. 23, № 4–5. С. 90–94.

7. Рудобашта С. П., Зуева Г. А., Зуев А. И. Осциллирующая инфракрасная сушка и стимуляция семян // Тезисы докладов и сообщений XV Минского междунар. форума по тепло- и массообмену 23–26 мая 2016. г. Минск, 2016. Т. 3. С. 191–195.

8. Aiqing Li, Siyi Qiao, Maoxiang Xia, Yawen Lin, Lei Wang, Yongkang Xie, Jianrong Li & Xuepeng Li. Medium and short-wave infrared drying: principles, applications, and future trends // Drying Technology. 2023. Vol. 41, Issue 10. P. 1569–1582.

УДК 662.933.1

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ТОПКЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОТЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВУТ В ВОССТАНОВИТЕЛЬНОЙ СТУПЕНИ

С. В. Алексеенко[1], А. А. Дектерев[1,2], В. А. Кузнецов[1,2], Л. И. Мальцев[1]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

Работа посвящена расчетному исследованию процессов аэродинамики, теплообмена и горения пылеугольного топлива в топочной камере энергетического котла БКЗ 500-140-1 с трехступенчатой схемой сжигания, где в качестве топлива восстановителя используется ВУТ. Показано, что предлагаемая минимальная схема реконструкции котла при достижении проектных характеристик по теплообмену и эффективности сжигания пылеугольного топлива позволяет до 40% снизить выбросы NO_x.

Ключевые слова: *трехступенчатое сжигание, пылеугольное топливо, ВУТ, математическое моделирование.*

Несмотря на возрастающие экологические требования, в мировом энергетическом балансе уголь по-прежнему остается и, по-видимому, в среднесрочной перспективе будет оставаться основным источником для выработки электрической и тепловой энергии. На ТЭС России, также как и в мире, вряд ли стоит ожидать существенного уменьшения использования угля в ближайшие годы [1]. Энергетическое оборудование угольных ТЭС в большей части выработало свой ресурс и требует модернизации с применением экологически чистых и энергоэффективных и ресурсосберегающих технологий.

В Институте теплофизики СО РАН развивается ряд перспективных технологий энергетического использования угольного топлива. Одна из технологий прошла апробацию факельного сжигания ВУТ в топочных камерах малых промышленных котлов [2].

Современный уровень развития и использования математического моделирования физико-химических процессов при горении угольного топлива в топочно-горелочных устройствах позволяет оперативно проводить исследования по изучению перспективных технологии и определять целесообразность их внедрения.

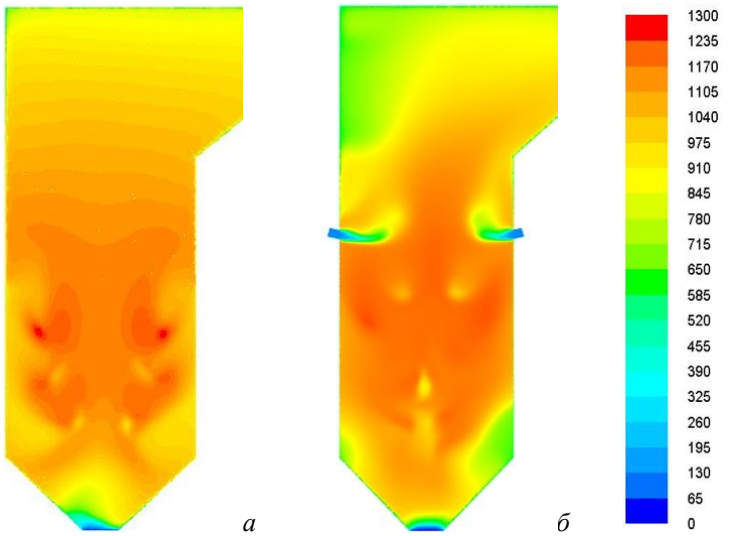
Технология, использующая ВУТ в трехступенчатой схеме сжигания угля, была предложена и численно исследована авторами в работе [3]. Было показано, что при использовании ВУТ вместо рядового угля в восстановительной ступени снижение выбросов NO_x достигает 45%. Такая технология возможна к реализации только для вновь проектируемых котлов. При реконструкции существующих топок невозможно увеличить высоту котла, тем самым расширив зону дожигания как в традиционных схемах трехступенчатого сжигания. Однако анализ тепловых характеристик и динамики выгорания топлива [3] показал, что в топке достаточно интенсивно происходит перемешивание в восстановительной и окислительной ступенях, быстрое догорание топлива, что позволяет сделать попытку снижения высоты топочной камеры.

Настоящая работа посвящена расчетному анализу процессов в топочной камере существующего энергетического котла с реализацией ступенчатости с использованием ВУТ в существующих размерах топки.

Для описания физико-химических процессов в топке использовались модель движения многокомпонентной газовой среды (несущей фазы) с применением RANS модели турбулентности, модель сложного радиационно-конвективного теплообмена, модель движения капель/частиц, процессов с ними, испарение/сушка, пиролиз, горение коксового остатка – на основе подхода Лагранжа, модель горения углеводородов в газовой фазе на основе гибрид-

ной модели, сочетающей механизмы химического реагирования и турбулентного обмена, модель образования NOx.

Результаты моделирования (рисунок, таблица) показали, что возможна реализация схемы трехступенчатого сжигания угля с использованием ВУТ в восстановительной ступени. При этом как локальные, так и интегральные характеристики для реконструируемой топки не уступают существующему варианту, а выбросы NO_x снижаются на 40%.



Распределение температуры в центральном сечении по высоте топочной камеры: *а* – базовый вариант топки; *б* – топка с трехступенчатой схемой сжигания при использовании ВУТ в восстановительной зоне

Результаты моделирования

Параметр	Топка		
	базовая	с трехступенчатостью увеличенная [3]	с трехступенчатостью базовая
$T_{газа}$, °C	1074.1	969.3	1020
Расход газа, кг/с	233.6	237.6	237,46
O_2, %	2.69	2.33	2,71
NO_2, мг/м^3	481.8	266.7	298,08
Мех. недожег, %	1.9	0.51	2,07

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ 121031800229-1).

Литература

1. Тугов А. Н., Артемьева И. В. Состояние угольных электрогенерирующих мощностей в мире // Энергохозяйство за рубежом. 2021. № 6. С. 1–24.

2. Алексеенко С. В. и др. Результаты опытно-эксплуатационного сжигания водоугольного топлива в водогрейном котле малой мощности // Изв. Томского политехн. ун-та. Инжиниринг георесурсов. 2017. Т. 328, № 12. С. 16–28.

3. Alekseenko S. V., Dekterev A. A., Maltsev L. I., Kuznetsov V. A. Implementation of a three-stage scheme for the co-combustion of pulverized coal and coal-water slurry in an industrial boiler to reduce NO_x emissions // Process Safety and Environmental Protection. 2023. Vol. 169. P. 313–327.

УДК 621.81

ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ ЗАГОТОВОК ПОСЛЕ КОЛЬЦЕРАСКАТКИ

В. Е. Антонюк[1], В. В. Яворский[2], С. Г. Сандомирский[1], Н. П. Тимошенко[1]

[1]Объединенный институт машиностроения НАН Беларуси, г. Минск
[2]Белорусский автомобильный завод, г. Жодино

Выполнен анализ способов охлаждения кольцевых заготовок после кольцераскатки. Отмечена необходимость управления процессом охлаждения кольцевых заготовок после кольцераскатки для обеспечения их повышенной точности. Для устранения овальности кольцевых заготовок малой жесткости после кольцераскатки предложено использовать технологию их управляемого охлаждения и стабилизации. Разработана последовательность управления тепловыми деформациями кольцевой заготовки в процессе охлаждения с целью сохранения достигнутой точности «горячего» кольца после кольцераскатки на «холодном» кольце после охлаждения. Предложенные рекомендации предназначены для разработки технологического обеспечения автоматизированного кольцераскатного комплекса на ОАО «БЕЛАЗ».

Ключевые слова: *кольцевая заготовка, овальность, допуск, охлаждение, циклическое нагружение.*

В ближайшие годы в составе Белорусского автомобильного завода будет создан уникальный автоматизированный комплекс для производства кольцевых заготовок с наружным диаметром от 350 до 3000 мм и массой до 3000 кг [1]. Этот комплекс не только будет удовлетворять потребности белорусских предприятий в кольцевых заготовках, но и будет поставлять их на экспорт. Для таких поставок важно достижение высокой точности, которая при изготовлении кольцевых заготовок на автоматизированной линии зависит от ряда факторов. Кольцераскатное оборудование управляет процессом кольцераскатки «горячего» кольца (рис. 1). Но дальнейшее обеспечение точности «холодного» кольца не входит в задачи поставщиков оборудования и становится задачей покупателей.

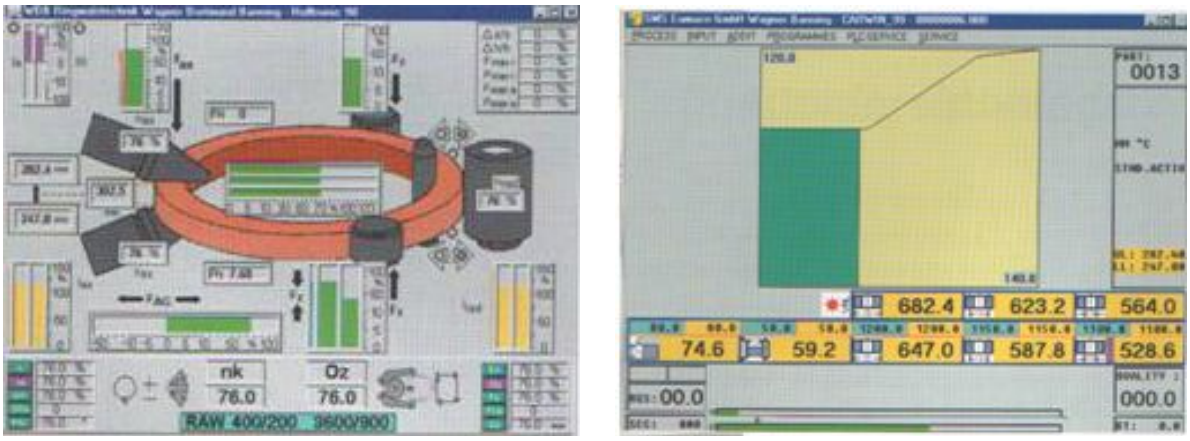


Рис. 1. Экраны в системе CARWIN для управления положением инструмента и заготовки в кольцераскатном стане и для управления изменениями сечения кольца

Целью доклада является разработка рекомендаций по управлению тепловыми деформациями кольцевой заготовки в процессе охлаждения для сохранения точности «горячего» кольца после кольцераскатки на «холодном» кольце после охлаждения.

Достижимую точность кольцераскатки разделяют на точность «горячего» кольца с температурой 900–800 °С и «холодного» кольца с температурой 250–60 °С. Все современные кольцераскатные станы позволяют наблюдать за размерами «горячего» кольца и корректиро-

вать режимы кольцераскатки. На рис. 1 показан вид экрана на мониторе в системе CARWIN, где отражены изменения сечения кольца, усилия на роликах и температура кольца. Это позволяет следить за процессом кольцераскатки в реальном времени [2]. Но даже при отработанном режиме кольцераскатки геометрические параметры «горячих» и «холодных» колец будут иметь разброс. Это связано с тем, что операции до кольцераскатки (резка заготовки, нагрев, прессование) имеют допуски. Обеспечение высокой точности «холодного» кольца остается сложной задачей для изготовителей [3]. Разные варианты охлаждения заготовок после кольцераскатки приведены на рис. 2.



Рис. 2. Охлаждение заготовок после кольцераскатки на транспортной системе и на поддонах

Представленные на рис. 2 системы позволяют охлаждать кольца после кольцераскатки в горизонтальном положении и не требуют больших затрат. Окончательное охлаждение колец происходит в местах складирования. Представленные решения являются экспериментально подобранными вариантами транспортировки и неполного охлаждения кольцевых заготовок.

Погрешности изготовления заготовки устраняют за счет увеличения припусков под механическую обработку. Для изготовителей кольцевых заготовок это менее затратно по сравнению с поисками путей повышения точности при кольцераскатке и охлаждении. Но для заготовок из дорогих легированных сталей менее затратным становится изготовление точных профильных заготовок. Поэтому для повышения точности кольцевых заготовок малой жесткости путем устранения наиболее часто встречающейся после кольцераскатки погрешности в виде овальности нами предложена [4] технология их охлаждения и стабилизации, основанная на управлении тепловыми деформациями заготовки.

Сущность управляемого охлаждения заключается в охлаждении кольцевых заготовок с одновременным воздействием на их циклического нагружения при постоянной величине заданного геометрического параметра кольцевой заготовки. Предлагаемая технология управляемого охлаждения принципиально отличается от известных методов охлаждения кольцевых заготовок в туннелях и в стопках, при которых происходит неконтролируемая усадка с образованием дополнительных погрешностей формы кольцевой заготовки, и от экспандирования, при котором происходит непрерывное статическое нагружение и изменение диаметра кольцевой заготовки.

Сущность управляемого охлаждения в докладе пояснена на примере охлаждения маложесткой кольцевой заготовки с нагружением при постоянной величине заданного внутреннего диаметра d = 2195,5 мм заготовки. Предполагается, что «горячая» заготовка изготовлена кольцераскаткой с точностью d по степени IT 16 2223 ±5,5 мм с овальностью d в пределах допуска на диаметр 11 мм. Для последующего управляемого охлаждения кольцевой заготовки с нагружением при постоянной величине заданного внутреннего диаметра применим устройство, базирующееся на использовании рычажно-шарнирного механизма, функциональная схема которого представлена в [5]. Использование рычажно-шарнирного механизма решает

проблемы нагружения заготовки: максимальное усилие создают лишь в конце нагружения; ускоренное перемещение плунжера в начале нагружения и замедленное в конце рабочего хода происходит автоматически вследствие переменного передаточного отношения между усилием на цилиндре привода и усилием на плунжере.

После кольцераскатки «горячее» кольцо с температурой 1026 °С с исходной погрешностью *d* помещают на устройство с плунжерами в разжатом положении с размером, равным верхнему допуску на внутренний диаметр холодного кольца – 2190 + 5,5 = 2195,5 мм. Затем включают возвратно-поступательное движение плунжеров и «горячее» кольцо начинает охлаждаться и нагружаться циклической растягивающей нагрузкой. Происходит усадка кольца и после уменьшения его *d* при минимальном размере овала до размера 2195,5 полугорячее кольцо входит в контакт с плунжерами устройства на диаметре 2195,5 с одной парой плунжеров. При дальнейшем охлаждении происходит нагружение кольца следующими парами плунжеров и овальность полностью устраняется при максимальном выдвижении плунжеров на диаметр 2195,5. Для полного исключения овальности продолжается нагружение полугорячей кольцевой заготовки до полного охлаждения. На рис. 3 представлена последовательность управляемого охлаждения кольцевой заготовки.

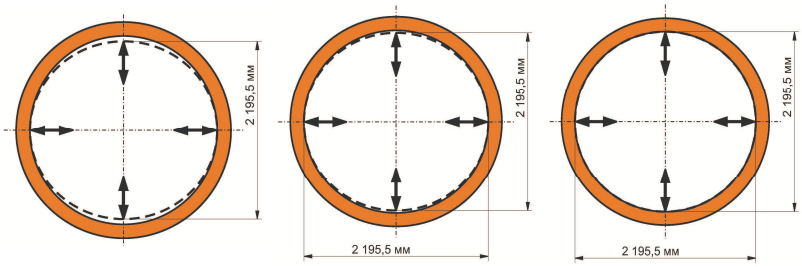


Рис. 3. Последовательность управляемого охлаждения кольцевой заготовки

Выполнен анализ возможностей кольцераскатки в обеспечении повышенной точности кольцевых заготовок. Предложено использовать технологию управляемого охлаждения и стабилизации кольцевых заготовок малой жесткости для устранения овальности после кольцераскатки. Разработана последовательность управления тепловыми деформациями заготовки при охлаждении с целью сохранения достигнутой точности «горячего» кольца после кольцераскатки на «холодном» кольце после охлаждения.

Литература

1. ОАО «БЕЛАЗ» построит современный комплекс кольцераскатки в Орше. – Режим доступа: https://vitvesti.by/economy/belaz-postroit-v-orshe-sovremennyi-koltceraskatnyi-kompleks.html/. – Дата доступа: 30.10.2023.

2. Ringwalzwerk // [Electronic resource]. – Mode of access: https://de.wikipedia.org/wiki/Ringwalzwerk. – Date of access: 30.10.2023.

3. Антонюк В. Е., Сандомирский С. Г. Динамическая стабилизация маложестких колец после кольцераскатки // Механика машин, механизмов и материалов. 2020. № 3 (52). С. 34–41.

4. Антонюк В. Е., Сандомирский С. Г., Яворский В. В. Технические особенности управляемого охлаждения кольцевых заготовок после кольцераскатки // Литье и металлургия. 2023. № 1. С. 106–111.

5. Способ стабилизации формы и размеров маложесткого осесимметричного изделия: пат. на изобретение 23995 Респ. Беларусь, МПК B21D 3/08 / В. Е. Антонюк, В. В. Рудый, В. В. Яворский, С. Г. Сандомирский; заявитель: «Объединенный институт машиностроения НАН Беларуси». № a20210227; заявл. 29.07.2021; опубл. 30.04.2023. // Афіцыйны бюл. 2023. № 2.

УДК 621.039.517.5

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ ДАВЛЕНИИ В ГЛАДКИХ И ДИСТАНЦИОНИРУЕМЫХ ПРОВОЛОЧНОЙ НАВИВКОЙ ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ

А. М. Баисов, А. С. Залесов, А. Н. Чуркин

АО ОКБ "ГИДРОПРЕСС", г. Подольск, Россия

Изложено современное состояние в области экспериментального изучения теплообмена в пучках стержней, охлаждаемых водой при сверхкритическом давлении. Предложено замыкающее соотношение для расчета коэффициента теплоотдачи, внедренное в отечественные поячейковые программы ТЕМПА-СК и MATADOR. Представлены результаты валидации на доступных исследованиях гладких и дистанционируемых проволочной навивкой пучках стержней. Отмечена необходимость проведение дополнительных экспериментов с целью разработки замыкающих соотношений, корректно учитывающих межканальный обмен и теплоперенос, особенно для пучков с проволочной навивкой.

Ключевые слова: *сверхкритическое давление, коэффициент теплоотдачи, пучок стержней, ВВЭР-СКД, проволочная навивка.*

Одним из вариантов инновационного развития водоводяных энергетических реакторов является переход к сверхкритическим параметрам теплоносителя в активной зоне, однако на пути практической реализации данного решения имеется целый ряд научно-технических задач, требующих соответствующего инженерного решения. Основной проблемой с точки зрения тепломассообменных процессов в активной зоне реактора является корректное описание поведения коэффициента теплоотдачи к воде вблизи псевдокритической температуры на поверхности твэлов, поскольку в данной области возможно появление как улучшенных, так и ухудшенных режимов теплоотдачи. Подобные расчетные методики должны быть внедрены в качестве замыкающих соотношений в поячейковые программы для выполнения проектных и оптимизационных расчетов различных вариантов конструкций тепловыделяющих сборок [1].

Проведенный анализ публикаций показал активную работу зарубежных исследователей по расширению области применения существующих программ, используемых для расчетов традиционных легководных реакторов, а также значительную нехватку экспериментальных данных, посвященных измерениям величины коэффициента теплоотдачи в пучках стрежней в широком диапазоне режимных параметров. Отмечаются трудности, связанные с воспроизводимостью и повторяемостью экспериментальных исследований [2]. Тем не менее на основе открытых источников была сформирована база экспериментальных данных, состоящая из 1815 точек, на основе которой была разработана универсальная методика расчета коэффициента теплоотдачи. Для нормальных режимов теплообмена используется следующее соотношение [3]:

$$\mathrm{Nu}_{0ж} = 0.023\,\mathrm{Re}_{ж}^{0.8}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0.4}\left(\frac{\rho_{ст}}{\rho_{ж}}\right)^{0.25}\left(\frac{\overline{c_p}}{c_{pж}}\right)^{n}, \quad \text{где} \quad n=\begin{cases}0.4 & \text{при} \quad (\overline{c_p}/c_{pж})>1,\\ 0.6 & \text{при} \quad (\overline{c_p}/c_{pж})\le 1,\end{cases} \tag{1}$$

определяющим размером в случае пучков стержней является гидравлический диаметр $d_г$. Температура стенки $t_{ст}$, необходимая для определения значений плотности $\rho_{ст}$ и среднеинтегральной теплоемкости $\overline{c_p}$, находится путем решения методом итераций нелинейного уравнения $t_{ст} = t_{ж} + qd_г/(\lambda_{ж}\mathrm{Nu}_{0ж})$.

Для учета изменения коэффициента теплоотдачи в режимах улучшенного или ухудшенного теплообмена в формулу (1) вводится дополнительный поправочный множитель Y, кото-

рый является функцией двух безразмерных комплексов $\widetilde{K}_{Am}$ и $\widetilde{K}_h$, включающих критерий Рейнольдса Re_m, безразмерный тепловой поток $K_{qm} = q\beta_m/(Gc_{pm})$ и безразмерный энтальпийный фактор $(h-h_m)/h_m$ в виде следующей комбинации:

$$Y(\widetilde{K}_{Am}, \widetilde{K}_h) = (1-\zeta)Y_1 + \zeta Y_2, \qquad (2)$$

где $\widetilde{K}_{Am} = (\mathrm{Re}_m \cdot 10^{-5})^{0.5}/(K_{qm}\cdot 10^3)$, $\widetilde{K}_h = \widetilde{K}_{Am}(h-h_m)/h_m$, $\zeta = \exp(-0.5\widetilde{K}_{Am}^2)$, для воды $Y_1 = 1 + 1.5\exp(-30\widetilde{K}_h^2 + 3\widetilde{K}_h)$, $Y_2 = 1 - 0.15\exp(-125\widetilde{K}_h^2 - 25\widetilde{K}_h)$. В представленных здесь выражениях индекс m означает, что данная величина находится при псевдокритической температуре t_m. Поправка (2) к формуле (1) не зависит от t_{cm}, поэтому коэффициент теплоотдачи можно определить из формулы

$$\mathrm{Nu}_{ж} = \mathrm{Nu}_{0ж} Y \qquad (3)$$

как $\alpha = \mathrm{Nu}_{ж}\lambda_{ж}/d_г$, а окончательное значение температуры стенки как $t_{cm} = t_{ж} + q/\alpha$.

Из сопоставления с экспериментальными данными было получено, что соотношения (1)–(3) дают среднеквадратичное отклонение равное 18.5% для имеющегося набора данных для гладких и дистанционируемых проволочной навивкой пучков стержней. При этом расчет проводился по средним параметрам теплоносителя в пучке.

Соотношения (1)–(3) были внедрены в программы ТЕМПА-СК [4, 5] и MATADOR [6]. Анализ результатов расчетов показал, что среднеквадратичное отклонение температур по окружности гладких обогреваемых имитаторов твэлов не превышало 15%. На рис. 1 продемонстрированы результаты расчета одного из экспериментов [7]. Некоторые отклонения от опытных данных могут быть также связаны с отсутствием экспериментальных работ и соответственно рекомендованных методик для учета турбулентного переноса массы, импульса и энергии в поперечном направлении при течении сверхкритических сред.

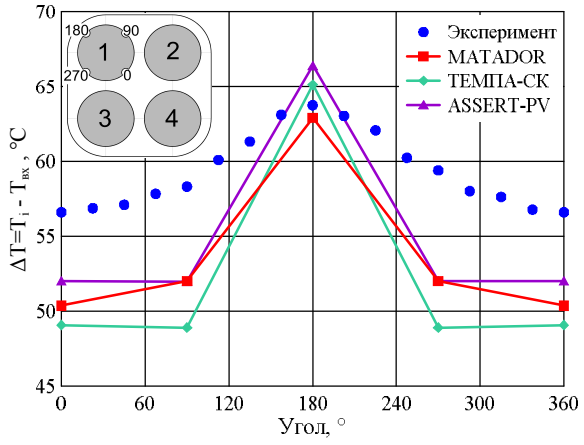


Рис. 1. Распределения температур стенки по окружности стержня № 1 при режимных параметрах P = 25 МПа, G = 1000 кг/м^2, q = = 400 кВт/м^2, $T_{вх}$ = 216 ºС

Расчет экспериментов из работы [8] проводился по программе MATADOR (рис. 2), в которую внедрены замыкающие соотношения для расчета коэффициентов межканального обмена для пучков стержней с дистанционирующей проволочной навивкой. Общая тенденция завышения результатов расчетов над экспериментальными данными наблюдалась во всех экспериментах. Кроме того, в экспериментальных данных заметен эффект смещения максимума температур стенки по окружности стержней из угловых в боковые каналы, что говорит об интенсификации процесса перемешивания теплоносителя по сравнению с пучком гладких стержней.

Для более точного описания приведенных эффектов необходимо ввести дополнительный поправочный множитель в методику расчета коэффициента теплоотдачи для учета интенсификации теплообмена за счет дополнительной турбулизации потока и уточнить расчет коэффициентов межканального обмена для пучков стержней с дистанционирующей проволочной навивкой при течении сверхкритических сред.

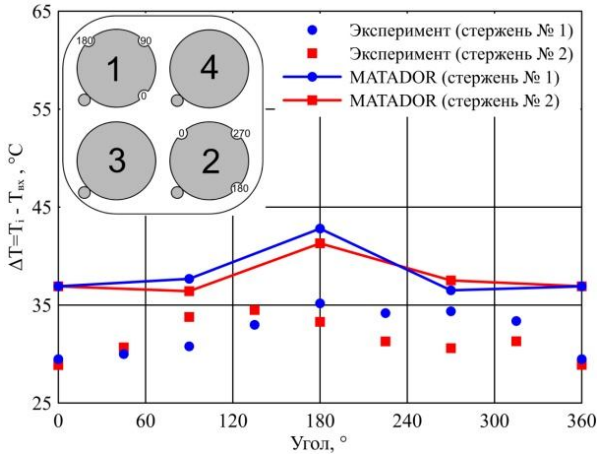


Рис. 2. Распределения температур стенки по окружности стержней при режимных параметрах P = 25 МПа, G = 1000 кг/м^2, q = = 400 кВт/м^2, $T_{вх}$ = 267 ºС

Таким образом, в ходе выполненного исследования показана принципиальная возможность расчета теплообменных процессов в пучках стержней, однако для дальнейшего проектирования и анализа различных вариантов тепловыделяющих сборок реактора ВВЭР-СКД, необходимо проведение дополнительных экспериментов с целью разработки замыкающих соотношений, корректно учитывающих межканальный обмен и теплоперенос.

Литература

1. Баисов А. М. Разработка обобщенных соотношений для расчета коэффициента теплоотдачи в тепловыделяющих сборках ядерных реакторов, охлаждаемых водой сверхкритического давления: дис. ... канд. техн. наук. М., НИЯУ МИФИ, 2022. – 208 с.

2. Ferrand T., Oettig J., Schafer L., Gschnaidtner T., Naja M. O., Wieland C., Spliethoff H. A limitation to determine heat transfer of water at supercritical pressure: the repeatability issue // Applied Thermal Engineering. 2023. Vol. 219. P. 119357.

3. Deev V. I., Kharitonov V. S., Baisov A. M., Churkin A. N. Heat transfer characteristics of water under supercritical conditions // Int. J. of Thermal Sciences. 2022. Vol. 171. P. 107238.

4. Baisov A. M., Churkin A. N., Deev V. I., Kharitonov V. S. Testing the modified subchannel TEMPA-SC code in comparison with experiments and other computer codes // J. of Nuclear Engineering and Radiation Science. 2022. NERS-21-1101.

5. Баисов А. М., Чуркин А. Н. Валидация программы ТЕМПА-СК на экспериментах с пучками тепловыделяющих стержней, охлаждаемых водой сверхкритического давления // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2022. Вып. 3. С. 4–15.

6. Залесов А. С., Чуркин А. Н. Программа MATADOR для расчёта локальных неоднородных процессов тепломассопереноса в пучках тепловыделяющих стержней // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2023. Вып. 4 (в печати).

7. Wang H., Bi Q., Wang L., Lv H., Leung L. K. H. Experimental investigation of heat transfer from a 2×2 rod bundle to supercritical pressure water // Nuclear Engineering and Design. 2014. Vol. 275. P. 205–218.

8. Wang H., Bi Q., Leung L. Heat transfer from 2×2 wire-wrapped rod bundle to supercritical pressure water // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 275. P. 486–501.

УДК 621.019

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ТЕЧЕНИИ В ОБОГРЕВАЕМОМ МИНИКАНАЛЕ

А. В. Беляев*, Н. Е. Сидельников, Э. И. Гареев, А. В. Дедов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия
**BeliayevAVL@mpei.ru*

Исследование направлено на развитие современных высокоэффективных теплообменных систем, в которые активно внедряются миниканалы. Для повышения общей энергоэффективности оборудования необходимо увеличивать коэффициент теплоотдачи как при конвекции, так и при кипении в зависимости от режима теплообмена. Исследовалась интенсификация теплообмена в обогреваемом вертикальном миниканале с диаметром $d \approx 1$ мм за счет модификации внутренней стенки. Использован доступный и давно известный метод «накатки», ранее не использовавшийся в каналах малого диаметра, $0.2 < d < 3$ мм (диапазон на основе определения [1]). Эксперименты проводились при вынужденном течении фреона R125 в условиях высоких приведенных давлений в диапазоне массовых скоростей 200–1200 кг/(м^2·с). Исследовались режимы теплоотдачи при конвекции и кипении.

В докладе представлены описания экспериментального стенда, метода модификации внутренней стенки миниканала, приведены опытные данные о коэффициенте теплоотдачи при конвекции и кипении, критических тепловых потоках и гидродинамике. Данные получены на трубке из нержавеющей стали до и после модификации.

Ключевые слова: *интенсификация теплообмена, миниканалы, модифицированная поверхность теплообмена.*

Введение. Актуальность исследований связана с повышением требований к общей эффективности энергетических систем и критическим тепловым потокам. В связи с этим наблюдается активное применение каналов малого диаметра в различных теплообменных устройствах. Например, каналы с малыми гидравлическими диаметрами улучшают общий коэффициент теплопередачи и компактность кожухотрубных теплообменников. Повышенная компактность уменьшает вес и объем теплообменников и позволяет использовать меньше рабочей жидкости. В исследовании [2] экспериментально показано увеличение общего конвективного коэффициента теплоотдачи кожухотрубного теплообменника в 1.1–6.6 раз в зависимости от условий, только лишь за счет использования миниканалов вместо макроканалов. Использование миниканалов с модифицированной поверхностью позволит еще больше увеличить эффективность подобных теплообменников.

Известные механические способы обработки и новейшие методы структурирования поверхностей позволяют достигать значительных результатов по интенсификации теплообмена [3]. Часть из них удается реализовать в макроканалах. Несмотря на технически сложную задачу, в последнее время количество работ, посвященных модификации внутренней поверхности миниканалов, только увеличивается [4–7].

Целью данной работы является апробация относительно простого метода модификации внутренней стенки миниканала с диаметром $d \approx 1$ мм, заключающегося в создании поперечных выступов, полученных методом «накатки».

Экспериментальные данные. ***Методика экспериментальных исследований.*** Эксперименты проводились при вынужденном течении фреона R125 в вертикальном канале диаметром 1.1 и длиной 50 мм при двух значениях приведенного давления по отношению к критическому – 0.43 и 0.56. Массовая скорость теплоносителя изменялась в диапазоне G = 200–1200 кг/(м^2·с). Температура потока на входе в рабочий участок была близка к температуре насыщения. В экспериментах измерялись значения температуры входа и выхода, температуры стенки в пяти сечениях по длине канала, давление, перепад давления и расход при заданном

значении теплового потока, который пошагово увеличивался до максимального и ограничивался кризисом кипения. Подробное описание экспериментального стенда и рабочего участка представлено в [8]. Измерения выполнялись с помощью автоматизированной системы сбора данных при установлении стационарного режима. Значение критического теплового потока фиксировалось по росту температуры стенки.

Модификация. В результате механического воздействия на внешней поверхности круглой трубки из нержавеющей стали были продавлены канавки (рис. 1) с образованием выступов (турбулизаторов) на внутренней поверхности, средняя высота которых составила 0.106 мм, средний шаг – 1.126 мм. Параметры накатки были определены по результатам работы [8]. Данный метод интенсификации теплообмена хорошо известен, но в литературе не удалось найти исследований с применением данного метода в каналах малого диаметра. Наибольшая эффективность данного метода получается в переходной области течения. Искусственные выступы формируют периодические срывы и присоединения потока, усиливая турбулентность. Максимально возможная интенсивность теплообмена в трубах с поперечными выступами наблюдается, когда расстояние между выступами в 5–12 раз больше высоты турбулизатора.

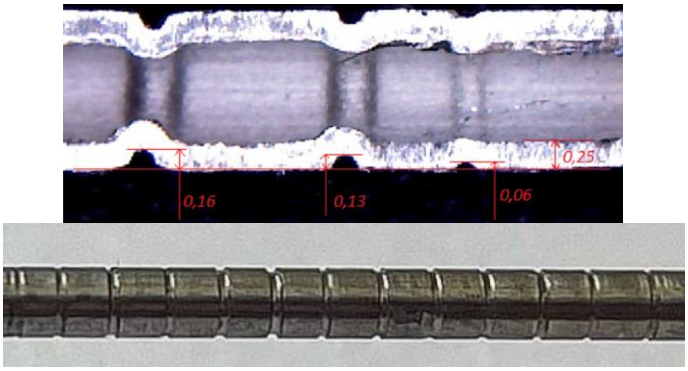


Рис. 1. Внешний вид и продольный срез миниканала с накаткой

Результаты экспериментальных исследований. Для анализа влияния модификации на потери давления были проведены специальные эксперименты. На рис. 2 представлены потери давления в зависимости от массовой скорости до и после модификации. Результаты, полученные в канале после модификации, показали незначительное увеличение потерь давления по сравнению с гладкой трубкой. В рабочем диапазоне G = 200–1200 кг/м^{2}с, на котором были получены данные о теплообмене, увеличение потерь давления не наблюдалось.

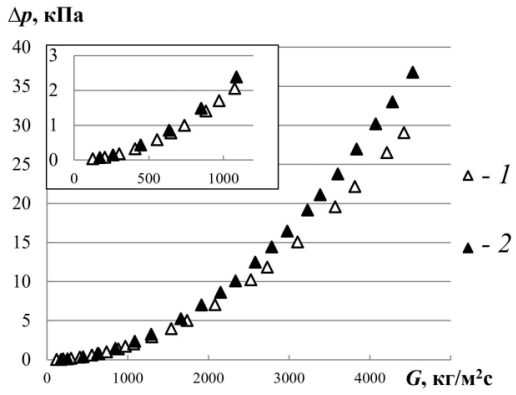


Рис. 2. Зависимость общих потерь давления от массовой скорости, R125 d = 1.1 мм: *1* – гладкая трубка; *2* – модифицированная трубка

Опытные данные о теплообмене при однофазном течении показали значительное увеличение конвективного коэффициента теплоотдачи в модифицированном канале по сравнению с гладким – в 2–2.5 раза в зависимости от числа Re.

Влияние модификации на теплоотдачу при кипении наблюдалось только при давлении $p_r = 0.56$ и $G > 400$ кг/м^{2}с. Коэффициент теплоотдачи увеличился в среднем на 20%.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 22-79-00065.

Литература

1. Kandlikar S. G., Grande W. J. Evolution of microchannel flow passages –thermohydraulic performance and fabrication technology // Heat Tran. Eng. 2003. Vol. 24 (1). P. 3–17.

2. Hasan Kücük. The effect of minichannels on the overall heat transfer coefficient and pressure drop of a shell and tube heat exchanger: experimental performance comparison // Int. J. of Thermal Sciences. June 2023. Vol. 188. P. 108217.

3. Володин О. А., Печеркин Н. И., Павленко А. Н. Интенсификация теплообмена при кипении и испарении жидкостей на модифицированных поверхностях // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59, № 2. С. 280–312.

4. Zan Wu, Bengt Sundén. On further enhancement of single-phase and flow boiling heat transfer in micro/minichannels // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2014. Vol. 40. P. 11–27.

5. Leong K. C., Ho J. Y., Wong K. K. A critical review of pool and flow boiling heat transfer of dielectric fluids on enhanced surfaces // Applied Thermal Engineering. 2017. Vol. 112 (5). P. 999–1019.

6. Gangtao Liang, Issam Mudawar. Review of channel flow boiling enhancement by surface modification, and instability suppression schemes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2020. Vol. 146. P. 118864.

7. Asif Khan, Fazle Hadi, Naveed Akram, Muhammad Anser Bashir, Hafiz Muhammad Ali, Muhammad Mansoor Janjua, Abid Hussain, Riffat Asim Pasha, Ajaz Bashir Janjua, Farukh Farukh. Review of micro and mini channels, porous heat sinks with hydrophobic surfaces for single phase fluid flow // J. of the Taiwan Institute of Chemical Engineers. 2022. Vol. 132. P. 104186.

8. Belyaev A. V., Dedov A. V., Krapivin I. I., Varava A. N., Jiang P., Xu R. Study of pressure drops and heat transfer of nonequilibrial two-phase flows // Water. 2021. Vol. 13. P. 2275.

9. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А. Интенсификации теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990. – 206 с.

УДК 66.021.4:53.082.63

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В СИСТЕМАХ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ БОЛЬШОЙ ВЧ(СВЧ)-МОЩНОСТИ

Р. В. Бударагин[1], И. А. Цветкова[1], З. Ю. Саласенко[1], А. Д. Серов[2]

[1]Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия
[2]ООО «КБ «ЮНИОН», г. Нижний Новгород, Россия

Рассмотрены результаты проектирования тепловой схемы системы охлаждения СВЧ-поглотителя. Показана эффективность работы циркуляционного тракта, достигнутая при проектировании путем решения дифференциальных уравнений конвективного теплообмена, CFD моделирования и использования системы калориметрического измерения.

Ключевые слова: *конвективный теплообмен, СВЧ-поглотитель, тепловая схема контура охлаждения, система калориметрического измерения.*

Использование систем калориметрического фиксирования и замера ВЧ(СВЧ)-сигналов с большим (от десятков ватт до нескольких сотен киловатт) уровнем мощности является в ряде случаев единственно возможным методом измерений. Точность метода определяется эффективностью преобразования электромагнитной энергии во внутреннюю энергию теплоносителя (воды), а также точностью измерения параметров теплоносителя (температуры, расхода). Поэтому важнейшим элементом таких систем является мощный ВЧ(СВЧ)-поглотитель (оконечная согласованная нагрузка), в конструкцию которого вносятся дополнительные технологические и конструктивные решения, обеспечивающие требуемый уровень теплоотдачи при хорошем согласовании нагрузки с ВЧ(СВЧ)-трактом.

На рис. 1 представлена тепловая схема системы охлаждения СВЧ-поглотителя, разработанная для контроля и автономного измерения мощности электромагнитного излучения до 20 кВт. В системе используется замкнутая схема циркуляции теплоносителя (воды) в сочетании с воздушным отводом тепла в решетках радиатора. Теплоноситель из герметичного бака с помощью циркуляционного насоса поступает на вход поглотителя, пройдя через который, нагревается. Затем с помощью вентиляторов теплоноситель охлаждается до первоначальной температуры и поступает в бак. По расходу теплоносителя и разнице его температуры до и после нагревания можно определить электромагнитную мощность, рассеиваемую на нагрузке.

Конструктивно оконечная согласованная нагрузка представляет собой нагревательный элемент (СВЧ-резистор), выполненный из пористого керамического основания цилиндрической формы с объемным проводящим слоем пиролитического углерода, помещенный в диэлектрический кожух *8* (см. рис. 1). Дополнительные элементы обеспечивают разделение входного (холодного) и выходного (нагретого) потоков теплоносителя. Холодный теплоноситель поступает на вход нагрузки и движется по кольцевому зазору между кожухом и внешней поверхностью нагревательного керамического элемента. Далее теплоноситель перетекает внутрь резистора, где происходит его дальнейшее нагревание за счет тепла, выделяемого с внутренней поверхности нагревательного элемента. За счет свойств капиллярности происходит проникновение теплоносителя внутрь пористого керамического основания резистора, при этом значительно увеличивается объем «активной» массы и улучшаются условия теплоотдачи, что приводит к увеличению мощности рассеивания резистора при сохранении его массогабаритных параметров, а также к уменьшению градиента температуры между внешней и внутренней поверхностью резистора.

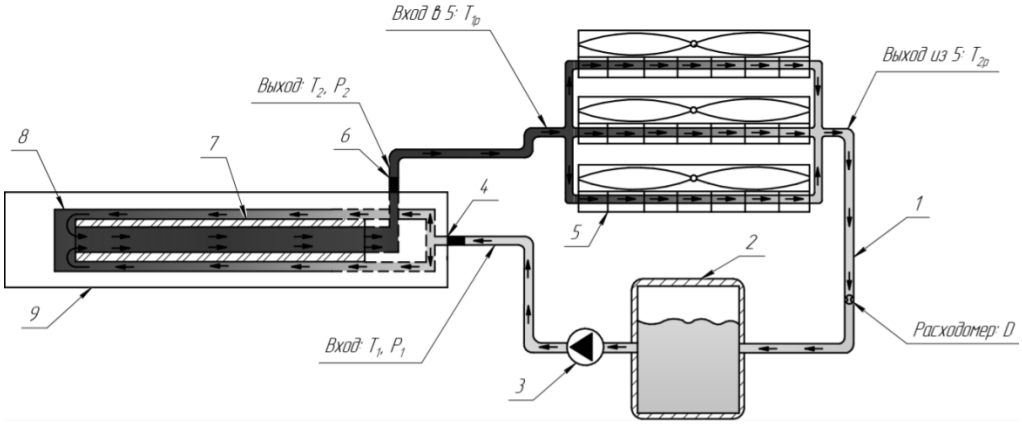


Рис. 1. Тепловая схема системы охлаждения СВЧ-поглотителя: *1* – трубопровод, *2* – бак, *3* – ЦБ насос, *4* – вход на нагрузку, *5* – радиатор с вентилятором, *6* – выход из нагрузки, *7* – резистивный элемент, *8* – кожух, *9* – металлический экран, T_1, T_2 и P_1, P_2 – датчики температуры и датчики давления

Эффективность преобразования электромагнитной энергии СВЧ-тракта во внутреннюю энергию теплоносителя зависит от нескольких факторов. Во-первых, как уже было сказано ранее, необходим хороший уровень согласования (КСВН < 1,15) поглотителя с СВЧ-трактом. Это достигается за счет помещения поглотителя в проводящий экран специальной формы. Геометрические размеры экрана, кожуха, керамического основания резистора рассчитываются с использованием электродинамической модели с учетом диэлектрических свойств теплоносителя [1].

Вторым фактором, оказывающим существенное влияние на эффективность преобразования электромагнитной энергии в тепловую, является турбулентность течения теплоносителя внутри кольцевого зазора и внутри резистора. Перенос теплоты внутри теплоносителя осуществляется путем перемешивания. Процесс конвективного теплообмена описывается системой дифференциальных уравнений: уравнение теплопроводности, уравнение Навье–Стокса, уравнение сплошности [2]:

$$\frac{\mathrm{D}t}{\mathrm{d}\tau} = a \cdot \nabla^2 t,$$

$$\rho \frac{d\vec{\omega}}{d\tau} = \rho \cdot \vec{q} - \mathrm{grad}\, P + \mu \cdot \nabla^2 \vec{\omega},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho \omega_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \omega_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \omega_z)}{\partial z} = 0,$$

где a – коэффициент температуропроводности, ρ – плотность вещества, q – плотность теплового потока, μ – динамическая вязкость, P – давление жидкости, ω – скорость движения жидкости.

Чтобы ограничить задачу и дать полное математическое описание, были использованы краевые условия в совокупности с CFD моделированием. Это позволило визуализировать градиент температуры теплоносителя в рассматриваемой модели в виде цветового поля и добиться такой интенсивности процесса перемешивания, чтобы температура в поперечном сечении потока оставалась постоянной.

Электродинамический расчет в сочетании с тепловым и гидродинамическим расчетом позволили определить оптимальные геометрические параметры СВЧ-поглотителя, при которых преобразование электрической энергии в тепловую будет наиболее эффективным.

На основании полученных данных спроектирована и изготовлена автономная система калориметрического измерения мощности СВЧ-тракта до 20 кВт, модель и внешний вид которой представлены на рис. 2. Габаритные размеры 600х600х800 мм, масса 75 кг, КСВН

СВЧ-поглотителя составляет менее 1,15 от постоянного тока до 1200 МГц. В качестве теплоносителя используется дистиллированная вода. Контроль и измерение параметров осуществляется с помощью датчиков расхода и давления, датчиков температуры охлаждающей воды на входе и выходе СВЧ-поглотителя. Датчики температуры, определяющие температурный перепад, расположены в ядре турбулентного потока.

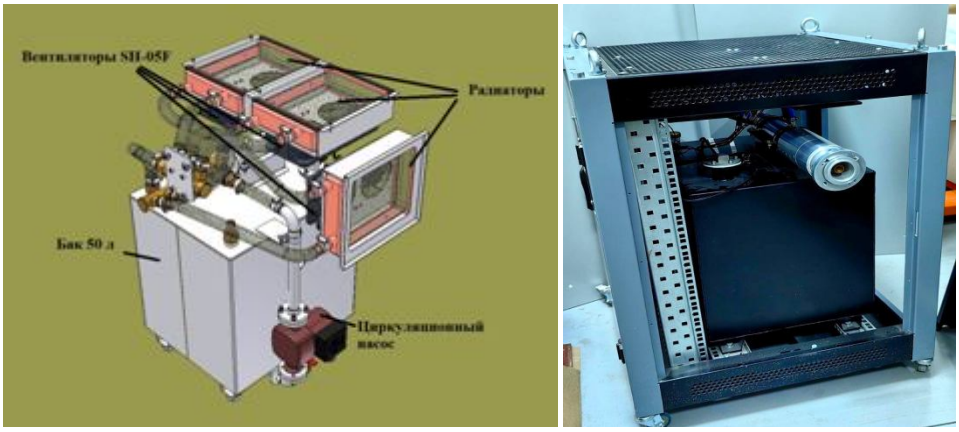


Рис. 2. Автономная система калориметрического измерения мощности СВЧ-тракта

Испытания разработанного изделия проводились на переменном токе промышленной частоты 50 Гц. На рис. 3 представлен график отношения $P_{\text{теп}}/P_{\text{эл}}$ мощности, измеренной на нагрузке с помощью вольтметра и амперметра, к мощности, определяемой по датчикам перепада температуры и массового расхода, в зависимости от величины подводимой мощности $P_{\text{эл}}/P_{\max}$. Как следует из графика, данное отношение достаточно близко к 100%, особенно на больших уровнях мощности, что указывает на эффективность работы контура охлаждения.

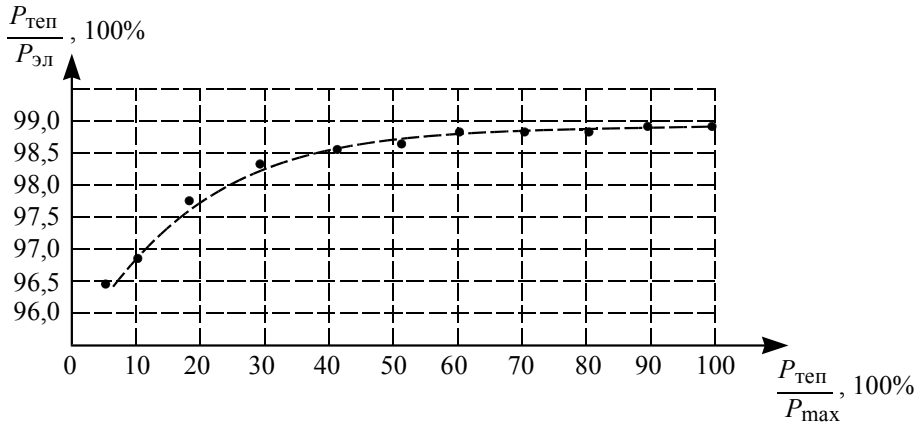


Рис. 3. Зависимость отношения $P_{\text{теп}}/P_{\text{эл}}$ от величины подводимой мощности $P_{\text{эл}}/P_{\max}$

Литература

1. Бударагин Р. В. О методике расчета задачи дифракции на диэлектрической неоднородности в экранированном волноводе методом частичных областей // Антенны. 2016. № 2 (217). С. 213–220.

2. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. – 344 с.

3. Жукаускас А., Шланчяускас А. Теплоотдача в турбулентном потоке жидкости. Вильнюс: Минтис, 1973. – 327 с.

УДК 536.24; 629.33.03-83

Л. Л. Васильев, А. С. Журавлёв, Л. П. Гракович, М. И. Рабецкий, Л. А. Драгун

ДВУХФАЗНЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОНАГРУЖЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ ЭЛЕКТРОТРАНСПОРТА

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Обеспечение оптимальных тепловых режимов работы двигателей, электроники, аккумуляторных батарей и другого оборудования электротранспорта является актуальной проблемой. При разнообразии систем охлаждения тепловыделяющих объектов использование тепловых труб и термосифонов является одним из оптимальных направлений. Электрические транспортные средства имеют высокий спрос на охлаждение из-за электрификации значительного количества компонентов (охлаждение силового привода, навигационных электронных устройств, аккумуляторной батареи, охлаждение фар, подогрев всасываемого воздуха в кондиционерах и т. д.). Тепловые трубы и термосифоны бесшумны в работе и не требуют затрат энергии, что очень важно для беспроводного электротранспорта. Они могут воспринимать тепло от охлаждаемого объекта, отводить его за пределы объема, заполненного оборудованием, и затем передавать охлаждающей жидкости или воздуху. С помощью теплообменников на тепловых трубах можно не только оптимизировать тепловые режимы работы электродвигателя, батарей и силового электронного оборудования, но и обеспечивать работу бортовых климатических установок.

Ключевые слова: *электромобиль, электротранспорт, терморегулирование, тепловая труба, термосифон.*

Замена автомобилей с ДВС на электромобили снижает выброс парниковых газов на 20%, а при производстве электроэнергии от возобновляемых источников – на 40% [1]. Электромобили отличаются относительно низкой энергоемкостью: средний легковой автомобиль с электроприводом расходует на единицу пробега в 2,3 раза меньше энергии, чем гибридный, в 3,6 раз меньше, чем газовый, и в 3,4 раза меньше, чем бензиновый и дизельный легковые автомобили [2]. Успешность эксплуатации электромобиля определяется устойчивой, надежной работой двигателя и удачным выбором источников электроэнергии. Литий-ионные аккумуляторы обладают большой удельной энергией, быстрым процессом заряда и низким показателем саморазряда, большим ресурсом, утилизируются без предварительной переработки. Для аккумуляторов критичны как переохлаждение, так и перегрев. Диапазон рабочих температур, в котором обеспечивается высокая удельная энергия литий-ионных батарей, составляет 20–50 °С (наилучшие условия работы – 25 ± 5 °С), максимальная разница температур не должна превышать 5°С в одном аккумуляторном блоке [3]. Источниками тепла являются также ротор и статор электродвигателя, оборудование силовой электроники – коммутационных устройств, обеспечивающих эффективность привода электродвигателя (преобразователи/инверторы, сильноточные чипы, переключатели, биполярные транзисторы) и бортовые зарядные устройства.

Эффективный отвод тепла от аккумуляторной батареи может быть осуществлен с помощью тепловых труб (ТТ) и термосифонов (ТС) – автономных замкнутых устройств с испарительно-конденсационным циклом, обладающих более высокой эффективной теплопроводностью, чем любые металлы.

В лаборатории пористых сред Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси протестирован макет теплоотводящей системы, представляющий собой имитацию ячейки аккумуляторной батареи в сборе с тепловыми трубами. Испарители пяти плоских тепловых труб длиной 300 мм были плотно утоплены в канавки, выфрезерованные в алюминиевой пластине толщиной 4 мм. Габариты пластины 250×170 мм соответствует

размеру пластин литий-ионных аккумуляторов батареи, входящей в силовую установку автомобиля “Geely Electro”. Предполагается, что в реальной конструкции пакет может быть многослойным с расположением испарительной зоны тепловых труб между аналогичной пластиной и охлаждаемым аккумулятором. Пластина воспринимает тепло от распложенного в следующем слое аккумулятора, которое также передается на испарители тепловых труб. Выступающие из пакета конденсаторы омываются жидкостью, поступающей из радиатора автомобиля.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. Тепловыделение пакета аккумуляторных ячеек имитировалось установленным на нижней поверхности пластины плоским электрическим нагревателем, подключенным к стабилизированному источнику постоянного тока UT12003E. Сверху и снизу сборка теплоизолировалась. Конденсаторы ТТ погружались в проточную емкость, через которую из термостата «Julabo» прокачивалась охлаждающая жидкость. Температура Т измерялась медь-константановыми термопарами, установленными под нагревателем в разных точках поверхности тепловых труб, на поверхности алюминиевой пластины и в проточной емкости. Сигналы поступали в систему сбора и обработки данных (многофункциональный блок коммутации/измерения Agilent Technology 34970A и персональный компьютер). Величина теплового потока, передаваемого на испарители ТТ через алюминиевую пластину, определялась как эквивалент подведенной к нагревателю электрической мощности за вычетом 5% тепловых потерь.

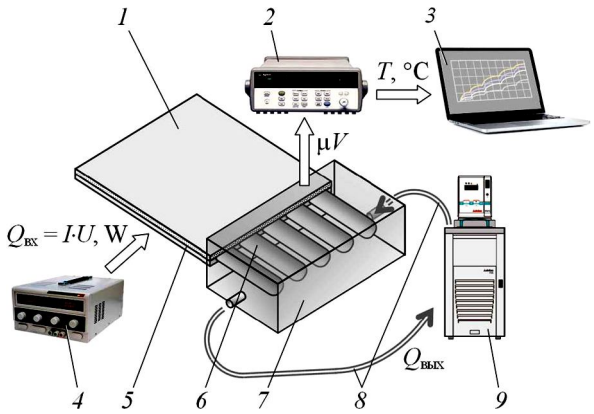


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (теплоизоляция не показана): *1* – макет теплоотводящей системы; *2* – Agilent; *3* – персональный компьютер; *4* – источник питания; *5* – плоский электронагреватель и теплоприемная алюминиевая пластина, прижатые к испарителям ТТ; *6* – конденсатор ТТ; *7* – проточная емкость; *8* – циркуляционный контур охлаждающей жидкости; *9* – термостат

При тепловой нагрузке $Q = 300$ Вт, близкой к тепловыделению пакета аккумуляторов легкового электромобиля, в стационарном режиме температура нагревателя не превышала 40 °С (рис. 2), т. е. система обеспечила необходимый тепловой режим эксплуатации литий-ионных батарей. Разность температур по поверхности алюминиевой пластины была не более 3,5 °С. Производительность рассмотренного модуля регулируется изменением скорости потока жидкости и ее температуры.

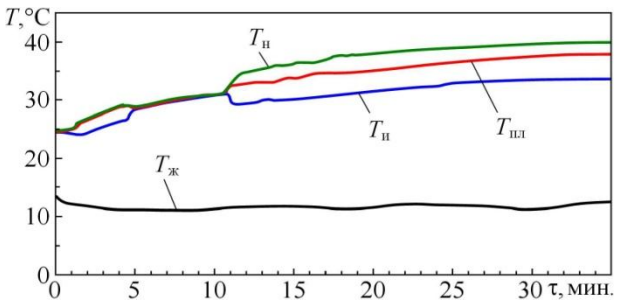


Рис. 2. Выход системы на стационарный режим ($Q = 300$ Вт): $T_н$, $T_и$, $T_{пл}$ и $T_ж$ – температуры нагревателя, испарителя тепловой трубы, алюминиевой пластины и охлаждающей жидкости

Оценочные эксперименты на макете, имитирующем ячейку аккумуляторной батареи, (рис. 3) подтвердили эффективность применения ТТ и ТС (рис. 4) в сочетании с жидкостным теплообменником для охлаждения бортовых источников питания электромобилей. В электро-

или гибридном автомобиле дополнительным источником холода (либо, при необходимости, тепла) для жидкости может быть бортовой кондиционер.

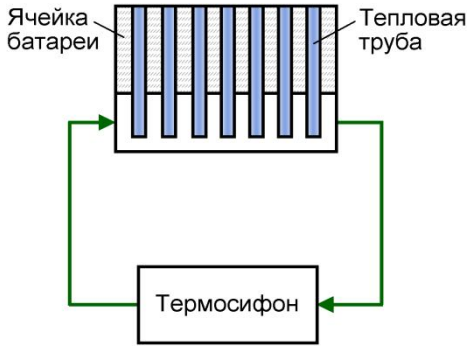


Рис. 3. Схема охлаждения литий-ионной батареи с помощью тепловых труб и кольцевого термосифона

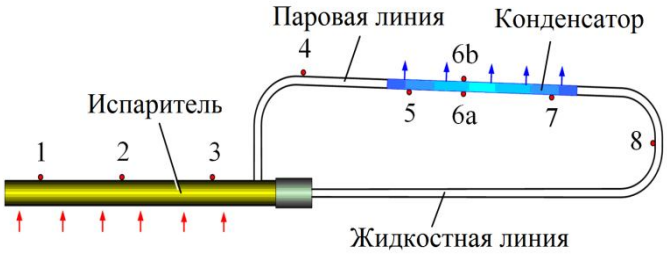


Рис. 4. Схема кольцевого термосифона, содержащего горизонтальные испаритель, конденсатор и соединяющие их паровую и жидкостную трубки

Для интенсификации теплообмена внутри ротора электродвигателя целесообразно применять оригинальную конструкцию тепловой трубы, выполненной в виде цилиндрической паровой камеры (рис. 5) [4]. Предлагаемая в статье конструкция охладителя ротора хорошо совместима с различными хладагентами (жидкость, газ, двухфазный поток, распылительное охлаждение). Охладителем устройства является внешняя оболочка испарителя паровой камеры; конденсатором служит внутренняя трубка, через которую проходит поток охлаждающей субстанции (жидкость, двухфазный поток, распыление микрокапель масла и т. д.). В частности, данное устройство является симбиозом центробежной паровой камеры, расположенной на внутренней трубке, охлаждаемой движущимся внутри нее хладагентом (цилиндрическая паровая камера + цилиндрическая тепловая труба).

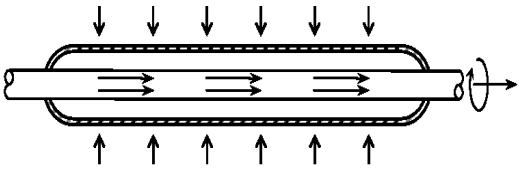


Рис. 5. Центробежная цилиндрическая паровая камера с конденсатором в виде тепловой трубы для охлаждения ротора электродвигателя [4]

Тепловые трубы могут с минимальными потерями и без затрат энергии передавать тепло от нуждающихся в охлаждении объектов (электромотор, блок батарей, силовая электроника) к оборудованию для обогрева салона либо к радиаторам системы охлаждения.

Литература

1. Andersen P. H., Mathews J. A., Rask M. Integrating private transport into renewable energy policy: the strategy of creating intelligent recharging grids for electric vehicles // Energy Policy. 2009. Vol. 37. P. 2481–2486.

2. Джайлаубеков Е. А., Нартов М. А. Электромобили – будущее городского транспорта. Перспективы развития // Вестник КазАТК. Алматы, 2014. № 1 (86). С. 47–53.

3. Situ W., Yang X., Li X. [et al.] Effect of high temperature environment on the performance of $LiNi_{0.5}Co_{0.2}Mn_{0.3}O_2$ battery // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. Vol. 104. P. 743–748.

4. Васильев Л. Л. Теплообменники на тепловых трубах. Минск: Наука и техника, 1981. – 143 с.

УДК 536.24; 629.33.03-83

АДСОРБЦИОННЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ И ОТРАБОТАННОЙ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ РАЗЛИЧНЫХ УСТРОЙСТВ НА БАЗЕ ТВЕРДЫХ СОРБЕНТОВ И ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Л. Л. Васильев

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

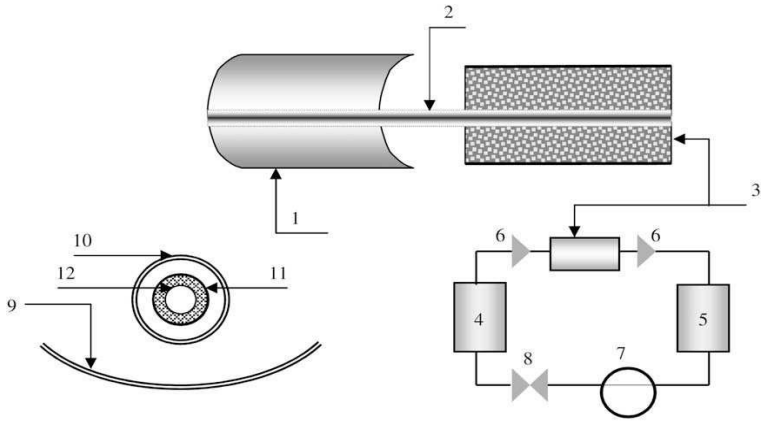
Растущий спрос на экологически чистую энергию и уменьшение загрязнения окружающей среды вызвали значительный интерес к неэлектрическому получению тепла и холода (например, неэлектрические абсорбционные и адсорбционные тепловые насосы и холодильники). Развитие адсорбционных тепловых преобразователей привело к эффективному применению солнечной радиации и отработанной тепловой энергии устройств, предназначенных для охлаждения и отопления различных объектов. Возобновляемые источники энергии (солнечное излучение, теплота грунта и т. д.) представляют существенный интерес в качестве альтернативы органическому топливу (уголь, нефть, газ) [1, 2]. Поскольку плотность теплового потока при использовании возобновляемых источников энергии невелика, для их утилизации необходимо использовать теплообменники с большой поверхностью теплообмена. Тепловые трубы и термосифоны большой длины совместно с теплотрансформаторами на твердых и жидких сорбентах являются одними из наиболее эффективных теплообменных устройств, предназначенных для утилизации возобновляемых источников энергии, таких как грунт и солнечное излучение.

Ключевые слова: *адсорбенты, солнечное излучение, терморегулирование, тепловая труба, термосифон, теплообменник.*

В настоящее время в Республике Беларусь имеются благоприятные условия для использования в различных отраслях народного хозяйства не электрических адсорбционных тепловых преобразователей (АТП), содержащих эффективные и дешевые сорбенты, двухфазные теплообменники, электронные компоненты для систем терморегулирования и т. д. Благодаря использованию экологически чистых рабочих жидкостей (вода, метанол, аммиак, CO_2), АПТ слабо влияют на чистоту окружающей среды. Они представляет собой перспективную альтернативу традиционным электрическим парокомпрессионным холодильным машинам и тепловым насосам. В ближайшем будущем сфера применения АПТ может охватывать объекты, где использование централизованной электроэнергии невозможно по ряду причин (транспорт, автономные системы охлаждения, электроника различного назначения и т. д.). Сорбционные тепловые насосы и холодильники не нуждаются в использовании дорогостоящих серийно выпускаемых компрессоров, не имеют движущихся частей, обладают высокой термодинамической эффективностью, большой надежностью и длительным ресурсом работы. Поэтому их номенклатура для применения в широком диапазоне температур и давлений может быть более многообразной по сравнению с традиционными парокомпрессионными устройствами.

В данной работе в качестве источника энергии рассматриваются АТП, основанные на использовании твердых сорбентов (активированное углеволокно) и двух теплообменников с гибридными контурными термосифонами, обладающими двумя независимыми испарителями. С помощью АТП осуществляется совместное применение солнечной и тепловой энергии органического топлива. Один испаритель нагревается от солнечной радиации, а другой – от резервного источника тепла (газовая горелка). Схема АТП на базе твердых сорбентов и теплообменника с термосифоном приведена на рис. 1.

Эффективность применения сорбционного теплового насоса в системе тригенерации энергии (проценты) показана на рис. 2.



б *а*

Рис. 1. Солнечный тепловой преобразователь (холодильник) на базе твердых сорбентов и двухфазного термосифона: *а* – схема холодильника на твердых сорбентах (1 – концентратор солнечного излучения, 2 – термосифон, 3 – адсорбер, 4 – испаритель, 5 – конденсатор, 6 – вентили, 7 – аккумулятор жидкого аммиака, 8 – расширительный вентиль); *б* – поперечный разрез холодильника (9 – отражающая поверхность солнечного коллектора (зеркало), 10 – остекление; 11 – адсорбер; 12 – сорбент – активированное углеволокно, насыщенное миникристаллами $CaCl_2$)

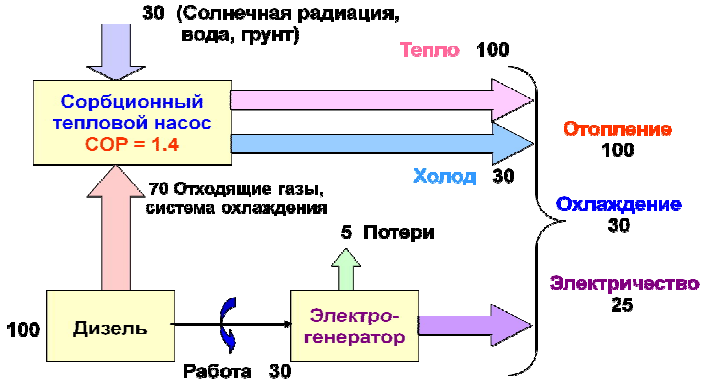


Рис. 2. Система тригенерации энергии (электричество, тепло и холод)

Новый контурный термосифон с горизонтальным испарителем, предназначенным для работы в составе сорбционного теплового насоса, показан на рис. 3.

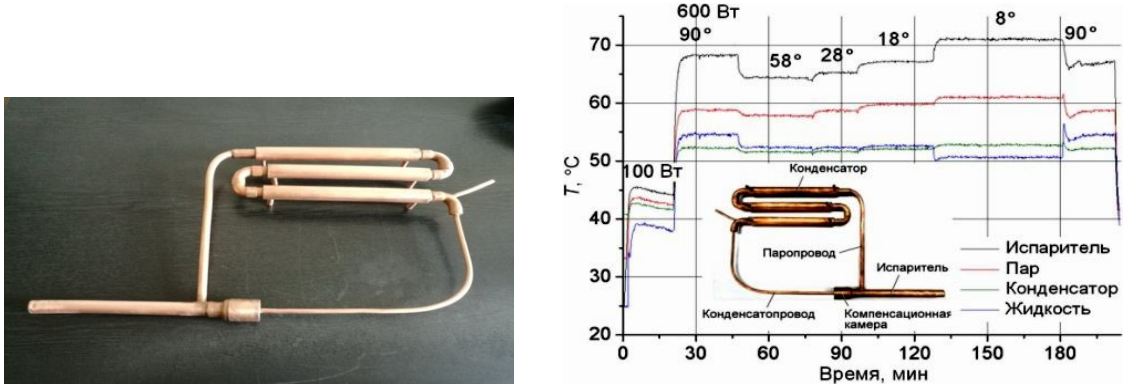


Рис. 3. Контурный термосифон с горизонтальным испарителем. Температурная зависимость параметров термосифона от угла его наклона к линии горизонта. Нагрузка 100–600 Вт

Значительный интерес для утилизации солнечной радиации представляют прозрачные термосифоны. Пористое покрытие теплонагруженных поверхностей теплообмена (слой микро- и наночастиц) существенно меняет морфологию поверхности теплообмена испарителей

тепловых термосифонов, уменьшают краевой угол смачивания, увеличивает поверхность теплообмена, способствует образованию тонких пленок испаряющейся жидкости внутри пористых структур, обладающих открытой пористостью (нано-, микро-, мезо- и макропоры) (рис. 4, 5). Гибридный солнечный холодильник на твердых сорбентах с двумя источниками энергии (солнечная радиация днем и пламя газовой горелки ночью) можно использовать круглосуточно. Такая конструкция сорбционного солнечного холодильника позволяет постоянно получать холод в камере холодильника.

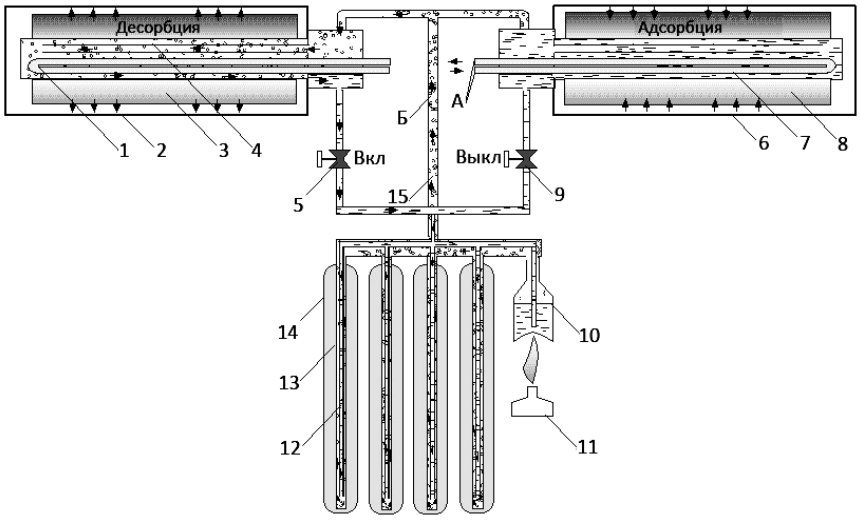


Рис. 4. Система нагрева и охлаждения гибридного солнечного/газового холодильника с двумя адсорберами: А – рекуперативный контур жидкостного охлаждения сорбента; Б – контурный термосифон с четырьмя прозрачными испарителями; 1 – теплообменник для охлаждения сорбента; 2, 6 – адсорберы/десорберы; 3, 8 – сорбент; 4 – конденсатор термосифона; 5, 9 – термоэлектрические клапаны; 7 – конденсатор высокотемпературного контура; 10 – испаритель термосифона с газовым нагревателем; 11 – газовая горелка (альтернатива солнечной радиации в ночное время); 12, 13 – прозрачные испарители контурного термосифона, нагреваемые солнечным излучением; 14 – прозрачная стенка испарителей; 15 – паровой канал контурного термосифона

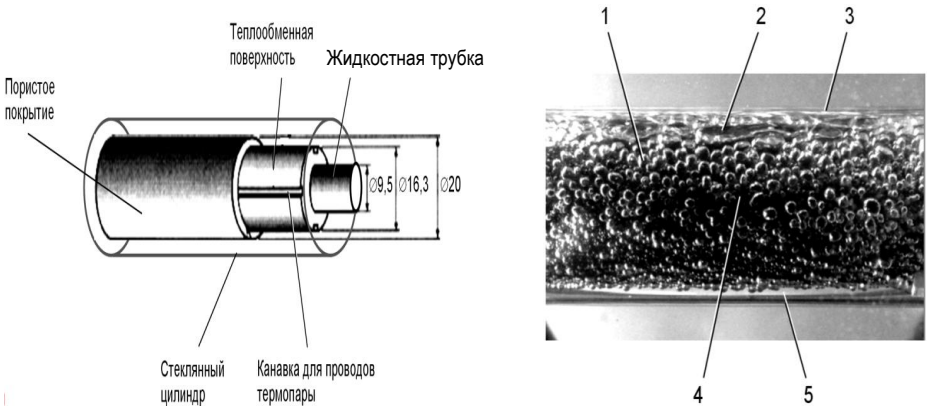


Рис. 5. Фрагмент испарителя термосифона с пористой структурой на поверхности теплообмена, нагреваемой солнечным излучением через прозрачную стенку испарителя: 1 – минипузыри в устье пор фитиля, 2 – граница раздела пара и жидкости, 3 – стеклянная стенка испарителя, 5 – слой жидкости между пористым покрытием и прозрачной стенкой. Тепловой поток q = 30 кВт/м^2 (рабочая жидкость – пропан)

Прозрачные термосифоны (пародинамические и контурные) с наножидкостями и покрытой наночастицами поверхностью нагрева внутри испарителя являются хорошим инструментом для поглощения солнечной радиации и утилизации солнечной энергии. Использование гибридных сорбционных тепловых преобразователей, тепловых труб, термосифонов,

в сочетании с альтернативными энергоресурсами и низкопотенциальными источниками энергии (солнце, грунт, водные бассейны) позволит обеспечить жилые помещения отоплением, кондиционированием и электричеством (тригенерация), увеличить объем ВВП и поднять эффективность использования природного газа, мазута и угля для нужд народного хозяйства.

Литература

1. Jafari D., Franco A., Filippeschi S., Di Marco P. Two-phase closed thermosyphons: a review of studies and solar applications // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2016. Vol. 53. P. 575–593.

2. Vasiliev L. L., Vassiliev L. L. Jr, Rabetsky M. I. [et al.]. Long horizontal vapordynamic thermosyphons for renewable energy sources // Heat Transfer Engineering. 2019. Vol. 40, Iss. 3-4. P. 258–266.

УДК 536.248.2

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА И РАЗВИТИЯ КРИЗИСНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ СПРЕЙНОМ ОХЛАЖДЕНИИ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТЬЮ

И. В. Владыко[1,2], А. С. Суртаев[1,2], Н. Б. Миськив[2], К. А. Павленко[1,3]

[1]Новосибирской государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия
[3]Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

Представлены основные результаты комплексного экспериментального исследования спрейного охлаждения при варьировании расхода жидкости, начальной температуры жидкости, угла распыла и расстояния от форсунки до поверхности. На основе обобщения опытных данных получены полуэмпирические зависимости для определения оптимального расстояния от форсунки до мишени и интенсивности теплообмена в однофазном режиме при использовании глубоко недогретой жидкости. Также в работе было достигнуто рекордное значение критического теплового потока в 13,2 МВт/м^2 при спрейном охлаждении. Кроме того, в рамках исследования продемонстрировано, что при переходе от конвективного теплообмена к режиму пузырькового кипения происходит заметное снижении неравномерности температурного поля. Полученные результаты будут полезны не только для разработки высокоэффективных методов охлаждения теплонапряженных устройств, но и для дальнейшего теоретического исследования спрейного охлаждения.

Ключевые слова: *спрейное охлаждение; высокоскоростная термография; критический тепловой поток; кипение.*

Растущие потребности в охлаждении в различных отраслях, включая электронику, аэрокосмическую отрасль, металлургию и биомедицину, подчеркивают важность эффективных технологий охлаждения [1]. Например, тенденции миниатюризации электронных компонентов и увеличения их плотности приводят к высокой тепловой нагрузке, которая локально может достигать 10 МВт/м^2 [2]. Эффективные методы двухфазного охлаждения, такие как мини/микроканальные системы, струйное и спрейное охлаждение, являются перспективными для отвода тепла от устройств в таких приложениях [3]. Среди них спрейное охлаждение отличается меньшим расходом жидкости по сравнению со струйным, а также меньшими техническими требованиями по сравнению с микроканальными системами. За последние три десятилетия достигнуты высокие показатели теплоотдачи и критических тепловых потоков [4], но, несмотря на такие достижения как КТП 12 МВт/м^2, описанные в [5], экспериментальные данные по теплопередаче и критическим тепловым потокам при спрейном охлаждении с кипением и без него остаются ограниченными. В данном докладе представлены результаты экспериментального исследования теплообмена и КТП при спрейном охлаждении с помощью однофазных и двухфазных форсунок и различных режимных параметрах.

Характеристики теплообмена и КТП при распылительном охлаждении исследовались с помощью установки, подробно описанной в [6]. В экспериментах использовались однофазные форсунки с углом распыла в диапазоне 30–90° и расходом жидкости 8,8–24,2 г/с, а также двухфазная форсунка с углом распыла 15–20° и расходом жидкости 6,6–26 г/с. Эксперименты также проводились при различных расстояниях между форсункой и импактной поверхностью в диапазоне 2–72 мм для определения расстояния, обеспечивающего максимальную эффективность теплоотдачи, как показано в [7]. Теплоотдающая поверхность представляла собой монокристаллическую кремниевую подложку (46х36 мм^2, толщина 460 мкм) с тонкопленочным нагревателем из оксида индия–олова (ITO) (толщина 1 мкм, площадь 13х13 и 20х20 мм^2). Тепловизионное исследование проводилось с помощью камеры FLIR X6530sc (частота 1,5 кГц, разрешение 128х160 пикселей) с погрешностями измерений менее 1,8% для

плотности теплового потока q, 3,6% для температуры импактной поверхности T_s и 5,4% для коэффициента теплоотдачи h. Потери тепла предполагаются не более 15% во всех экспериментах. Более подробную информацию о методах измерения можно найти в [6].

Исследование показало, что в однофазном режиме теплообмен сильно зависит от расстояния между форсункой и поверхностью и расхода жидкости. Расстояние от форсунки до импактной поверхности оказалось критическим фактором, существенно влияющим как на температурное поле, так и на эффективность теплообмена (рис. 1). В ходе исследования была предложена новая эмпирическая зависимость для определения оптимального расстояния, при котором достигается максимальный коэффициент теплоотдачи. Для расчета h при спрейном охлаждении без кипения была предложена новая полуэмпирическая зависимость, которая учитывает характеристики спрея для однофазных форсунок и демонстрирует более высокую точность по сравнению с существующими зависимостями. В исследовании также рассмотрен теплообмен в режиме кипения в жидкой пленке, образующейся при спрейном орошении. Основным результатом исследования является достижение значения КТП равном 13,2 МВт/м^2 для однофазной форсунки с площадью нагревателя 13х13 мм^2.

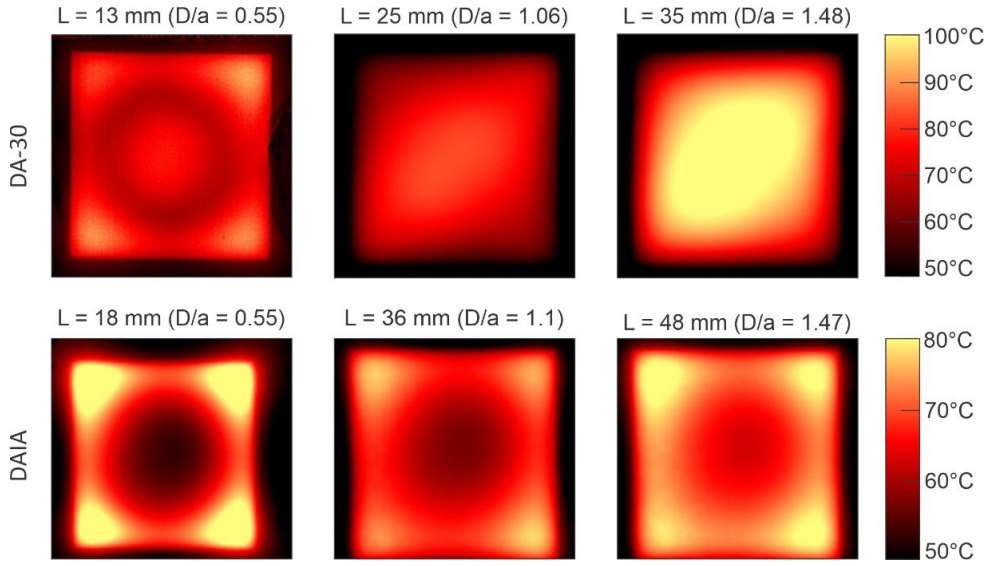
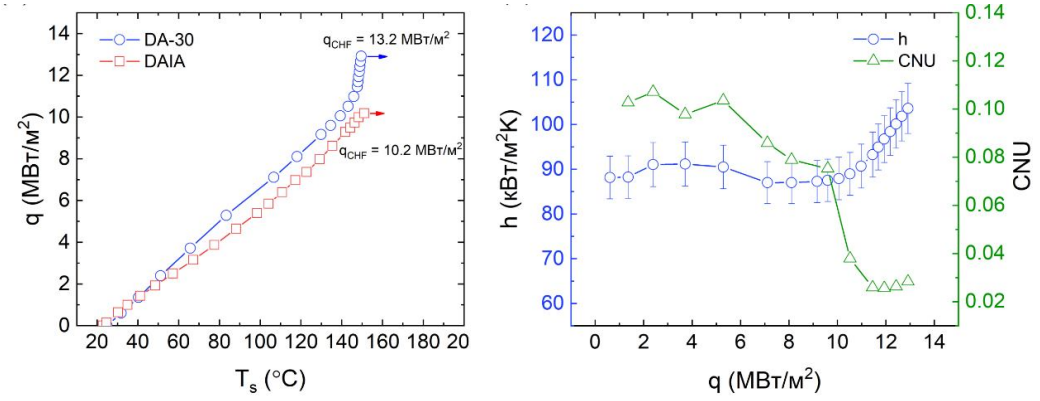


Рис. 1. Кадры ИК-съёмки разных типов форсунок для различных расстояний от форсунки до поверхности

На рис. 2, *а* приведено сравнение зависимостей плотности теплового потока q от температуры импактной поверхности T_s для обоих типов форсунок. На графике видны схожие температуры поверхности при кризисе кипения, но разные значения КТП и режимы теплопередачи. Примечательно, что кривая для однофазной форсунки DA-30 имеет характерный изгиб, указывающий на начало кипения при $q \sim 10$ МВт/м^2 и перегреве стенки 39,3 °С относительно температуры насыщения. Такое высокое значения перегрева стенки объясняется подавлением кипения, вызванного значительной степенью недогрева жидкости (80 К), относительно высоким массовым расходом и тонкой жидкой пленкой. Более того, для двухфазной форсунки наблюдается непрерывное подавление кипения, что, вероятно, связано с большей скоростью капель и дополнительным потоком воздуха, влияющим на толщину пленки и интенсивность испарения. Последующий анализ, показанный на рис. 2, *б*, продемонстрировал зависимость коэффициента теплоотдачи h и параметрая неравномерности температурного поля CNU от теплового потока q. CNU показывает среднее отклонение локальной температуры поверхности от средней относительно перегрева стенки [8]. В докладе показано, что использование спрейного охлаждения привело к значительному снижению CNU во время кипения, что указывает на выравнивание температуры по поверхности.



а *б*

Рис. 2. Кривые кипения для однофазной форсунки DA-30 и двухфазной форсунки DAIA (*а*), коэффициент теплопередачи и параметр неравномерности температурного поля в зависимости от теплового потока для DA-30 (*б*)

В данном докладе описывается экспериментальное исследование спрейного охлаждения с применением жидкости большой степени. Был проведён сравнительный анализ теплопередачи при использовании однофазных и двухфазных форсунок при изменении расхода жидкости, начальной температуры жидкости, угла распыла, расстояния между форсункой и поверхностью. Были найдены эмпирические и полуэмпирические зависимости, которые могут быть полезны в реальных приложениях. Рекордное значение КТП в 13,2 МВт/м^2 было достигнуто при спрейном охлаждении с помощью однофазной форсунки. Экспериментальные наблюдения также выявили значительное снижение неравномерности температурного поля при переходе от конвективного теплообмена к режиму пузырькового кипения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-19-00581).

Обозначения

q – плотность теплового потока, Вт/м^2; КТП – критическая плотность теплового потока, Вт/м^2; T_s – температура импактной поверхности; h – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); CNU – параметр неравномерности температурного поля.

Литература

1. Zhang T. et al. Advanced study of spray cooling: from theories to applications // Energies. 2022. Vol. 15, № 23.

2. Sarkar S. et al. Review of jet impingement cooling of electronic devices: emerging role of surface engineering // Int. J. Heat Mass Transf. 2023. Vol. 206. P. 123888.

3. Liang G., Mudawar I. Review of spray cooling – Part 1: Single-phase and nucleate boiling regimes, and critical heat flux // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. Vol. 115. P. 1174–1205.

4. Ebadian M. A., Lin C. X. A review of high-heat-flux heat removal technologies // J. Heat Transfer. 2011. Vol. 133, № 11.

5. Pais M. R., Chow L. C., Mahefkey E. T. Surface roughness and its effects on the heat transfer mechanism in spray cooling // J. Heat Transfer. 1992. Vol. 114, № 1. P. 211–219.

6. Surtaev A. et al. Exploring heat transfer efficiency in non-boiling spray cooling // Int. J. of Thermofluids. 2023. Vol. 20. P. 100504.

7. Vladyko I. et al. Influence of the nozzle-to-surface distance on spray cooling efficiency // Fluids. 2023. Vol. 8, № 7. P. 191.

8. Xia Y., Gao X., Li R. Management of surface cooling non-uniformity in spray cooling // Appl Therm Eng. 2020. Vol. 180. P. 115819.

УДК 536.248.2

УМЕНЬШЕНИЕ ТЕПЛОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛОСКОЙ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ ПОСРЕДСТВОМ БАРОТЕРМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

О. Л. Войтик, К. И. Делендик, Н. В. Коляго

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Разработана и изготовлена плоская тепловая труба размером 150 мм × 30 мм × 3 мм с улучшенным тепловым контактом фитиля и корпуса. Корпус выполнен с помощью химического травления медной заготовки. Теплоноситель – вода. Фитиль – латунные сетки, припаянные к корпусу посредством баротермического процесса. Экспериментальный образец плоской тепловой трубы исследован при различных тепловых нагрузках. Гидродинамическая граница трубы составляет 106±2 Вт. Оптимальная передающая способность 75,2±1,1 Вт при тепловом сопротивлении 0,044±0,011 К/Вт. Показаны преимущества разработанной технологии формирования фитиля посредством баротермического процесса за счет уменьшение теплового сопротивления при увеличении передаваемой мощности тепловой трубы.

Ключевые слова: *плоская тепловая труба, фитиль, тепловое сопротивление, пористость, проницаемость, баротермический процесс.*

Тепловые трубы и паровые камеры – испарительно-конденсационные устройства, работающие по замкнутому циклу, для отвода тепловых нагрузок от труднодоступных теплонапряженных элементов электроники [1–5]. Интенсификация теплообмена и повышение эффективности тепловых труб требуют проведения комплекса научно-исследовательских работ, связанных с созданием эффективных капиллярно-пористых структур и конструкций тепловых труб. Обеспечение теплового контакта фитиля между корпусом и фитилем является важной задачей, особенно при использовании ПТТ для отвода значительной тепловой мощности. Целью данной работы является разработка плоской тепловой трубы (ПТТ) размером 150 мм × 30 мм × 3 мм с фитилем, припаянном к корпусу. ПТТ имеет плоскую контактную поверхность, что позволяет интегрировать в теплонагруженную электронику без дополнительных паразитных тепловых сопротивлений.

ПТТ состоит из корпуса, фитильной структуры, парового пространства, рабочей жидкости. В качестве рабочей жидкости выбрана вода. Корпус ПТТ изготовлен из меди марки М2 с помощью химического травления.

Для обеспечения движения жидкости в ПТТ используются капиллярные системы – фитили. Фитили обеспечивают рециркуляцию рабочей жидкости из зоны охлаждения в зону нагрева для эффективного функционирования ПТТ вне зависимости от ее ориентации в пространстве. Для интенсификации тепломассопереноса в ПТТ выбран сетчатый фитиль (7 слоев латунной модифицированной сетки 210 меш) с припайкой к корпусу. Изотермическое прессование произведено на разработанном стенде для управляемых баротермических процессов.

Измерены капиллярно-транспортные характеристики созданного фитиля. Средняя пористость по всем образцам составляет 66,7±9,4%. Пористость гравиметрическим методом согласуются с расчетной пористостью по формуле Блейка–Козени [3] (различие составляет 5,7%). По обработке изображений перемещения фронта жидкости во время капиллярного подъема построены кривые кинетики впитывания и получено распределение скорости пропитки по длине фитиля. Используя уравнения Дарси–Вошбурна, определена проницаемость сеточных структур. Расчетная проницаемость по формуле Блейка–Козени [3] 64,1±8,3 дарси.

На рис. 1 схематически представлена карта последовательности основных технологических процессов изготовления ПТТ.



Рис. 1. Схема изготовления ПТТ

Внешний вид паровой камеры представлен на рис. 2.



Рис. 2. Внешний вид ПТТ размером 150 мм × 30 мм × 3 мм

Гидродинамическая граница для разработанной ПТТ P_{max} = 106±2 Вт. Оптимальной является мощность 75,2±1,1 Вт, поскольку при данной мощности наблюдается минимальное тепловое сопротивление 0,044±0,011 К/Вт (рис. 3).

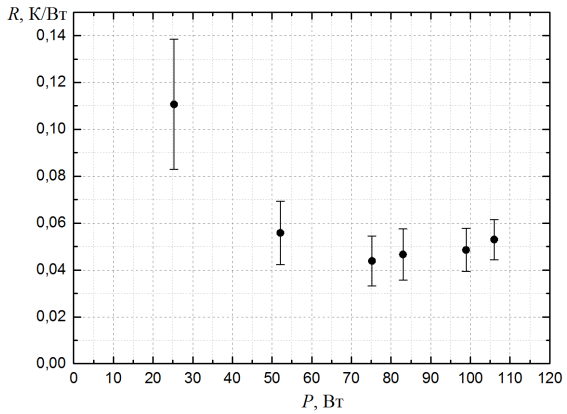


Рис. 3. Зависимость теплового сопротивления ПТТ от подводимой мощности

В таблице приведено сравнение разработанной ПТТ с припаянным фитилем и разработанной ранее ПТТК10/1 и ПТТКр4 [6], которые близки по конструкции, за исключением

упорных элементов в корпусе ПТТК10/1 и ПТТКр4 для плотного теплового контакта фитиля и корпуса. Установлено, что припаянный фитиль позволяет при той же передаваемой мощности увеличить изотермичность поверхности. Снижается сопротивление переносу пара и уменьшается масса за счет удаления упорных элементов. Таким образом, разработанная технология перспективна и целесообразна к использованию в тепловых трубах, поскольку обладает высокой надежностью результатов и высоким выходом годного изделия; обладает способностью к оптимизации процессов; масштабируема; экономически оправдана.

Сравнение разработанной ПТТ и ПТТК10/1, ПТТКр4

Тип ПТТ	ПТТК10/1	ПТТКр4	ПТТ
Материал фитиля	Нержавеющая сталь	Нержавеющая сталь	Латунь
Количество слоев фитиля, шт	10	4	7
Количество меш	325	62	210
Толщина фитиля, мкм	790	1400	770
Минимальное тепловое сопротивление, К/Вт	0.24	0.13	0.05
Максимальная теплопередающая способность в горизонтальном положении, Вт	60	105	106
Разность температур корпуса в области испарительной зоны и конденсационной зоны на гидродинамической границе, ^{0}C	14.4	13.6	5.2

Литература

1. Делендик К. И., Коляго Н. В., Пенязьков О. Г. и др. Разработка тепловых труб для охлаждения термонагруженных элементов электроники // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 6. С. 2577–2584.

2. Войтик О. Л., Делендик К. И., Коляго Н. В. Конструкционные решения для создания гравитационно-независимых тепловых труб // Доклады НАН Беларуси. 2021. Т. 65, № 2. С. 234–240.

3. Чи С. Тепловые трубы. Теория и практика. М.: Машиностроение, 1981. – 208 с.

4. Reay D., McGlen R., Kew P. Heat Pipes: Theory, Design and Applications. Elsevier, 2014. – 288 с.

5. Lee H. Thermal Design: Heat Sinks, Thermoelectrics, Heat Pipes, Compact Heat Exchangers, and Solar Cells. Wiley, 2010. – 648 p.

6. Войтик О. Л., Делендик К. И., Коляго Н. В. Разработка плоской тепловой трубы для теплонагруженных элементов электроники // Тепло- и массоперенос – 2019: Сб. науч. тр. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2020. С. 34–41.

УДК 536.24: 621.577.62

ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ХЛАДАГЕНТОВ НА ПАРАМЕТРЫ КОНДЕНСАТОРА ТЕПЛОВОГО НАСОСА

В. И. Володин, С. В. Здитовецкая

Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
volvic@mail.ru

Приводятся результаты численного исследования влияния физических свойств традиционных и природных хладагентов на теплотехнические характеристики конденсатора теплового насоса воздух-вода для горячего водоснабжения. Получено, что для тождественных условий эксплуатации наилучшими характеристиками обладает конденсатор с хладагентом R410a, у которого поверхность теплообмена по сравнению с природными хладагентами R290 и R600a соответственно в 1,6 и 2.2 раз меньше.

Ключевые слова: *конденсатор, конденсация, коэффициент теплоотдачи, насыщенный пар, перегретый пар, тепловой насос, тепловой поток, эффективность, физические свойства.*

В соответствии с Кигалийской поправкой, дополняющей Монреальский протокол, достигнуто соглашение о поэтапном сокращении потребления гидрофторуглеродов (ГФУ), применяемых в качестве хладагентов в трансформаторах тепла: тепловых насосах и холодильных машинах [1]. В Беларуси в 2022 году принят законопроект «О ратификации поправки к Монреальскому протоколу по веществам, разрушающим озоновый слой», предусматривающий сокращение производства и потребления ГФУ к 2036 году на 85% по отношению к базовому уровню. В связи с этим важным является оценка влияния перехода на природные хладагенты на эффективность оборудования наиболее широко используемых парокомпрессорных тепловых насосов, одним из ответственных элементов которых является конденсатор.

В данном исследовании проводится сравнительный анализ влияния физических свойств хладагентов R134a и R410a с потенциалом глобального потепления (ПГП) соответственно 1300 и 1980 и альтернативных природных хладагентов пропана R290 и изобутана R600a с ПГП соответственно 3 и 0, на эффективность конденсатора теплового насоса системы горячего водоснабжения.

В качестве конденсатора-водоподогревателя взята змеевиковая поверхность теплообмена труба в трубе, погруженная в емкость, выполняющей функции бака аккумулятора. Такая поверхность теплообмена конденсатора показала наилучшие характеристики по сравнению с конструкциями погружного змеевика и змеевика с вытеснителем для системы отопления теплый пол [2].

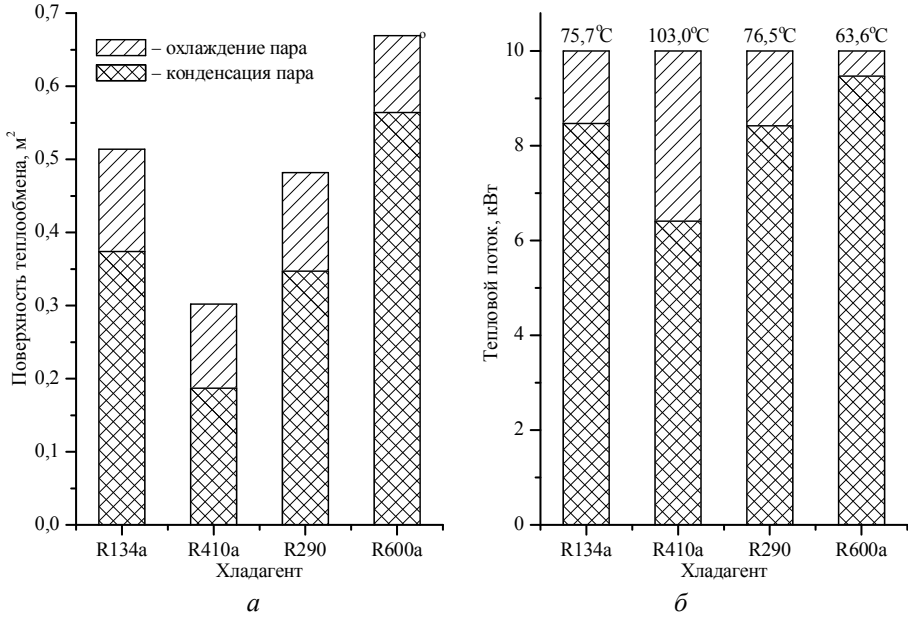
Конденсатор выполнен в виде теплоизолированного бака, объем которого составляет 500 л с внутренним диаметром емкости 0,75 м. Поверхность теплообмена конденсатора представляет собой спиральный змеевик труба в трубе, погруженный в нагреваемую жидкость. Внутренняя труба размером 14×1 мм, наружная труба – 20×1 мм. Диаметр змеевика 0,5 м. Температура нагреваемой воды на входе в кольцевой канал 10 °С. Холодная вода подается снизу в кольцевой канал, конденсирующийся пар сверху в центральный канал, что соответствует перекрестно-противоточной схеме движения теплоносителей и позволяет получить максимальную температуру нагреваемой воды. Искомыми параметрами являются температура воды на выходе конденсатора и площадь поверхности теплообмена.

Первоначально на основе анализа термодинамических циклов для исследуемых хладагентов получены значения расходов и температур перегретого пара на входе в конденсатор с теплопроизводительностью 10 кВт для теплового насоса воздух–вода. Горячая вода в соответствии с требованиями должна иметь температуру не менее 50 °С при температуре источ-

ника теплоты низкой температуры – атмосферного воздуха 0 °С. Для данных параметров источника и потребителя теплоты температура конденсации принимается равной 55 °С, а кипения – минус 10 °С. Получено, что для данных условий коэффициенты преобразования теплового насоса с хладагентами R290 и R600a в 1,11 и 1,15 раз больше по сравнению с хладагентом R410a.

Влияние физических свойств хладагентов на теплотехническую эффективность конденсатора исследовалось численным методом на основе двухзонной модели конденсации перегретого пара с расчетом аппарата по двум раздельным участкам: охлаждения перегретого пара и, собственно, полной конденсации пара [3].

На рис. 1 показано влияние физических свойств хладагентов на поверхность теплообмена и тепловой поток на участках охлаждения перегретого и конденсации насыщенного пара с указанием температуры перегретого пара на входе в конденсатор. Видно, что физические свойства влияют на температуру перегретого пара на входе в конденсатор и величину теплового потока перегрева. На рис. 1, *б* показано, что тепловой поток перегрева пропорционален величине перегрева при постоянной температуре конденсации 55 °С. Например, для хладагента R410a перегрев по сравнению с хладагентом R600a больше в 5,6 раз, а тепловой поток – в 6,8 раза, для хладагентов R290 и R134a соответственно в 1,04 и 1,06 раза. В обоих случаях сохраняется закономерность: теплота перегрева больше температурного перепада перегрева.



а *б*

Рис. 1. Изменение поверхности теплообмена (*а*) и теплового потока (*б*) на участках охлаждения перегретого пара и конденсации насыщенного пара

Несмотря на существенное отличие теплоты перегрева, площади поверхности теплообмена участков предконденсации для всех рассматриваемых хладагентов отличаются незначительно – до 10%. Из рис. 1, *а* следует, что поверхности участков охлаждения перегретого пара для хладагентов R410a и R600a отличаются лишь в 1,1 раз. Для хладагентов R290 и R134a – в 1,05 раз. Данный результат объясняется отличием температурных напоров, которые увеличиваются с ростом перегрева. Для хладагента R410a температурный напор в 4,7 раза больше по сравнению с хладагентом R600a.

Значительное влияние на общую поверхность теплообмена оказывает интенсивность теплоотдачи на участке конденсации (рис. 1, *а*), определяемая числами Прандтля, которые характеризуют физические свойства хладагентов. Из результатов, представленных на рис. 2, следует, что на участке конденсации коэффициенты теплоотдачи обратно пропорциональны

числам Прандтля для пленки конденсата, т. е. с ростом числа Pr интенсивность теплоотдачи уменьшается. В области охлаждения перегретого пара наблюдается обратная тенденция, когда теплоотдача пропорциональна значениям чисел Прандтля для пара хладагентов.

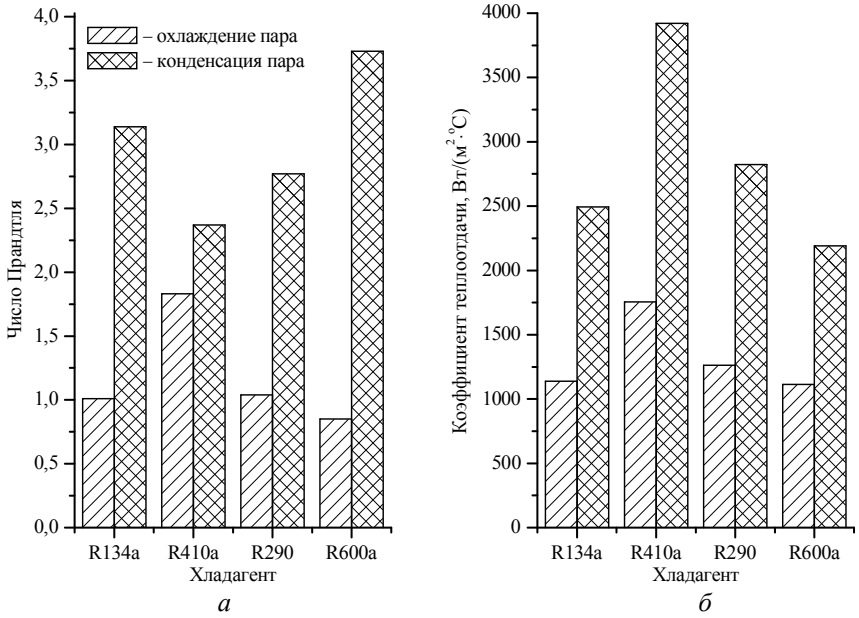


Рис. 2. Изменение числа Прандтля (*а*) и коэффициента теплоотдачи (*б*)

На основе результатов исследования можно сделать вывод, что наилучшие теплотехнические характеристики присущи конденсатору с хладагентом R410a по сравнению с другими хладагентами при одинаковых эксплуатационных условиях. Поверхность теплообмена конденсатора с природными хладагентами R290 и R600a соответственно в 1,6 и 2,2 раза больше, чем с хладагентом R410a.

Литература

1. Кигалийская поправка к Монреальскому протоколу: поэтапное сокращение потребления ГФУ. [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://wedocs.unep.org/ bitstream/handle/20.500.11822/26589/HFC_Phasedown_RU.pdf?sequence=3&isAllowed=y. Дата доступа: 13.10.2023.

2. Володин В. И., Здитовецкая С. В. Особенности теплообмена в конденсаторе-аккумуляторе теплового насоса // Труды БГТУ. Сер. 2. Химические технологии, биотехнологии, геоэкология. 2020. № 2 (235). С. 112–116.

3. Володин В. И., Здитовецкая С. В. Приближенный тепловой расчет конденсатора перегретого пара тепловых насосов // Энергетика. Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ. 2022. Т. 65, № 3. С. 250–262.

УДК 536.248

ТЕПЛООБМЕН В ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ, СТЕКАЮЩИХ ПО КОМБИНИРОВАННОМУ И ДВУХСЛОЙНОМУ СЕТОЧНЫМ ПОКРЫТИЯМ

О. А. Володин, Н. И. Печеркин, А. Н. Павленко

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

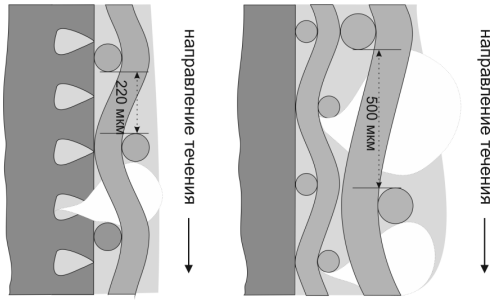
Исследовалась интенсификация теплообмена при кипении в пленке смеси хладонов R114-R21, стекающей по комбинированному покрытию (микроструктурированной поверхности с наложенной сеткой) и двухслойному сеточному покрытию с градиентом апертуры. Тепловыделяющим участком служил вертикально-ориентированный цилиндр диаметром 50 мм с толщиной стенки 1.5 мм. Исследования проводились в стационарных условиях на линии насыщения. Давление внутри экспериментального объема составляло 2 бар. Пленочное число Рейнольдса на выходе из щелевого распределителя задавалось в диапазоне 400–1300, плотность теплового потока варьировалась от 0 до 6 Вт/см^2. Показано, что коэффициент теплоотдачи при кипении стекающей пленки на градиентном сеточном и комбинированном покрытиях может быть увеличен в 1.5–2 раза по сравнению с гладкой поверхностью.

Ключевые слова: *теплообмен, стекающие пленки жидкости, пузырьковое кипение, комбинированные покрытия, сеточные покрытия, хладоны, бинарные смеси.*

Стекающие пленки жидкости широко применяются в различных технологических аппаратах, связанных с фазовыми переходами [1]. К преимуществам пленочных теплообменников можно отнести малый расход хладагента, уменьшение их массогабаритных характеристик по сравнению с погружными теплообменниками, а также высокую эффективность пленочных испарителей, оптимальных при работе с небольшими тепловыми потоками [2]. Исследования интенсификации теплообмена за счет модификации теплоотдающей поверхности на различных масштабах актуальны в связи с все возрастающими требованиями, предъявляемыми к теплообменным устройствам различного назначения. Одним из современных подходов к интенсификации теплообмена является создание мультимасштабных модифицированных поверхностей [3], с одной стороны, позволяющих увеличить число генерируемых паровых зародышей и обеспечить их подпитку жидкостью, а с другой – способствующих эффективному отведению паровой фазы. Целью данной работы является изучение теплообмена при испарении и кипении стекающих пленок смеси хладонов R114-R21 на комбинированном и двухслойном градиентном микросеточных покрытиях.

На рис. 1 приведены схематические изображения комбинированной структуры, представляющей собой поверхность, изготовленную методом деформирующего резания (МДР) [4] с наложенным сверху сеточным покрытием, и двухслойного градиентного сеточного покрытия. Базовая МДР-поверхность комбинированного покрытия имеет шаг микрооребрения 200 мкм, высоту (несплющенных прокаткой) ребер 220 мкм и шаг продольной накатки 160 мкм. Наложенное стальное сеточное покрытие комбинированной поверхности имеет апертуру (т. е. линейный размер ячейки на просвет) 220 мкм и диаметр проволоки 100 мкм (рис. 1, *а*), нижняя сетка двухслойного сеточного покрытия имеет апертуру 240 мкм и диаметр проволоки 80 мкм, верхняя сетка – апертуру 500 мкм и диаметр проволоки 130 мкм (рис. 1, *б*).

На рис. 2 приведено сравнение данных по теплоотдаче, полученных ранее авторами для комбинированного покрытия [5], со значениями коэффициента теплоотдачи (КТО) двухслойного градиентного сеточного покрытия. Также на график нанесены данные авторов по теплоотдаче эталонной гладкой поверхности [5].



а *б*

Рис. 1. Схематические изображения покрытий в поперечном разрезе: *а* – комбинированная структура (МДР-поверхность + стальная сетка); *б* – двухслойное градиентное сеточное покрытие. Геометрические элементы МДР-поверхности и сеток показаны в масштабе

Из рис. 2 видно, что КТО комбинированного покрытия примерно до двух раз в области малых тепловых потоков ($q \approx 2$ Вт/см^2) превышает КТО двухслойного сеточного покрытия. Причина наблюдаемой разницы заключается в высокой эффективности базовой МДР-структуры комбинированной поверхности с полузакрытыми микропорами [5], заметно выигрывающей по интенсивности теплопереноса у микросеточного покрытия, размещенного в основании двухслойного градиентного покрытия. При этом КТО предложенных покрытий снижается по сравнению с собственными базовыми поверхностями/покрытиями до 30% в случае двухслойного сеточного покрытия и до 100% в случае комбинированного покрытия. Таким образом, несмотря на полученную заметную интенсификацию теплообмена при использовании комбинированных мультимасштабных покрытий по сравнению с гладкой поверхностью, наиболее эффективные конфигурации данного типа покрытий для условий кипения в стекающих пленках жидкости пока не выявлены.

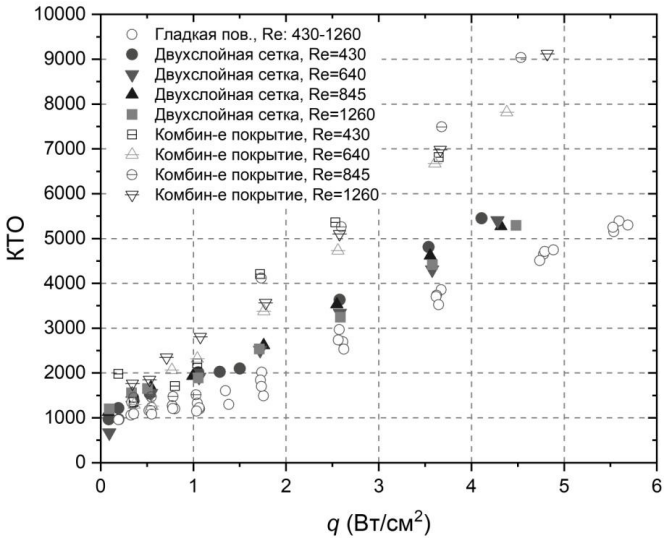


Рис. 2. Зависимости КТО от теплового потока для комбинированного покрытия и двухслойного сеточного покрытия для различных чисел Рейнольдса. Сравнение с данными для гладкой поверхности

В целом сложность разработки мультимасштабных/двухмасштабных покрытий для условий теплообмена при кипении в стекающих пленках жидкости и оценки их эффективности в первую очередь связана с небольшими величинами отводимых тепловых потоков, ограниченных развитием кризиса (появлением сухих пятен). При таких условиях, согласно модели Сю [6], температурный напор «стенка–жидкость» недостаточен для активации всего диапазона искусственных пор/шероховатостей модифицированной поверхности – в первую очередь шероховатостей малых размеров – микронного и наномасштаба.

Литература

1. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992. – 256 с.

2. Овсянник А. В. Моделирование процессов теплообмена при кипении жидкостей. Гомель: ГГТУ им. П.О. Сухого, 2012. – 284 с.

3. Rioux R. P., Nolan E. C., Li C. H. A systematic study of pool boiling heat transfer on structured porous surfaces: From nanoscale through microscale to macroscale // AIP Advances 4. 2014. Vol. 4, No. 11. P. 117033.

4. Volodin O., Pecherkin N., Pavlenko A., Zubkov N. Surface microstructures for boiling and evaporation enhancement in falling films of low-viscosity fluids // Int. J. Heat and Mass Trans. 2020. Vol. 155. P. 119722.

5. Volodin O., Pecherkin N., Pavlenko A. Combining microstructured surface and mesh covering for heat transfer enhancement in falling films of refrigerant mixture // Energies. 2023. Vol. 16, No. 2. P. 782.

6. Hsu Y. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface // J. Heat Transf. 1962. Vol. 84, No. 3. P. 207–213.

УДК 536.24; 629.33.03-83

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ ТЕРМОСИФОНОВ С ДВУХСЕКЦИОННЫМ МНОГОКАНАЛЬНЫМ ИСПАРИТЕЛЕМ

А. А. Гаспорович, Д. И. Садченко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты исследований параметров нового плоского алюминиевого термосифона, испаритель которого содержит две идентичные панели, работающие параллельно, каждая из которых имеет 8 миниканалов. Испарители объединены общими коллекторами для переноса пара и рабочей жидкости (ацетон). Проведено исследование влияния тепловой нагрузки и степени заполнения термосифона рабочей жидкостью на коэффициенты теплообмена испарителя термосифона, а также влияние угла наклона термосифона на его работоспособность.

Ключевые слова: *термосифон, теплообмен, испаритель, конденсатор, охлаждение, миниканалы.*

Разработке двухфазных термосифонов в настоящее время посвящено значительное число работ, анализ которых показывает, что проблема создания миниатюрных испарительно-конденсационных систем с оптимальными характеристиками решена далеко не полностью, а по ряду вопросов информация недостаточна или вообще отсутствует. Этот пробел усугубляется и большим разбросом в экспериментальных данных различных исследователей.

В современных теплообменниках, используемых для охлаждения изделий электроники, все чаще применяются плоские тепловые трубы и паровые камеры с мини- и микроканалами различной геометрии (цилиндрические, прямоугольные и другие) [1, 2]. Одной из удобных систем охлаждения таких электронных компонентов являются двухфазные кольцевые термосифоны. В системах охлаждения нашли применение контурные и пульсационные тепловые трубы, термосифоны и паровые камеры [3, 4].

Для охлаждения элементов силовой электроники успешно используются двухфазные контурные термосифоны. Данные по их работоспособности при различных расположениях в пространстве представляют практический и научный интерес для разработчиков новых устройств такого типа.

В лаборатории пористых сред Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси разработан новый вертикальный алюминиевый кольцевой термосифон (рис. 1), особенностью испарителя которого является наличие двух идентичных вертикальных многоканальных панелей (1-2), объединенных общими паровым и жидкостным коллекторами (3-4). На каждой панели расположены источники тепловыделения различной мощности, охлаждение которых осуществляется с помощью общего жидкостного конденсатора (7). Рабочая жидкость термосифона – ацетон. Испаритель и конденсатор соединяются друг с другом с помощью паровой 5 и жидкостной трубок 8.

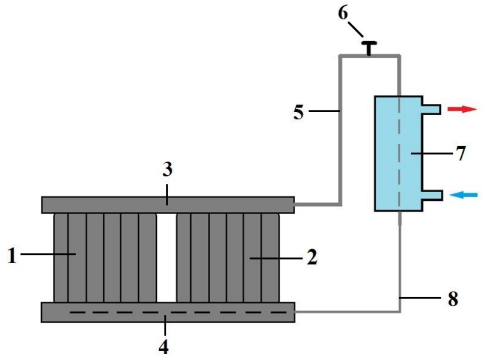


Рис. 1. Схема термосифона: 1, 2 – панели испарителя; 3 – паровой коллектор; 4 – жидкостной коллектор; 5 – паровая трубка; 6 – заправочный штуцер; 7 – конденсатор; 8 – жидкостная трубка

В каждой панели термосифона (рис. 2) миниканалы разделены тонкими стенками (порты) толщиной 1 мм. Порты в миниканалах используются как внутренние ребра. Они увеличивают площадь поверхности теплообмена и скорость испарения/кипения рабочей жидкости. Многоканальные кольцевые термосифоны обладают преимуществами по сравнению с одноканальными. Они более компактны, имеют большее отношение внутренней поверхности канала к его объему, меньший объем рабочей жидкости и массу, что приводит к более интенсивной и эффективной теплопередаче [5].

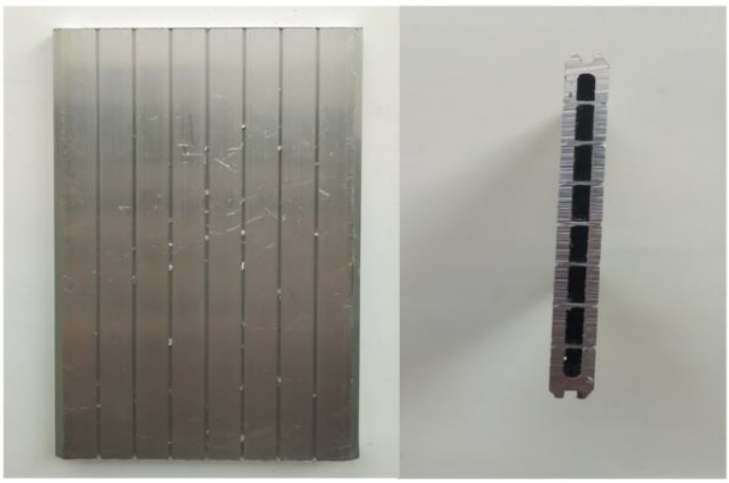


Рис. 2. Боковой вид панели испарителя и ее поперечный разрез

При двухсекционной конструкции испарителя существует возможность подключения различных источников тепловыделения к одному либо двум испарителям, которые могут работать одновременно или поочередно. При отсутствии тепловой нагрузки на одной из секций (2) она начнет исполнять роль компенсационной камеры, которая ускоряет запуск основной секции (1) и позволяет его осуществление при малых тепловых нагрузках. Начальная фаза запуска испарителя осуществляется в виде нестационарного режима без участия в работе конденсатора термосифона. Его роль выполняет секция испарителя (2) без тепловой нагрузки. Затем наступает стационарный режим работы термосифона, в котором существенную роль выполняет основной конденсатор, поскольку температуры секций уравниваются, и пар начинает поступать по паровой трубке в основной конденсатор. Описанная схема работы представлена на рис. 3.

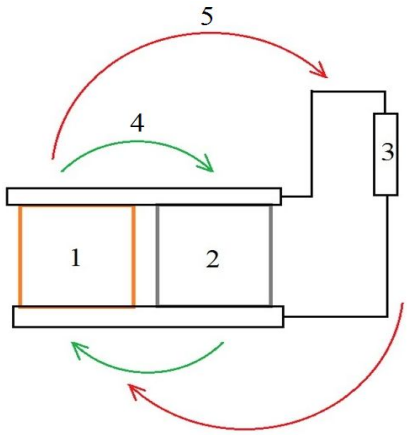


Рис. 3. Схема работы термосифона: 1 – секция с тепловой нагрузкой; 2 – секция без тепловой нагрузки; 3 – конденсатор; 4 – схема работы при нестационарном режиме; 5 – схема работы при стационарном режиме

В ходе исследований были проведены эксперименты по влиянию угла наклона термосифона на его работоспособность. Результаты экспериментов представлены в виде графика на рис. 4.

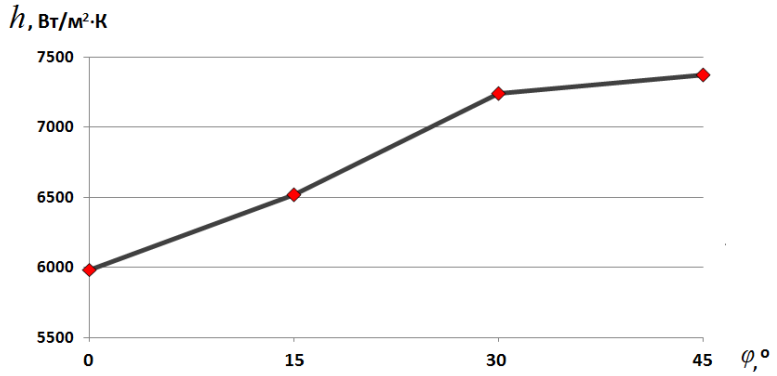


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплообмена испарителя от угла наклона термосифона (нагрузка 40 Вт, уровень заправки испарителя ацетоном 40%)

Литература

1. Jafari D., Franco A., Filippeschi S., Di Marco P. Two-phase closed thermosyphons: a review of studies and solar applications // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2016. Vol. 53. P. 575–593.

2. Robinson A. J., Colenbranderb J., Byrnec G., Burke P. [et al.]. Passive two-phase cooling of air circuit breakers in data center power distribution systems // Electrical Power and Energy Systems. 2020. Vol. 121. P. 106138.

3. Vasiliev L. L., Zhuravlyov A. S. Two-phase heat transfer devices for passive colling of electric and hybrid aircraft onboard equipment // Int. J. of Sustainable Aviation. 2023. Vol. 9, No. 2. P. 89–114.

4. Васильев Л. Л. Тепловые трубы, наножидкости и нанотехнологии // ИФЖ. 2021. Т. 94, № 5. С. 1245–1254.

5. Stephen Manova, Lazarus Godson Asirvatham, Rajesh Nimmagadda, Jefferson Raja Bose, Somchai Wongwises. Cooling of high heat flux electronic devices using ultra-thin multiport minichannel thermosyphon // Applied Thermal Engineering. 2019. Vol. 169, No. 2. P. 114669.

УДК 536.24.083

ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛООТДАЧА ПЛОСКИХ ЩЕЛЕВЫХ КАНАЛОВ С МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

П. В. Гетман[1,2], А. В. Щелчков[1,2], Д. М. Михайлов[1], Н. Н. Зубков[3]

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия
[2]Всероссийский научно-исследовательский институт расходометрии – филиал Федерального государственного унитарного предприятия «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева», г. Казань, Россия
[3]Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи и гидравлического сопротивления при вынужденном течении воды от микроструктурированных поверхностей в щелевом канале при низких числах Рейнольдса. Исследуемые микроструктурированные поверхности получены ресурсосберегающим (безотходным) методом деформирующего резания с различными конструктивными формами и размерами. Представлено описание экспериментальной установки, приводится методика проведения и обработки экспериментальных данных. По результатам исследования было установлено, что максимальное увеличение коэффициентов теплоотдачи по сравнению с гладкой поверхностью достигает $Nu/Nu_0 = 16,5$, рост гидравлического сопротивления заметно опережает рост теплоотдачи.

Ключевые слова: *гидравлическое сопротивление, теплоотдача, метод деформирующего резания, тепловая эффективность, упорядоченная пористость, потери давления.*

Системы водяного охлаждения являются важными компонентами во многих промышленных и коммерческих приложениях. Одним из самых эффективных способов повышения коэффициента теплопередачи в системах водяного охлаждения является оребрение внутренней поверхности каналов. Несмотря на уже имеющиеся исследования интенсификации теплообмена на развитых поверхностях, еще недостаточно полно исследовано влияние геометрических параметров и вида поверхности, поэтому интерпретация и практическое использование экспериментальных данных часто вызывают затруднения.

Целью работы является исследование структуры потока и механизмов интенсификации теплоотдачи при вынужденном течении воды плоских щелевых каналов со штырьковыми и подковообразными структурами различной геометрии в диапазоне низких чисел Рейнольдса.

В ходе работы выполнены следующие основные задачи:

1. Разработан и создан экспериментальный стенд для исследования структуры потока воды и процессов теплоотдачи плоских щелевых каналов со штырьковыми и подковообразными структурами.

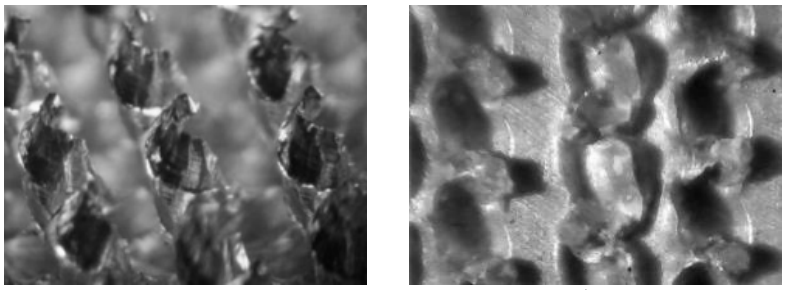
2. Разработана методика проведения и обработки результатов исследований с учетом геометрических и режимных особенностей исследуемых плоских щелевых каналов с штырьковыми и подковообразными структурами.

3. Проведены экспериментальные исследования процессов теплоотдачи при вынужденном течении воды от микроструктурированных поверхностей в щелевом канале.

4. Проанализированы полученные экспериментальные исследования и выполнено сравнение с результатами других авторов.

В качестве микроструктурированных поверхностей для интенсификации теплоотдачи в щелевом канале использованы поверхности, полученные методом деформирующего резания, являющимся комбинацией подрезания и отгибки поверхностных слоев теплообменной поверхности [1–3]. В эксперименте использовались три пластины со штырьковыми структурами,

каждая из которых имеет спиралевидную форму (рис. 1, *а*) и одна пластина с подковообразными структурами (рис. 1, *б*).



а *б*

Рис. 1. Фрагменты структур: *а* – штырьковых, *б* – подковообразных

Экспериментальный стенд (рис. 2) для исследования интенсификации теплоотдачи при вынужденном течении воды от микроструктурированных поверхностей в щелевом канале состоит из системы создания и стабилизации расхода воды, системы подвода теплоты к исследуемым микроструктурированным поверхностям и системы сбора информации National Instruments. Первичные преобразователи температуры, давления, расхода воды, силы тока и падения напряжения подключаются к трем выносным изотермическим клеммным колодкам NI TBX-1328. Программирование системы, регистрация и обработка результатов измерений производятся в графической среде разработки LabVIEW. Благодаря этому данные с первичных преобразователей выводятся на монитор в режиме реального времени.

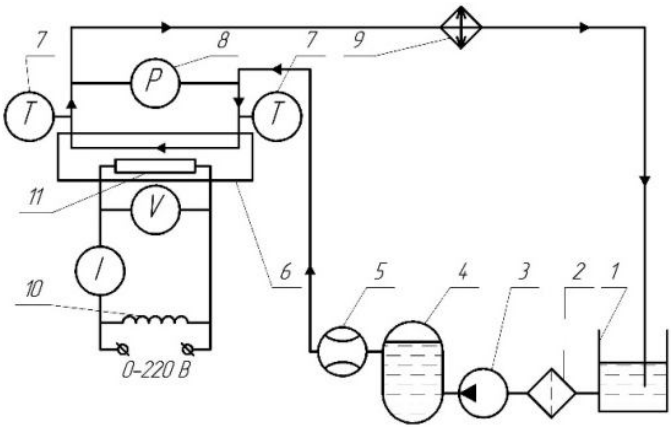


Рис. 2. Принципиальная схема стенда для исследования процессов интенсификации теплоотдачи: 1 – резервуар, 2 – фильтр, 3 – насос, 4 – демпфер, 5 – расходомер-регулятор, 6 – рабочий участок, 7 – термопары, 8 – датчик давления, 9 – теплообменник, 10 – автотрансформатор, 11 – электрический нагревательный элемент

Рабочий участок (рис. 3), представляет собой плоский щелевой канал, образованный пластиной со штырьковыми или подковообразной структурами и крышкой. Пластина помещается на основание из асбестоцементного короба. Высота щелевого канала формируется сменными вкладками из стеклотекстолита в зависимости от высоты h штырьковых или подковообразной структур.

Проведение экспериментальных исследований выполнялось при установившемся значении средней расходной скорости потока воды w и установившемся значении заданного теплового потока Q. Значения температуры опытных пластин, температуры входа и выхода воды из рабочего участка, массового расхода воды, напряжения и силы тока на электрическом нагревательном элементе контролируются на мониторе и фиксируются в системе сбора информации. Затем происходит настройка следующего экспериментального режима.

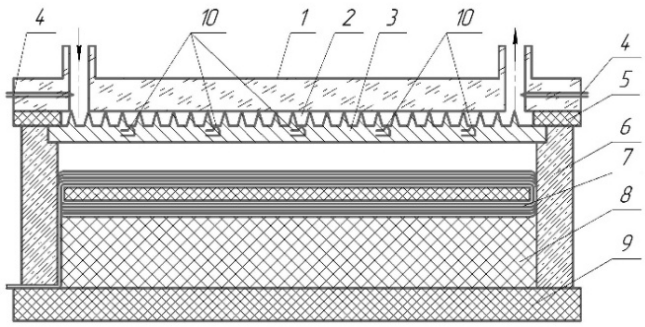


Рис. 3. Эскиз рабочего участка: 1 – крышка, 2 – плоский щелевой канал, 3 – пластина, 4 – термопара, 5 – сменная вкладка из стеклотекстолита, 6 – асбестоцементный короб, 7 – электрический нагревательный элемент, 8 – базальтовая вата, 9 – стеклотекстолитовое основание, 10 – термопара

Перед началом исследований были выполнены тестовые опыты по теплоотдаче гладкого щелевого канала № 0 при вынужденном течении воды в диапазоне чисел Рейнольдса Re_D = 30–600. Данные по средней теплоотдаче проводились с целью подтверждения проверки работоспособности экспериментальной установки и достоверности получаемых результатов. Установлено удовлетворительное согласование полученных результатов по средней теплоотдаче гладкого щелевого канала № 0 при вынужденном течении воды в диапазоне чисел Re_D = 30–600 с известной зависимостью для ламинарного режима:

$$\mathrm{Nu}_D = 0{,}15\,\mathrm{Re}_D^{0{,}33}\,\mathrm{Pr}_f^{0{,}43}\left(\mathrm{Gr}_f\,\mathrm{Pr}_f\right)^{0{,}1}\left(\frac{\mathrm{Pr}_f}{\mathrm{Pr}_w}\right)^{0{,}25},$$

где Pr_f, Pr_w – числа Прандтля для стенки и теплоносителя; Gr – число Грасгофа.

Экспериментальные исследования средней теплоотдачи от поверхностей со штырьковыми структурами при вынужденном течении воды в щелевом канале показали высокую тепловую ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) и теплогидравлическую $(\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0)/(\Delta p/\Delta p_0)$ эффективность в диапазоне чисел Re_D = 30–600. Использование штырьковых структур на поверхности пластин может многократно (до $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0 = 16{,}2$) увеличить среднюю теплоотдачу. Установлена графическая зависимость увеличения средней теплоотдачи с ростом высоты штырьковых структур.

Получены данные о влиянии штырьковых структур при вынужденном течении воды в щелевом канале на гидравлическое сопротивление. Обнаружено, что рост гидравлического сопротивления заметно опережает рост теплоотдачи (до $\Delta p/\Delta p_0 > 6{,}8$) на рабочем участке.

Литература

1. Kandlikar S. G., Grande W. J. Evolution of microchannel flow passages-thermohydraulic performance and fabrication technology // Heat Transfer Engineering. 2003. Vol. 24, No. 1. P. 3–17.

2. Reeves M., Moreno J., Beucher P., Loong S.-J, Bono D. Investigation of an aluminium-copper clad metal baseplate for liquid cooling: experimental characterization and thermal modelling // Development of Research in Microscale and Nanoscale Thermal and Fluid Sciences. 2016. P. 47–54.

3. Bessanane N., Si-Ameur M., Rebay M. Numerical study of the temperature effects on heat transfer coefficient in mini-channel pin-fin heat sink // Int. J. of Heat and Technology. 2022. Vol. 40, No. 1. P. 247–257.

УДК 536.242

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕПЛОНАГРУЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОПЕРЕЧНООРИЕНТИРОВАННЫМ ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Д. А. Гроо, А. С. Демидов, А. Л. Тупотилов, Д. А. Тупотилов, А. В. Захаренков, А. Т. Комов, А. В. Дедов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований по охлаждению поверхности, воспринимающей высокие тепловые потоки. Приведено описание экспериментальной установки, ее основных систем, рабочего участка, а также конструкции нескольких форсунок охлаждения, используемых для формирования диспергированного потока в широком диапазоне режимных параметров компонентов. Получены распределения температуры стенки рабочего участка по его толщине в разных сечениях, а также термограммы его охлаждения при различных режимных параметрах компонентов диспергированного потока. Выполнена оценка среднего значения коэффициента теплоотдачи. Эксперименты проведены в диапазонах массовых расходов воды (8.3–25.0)·10^3 кг/с и воздуха – (0.3–1.1)·10^3 кг/с. Диапазон отводимых значений плотностей тепловых потоков в зависимости от режима охлаждения составил 3.9–11.3 МВт/м^2, средние значения коэффициента теплоотдачи, в зависимости от режима охлаждения, 100±15 кВт/(м^{2}К).

Ключевые слова: *диспергированный поток, спрей, охлаждение, экспериментальные исследования, теплообмен, кипение, плотность теплового потока.*

В современной промышленности и технологиях часто возникает необходимость отводить тепловые потоки с плотностью энергии в сотни кВт/м^2 или даже несколько МВт/м^2. В настоящее время эта проблема решается с помощью различных методов интенсификации теплообмена, которые делятся на две основные группы – активные и пассивные [1]. В качестве альтернативы существующим методам, широко применяемым для охлаждения высокотемпературных поверхностей, предлагается использовать двухкомпонентный диспергированный газо-водяной поток теплоносителя [2, 3].

Для проведения исследований взаимодействия диспергированного потока теплоносителя с высокотемпературной поверхностью на кафедре ОФиЯС «НИУ «МЭИ» была спроектирована специальная экспериментальная установка, позволяющая имитировать различные теплонагруженные состояния на используемой мишени. Установка позволяет организовать односторонний нагрев рабочего участка потоком заряженных частиц, обеспечивая при этом высокую плотность тепловых нагрузок (порядка 10 МВт/м^2 и более).

Установка включает в себя четыре системы (рис. 1): система нагрева, система вакуумной откачки, гидравлическая система охлаждения, информационно-измерительная система.

Односторонний нагрев рабочего участка осуществляется с помощью электронно-лучевой пушки производства компании «ТЕТА». Максимальная мощность электронного луча 60 кВт при ускоряющем напряжении 60 кВ и токе пучка 1000 мА. Для эффективной работы пушки требуется соответствующее разряжение в области рабочего участка (мишени). Пушка установлена на вакуумной камере, в которой обеспечивается разряжение порядка 10^{-4} Па посредством двух форвакуумных пластинчато-роторных насосов и высоковакуумного диффузионного насоса.

Рабочий участок устанавливается в специальный исследовательский модуль (рис. 2), необходимый для ограничения области охлаждения от вакуума. В рабочем участке установлены термопары типа К для контроля температуры его стенки, а также температур поверхностей нагрева и охлаждения (рис. 3).

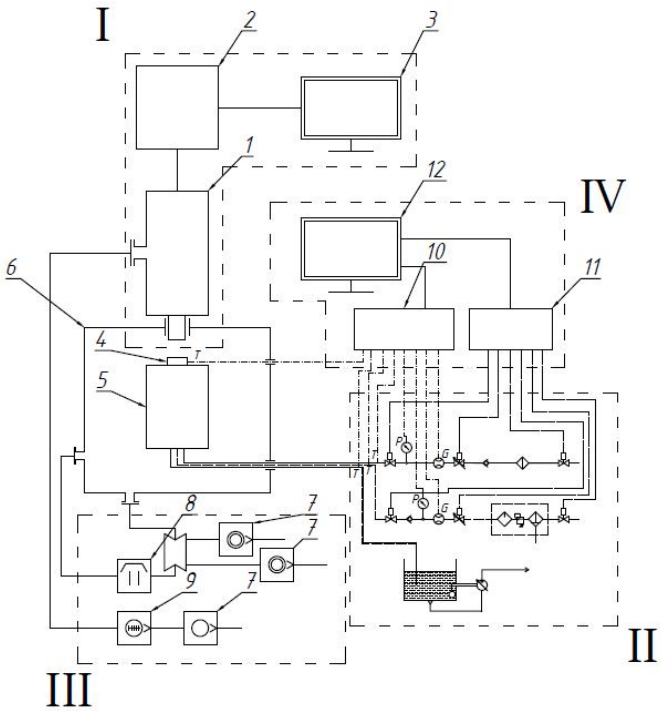


Рис. 1. Экспериментальная установка «Односторонний нагрев мишени»: 1 – электронно-лучевая пушка; 2 – шкаф управления; 3, 12 – рабочее место оператора; 4 – рабочий участок (мишень); 5 – исследовательский модуль; 6 – вакуумная камера; 7, 8, 9 – форвакуумный, диффузионный и турбомолекулярный насосы; 10, 11 – система сбора и обработки информации

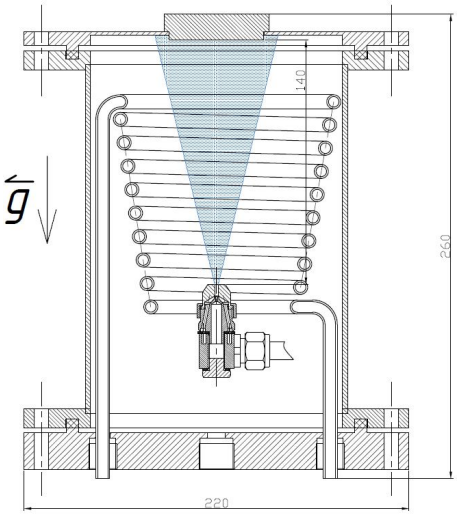


Рис. 2. Эскиз исследовательского модуля

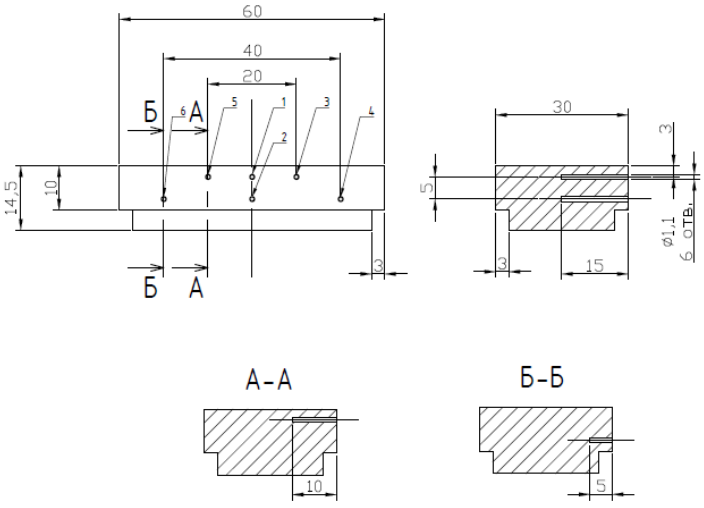


Рис. 3. Эскиз расположения термопар в мишени

Отведение теплоты от мишени осуществляется посредством двухфазного теплоносителя – смеси воды и воздуха. В качестве распыливающего устройства используются пневматические форсунки с различными геометрическими параметрами смесительной камеры.

Регулирование гидравлических характеристик, а также диагностика теплофизических и электрических параметров установки, происходит с помощью информационно-измерительной системы, разработанной на базе оборудования National Instruments и использующей специальный программный комплекс. Распараллеливание процессов дает возможность собирать, записывать и обрабатывать экспериментальные данные с высокой частотой, что позволяет своевременно уменьшать подводимую тепловую нагрузку при возникновении кризиса теплообмена.

Экспериментальные исследования проводились при различных режимных параметрах расходов и давлений каждой компоненты теплоносителя с постепенным увеличением мощности нагрева вплоть до достижения заранее оговоренной предельной температуры на одной из термопар. Цель эксперимента – определение наиболее эффективных режимов теплообмена.

В результате обработки экспериментальных данных были получены значения температур теплонагруженной и охлаждаемой поверхностей из уравнений теплопередачи через однослойную плоскую стенку. Также приведены оценки плотности теплового потока и значения коэффициента теплоотдачи для различных режимов нагрева. Наибольшее значение отведенной плотности теплового потока составило 11.3 МВт/м^2 при температуре поверхности охлаждения 121.7 ^{o}C и мощности нагрева 7.2 кВт. Некоторые результаты представлены на рис. 4.

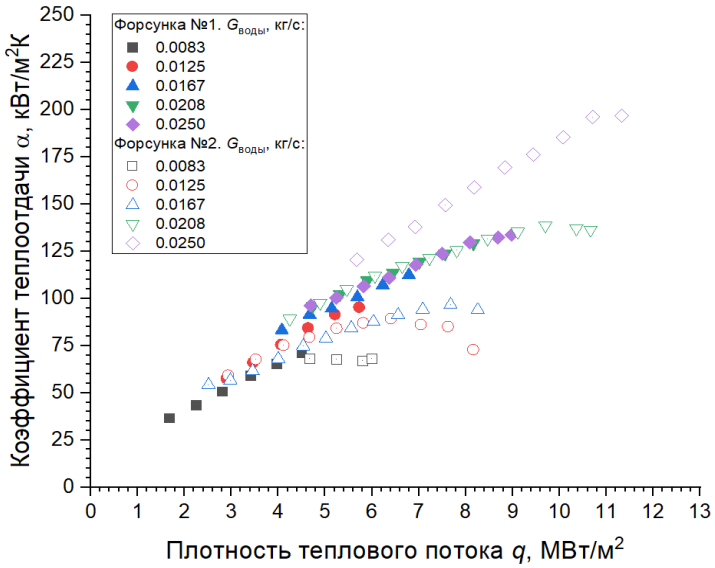


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от плотности теплового потока q для двух форсунок при расходе воздуха $G = (0.52–0.54)\cdot10^{-3}$ кг/с

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 21-79-10179).

Литература

1. Bergles A. E., Jensen M. K., Shome B. Bibliography on enhancement of convective heat and mass transfer, Report HTL-23 // Heat Transf. Lab. 1995.

2. Захаренков А. В., Локтионов В. Д., Комов А. Т. и др. Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения энергонапряженных элементов конструкций // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2021. Т. 44, № 4. С. 54–62.

3. Shteling V. S., Dedov A. V., Zakharenkov A. V. et. al. An experimental study of wall thermal stabilization efficiency by spray cooling // Heat and Mass Transfer and Properties of Working Fluids and Materials. 2022. Vol. 69. P. 954–962.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КПД ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА С ОРЦ УСТАНОВКОЙ С И БЕЗ РЕКУПЕРАЦИИ ТЕПЛОТЫ УХОДЯЩИХ ГАЗОВ

А. В. Дмитренко[1,2], А. В. Костин[2], М. И. Колпаков[2], М. А. Лазарева[2], А. А. Мишин[2], И. Ю. Рагулин[2], И. С. Нестеренко[2], А. Д. Королев[2], А. А. Фесенко[2], С. М. Хлобыстов[2]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), г. Москва, Россия
[2]Российский университет транспорта (МИИТ), г. Москва, Россия

Приведен сравнительный анализ формул КПД энергетических комплексов, состоящих из котельной установки на основе органического цикла Ренкина (ORC), использующей теплоту уходящих газов. Дан сравнительный анализ изменения КПД энергетического комплекса в зависимости от изменения КПД основного оборудования энергетического комплекса: котельной, турбины ORC, испарителя ORC, конденсатора ORC с наличием и без рекуперации.

Ключевые слова: *цикл Ренкина, рекуперация, низкопотенциальная теплота, энергетический комплекс, конденсационная установка.*

Энергосбережение энергии и охрана природы являются ключевыми согласно [1]. Решение этой задачи уже обсуждалось в работе [2] в плане ее концепт проекта. В работах [3–5] рассмотрены решения для водогрейных котельных. Здесь дается сравнительный анализ КПД энергетического комплекса на базе котельной с установкой на органическом цикле Ренкина (ORC) при наличии рекуперации и без нее.

КПД энергетического комплекса на базе котельной с ORC η_{comp} выражается через соотношение

$$\eta_{comp} = \frac{Q_{boiler} + L_{turbo} + Q_{H2OORC}}{Q_l^w}. \quad (1)$$

В отличие от случая [5] (отсутствие рекуперации), в формуле (1) в числителе имеется слагаемое, определяющее теплоту, передаваемую в конденсаторе воде за счёт рекуперации. Далее необходимо определить удельную полезную теплоту котла Q_{boiler}, МДж/м^3, по формуле $Q_{boiler} = \eta_{boiler} Q_l^w$, где η_{boiler} – КПД котла, принимается с учётом тепловых потерь через окружающую среду, Q_l^w – низшая теплота сгорания топлива, МДж/м^3. Соответственно удельная теплота уходящих газов запишется как $Q_{ex.gases} = (1-\eta_{boiler}) Q_l^w$, МДж/м^3.

Тепловая энергия, передаваемая фреону в испарителе, выразится формулой

$$Q_{vaporizer} = \eta_{vaporizer} Q_{ex.gases} = \eta_{vaporizer} (1-\eta_{boiler}) Q_l^w, \text{ МДж/м}^3,$$

где $\eta_{vaporizer}$ – КПД испарителя.

Соответственно полная работа турбины $L_{turbo} = \eta_{turbo} \eta_{vaporizer} (1-\eta_{boiler}) Q_l^w$, МДж/м^3, где η_{turbo} – КПД турбины.

Теплота, подводимая к конденсатору, МДж/м^3:

$$Q_{cond} = Q_{vaporizer} - L_{turbo} = = \eta_{vaporizer} (1-\eta_{boiler}) Q_l^w - \eta_{turbo} \eta_{vaporizer} (1-\eta_{boiler}) Q_l^w = \eta_{vaporizer} (1-\eta_{boiler})(1-\eta_{turbo}) Q_l^w.$$

Теплота, передаваемая в конденсаторе воде за счёт рекуперации:

$$Q_{H2O\,ORC} = \eta_{H2O\,ORC} Q_{cond} = \eta_{H2O\,ORC} \eta_{vaporizer} (1 - \eta_{boiler})(1 - \eta_{turbo}) Q_l^w,$$

где $\eta_{H2O\ ORC}$ – КПД конденсатора.

Соответственно выражение (1) КПД энергетического комплекса запишется как

$$\eta_{comp} = \eta_{boiler} + \eta_{turbo} \eta_{vaporizer} (1 - \eta_{boiler}) + \eta_{H2O\,ORC} \eta_{vaporizer} (1 - \eta_{boiler})(1 - \eta_{turbo}). \quad (2)$$

Расчётные исследования с учетом наличия рекуперации и без рекуперации представлены в табл. 1–4 при изменении КПД оборудования: КПД котла, испарителя, турбины, конденсатора, можно проследить влияние каждого из них на КПД энергетического комплекса. Результаты расчета КПД энергетического комплекса (2) даны при изменении КПД одного отдельного энергетического оборудования при постоянстве КПД прочих элементов.

Таблица 1

Зависимость КПД энергетического комплекса η_{comp} при наличии рекуперации от КПД котла η_{boiler} при неизменных величинах: $\eta_{turbo} = 0{,}75$; $\eta_{vaporizer} = 0{,}93$; $\eta_{H2O\ ORC} = 0{,}90$

КПД котла η_{boiler}	КПД энергетического комплекса η_{comp}
0.85	0.986
0.90	0.9907
0.93	0.9935

Таблица 2

Зависимость КПД энергетического комплекса η_{comp} при наличии рекуперации от КПД конденсатора $\eta_{H2O\ ORC}$ при неизменных величинах: $\eta_{boiler} = 0{,}93$; $\eta_{turbo} = 0{,}75$; $\eta_{vaporizer} = 0{,}93$

КПД конденсатора $\eta_{H2O\ ORC}$	КПД энергетического комплекса η_{comp}
0.86	0.9928
0.89	0.9933
0.9	0.9935

Таблица 3

Зависимость КПД энергетического комплекса η_{comp} без рекуперации от КПД котла η_{boiler} при постоянных значениях величин: $\eta_{turbo} = 0{,}75$; $\eta_{vaporizer} = 0{,}93$.

КПД котла η_{boiler}	КПД энергетического комплекса η_{comp}
0.85	0.955
0.90	0.970
0.93	0.979

Таблица 3

Сравнение КПД энергетического комплекса с рекуперацией без рекуперации η_{comp} от КПД котла η_{boiler} при постоянных значениях величин: $\eta_{turbo}=0{,}75$; $\eta_{vaporizer}=0{,}93$.

КПД котла η_{boiler}	КПД энергетического комплекса без рекуперации η_{comp}	КПД энергетического комплекса η_{comp} при $\eta_{H2O\ ORC} = 0{,}90$
0.85	0.955	0.986
0.90	0.970	0.9907
0.93	0.979	0.9935

Согласно формуле КПД энергокомплекса (2) и представленным результатам расчета можно сделать вывод, что КПД энергетической установки с ORC на базе уходящих газов с

рекуперацией теплоты в конденсаторе показывает рост в сравнении с КПД одиночной котельной в среднем на 10%. Наибольшее влияние на КПД энергокомплекса оказывает КПД котельной: при КПД котельной 85% КПД энергокомплекса 98,6%, а при КПД котельной 93% – 99,4%.

В случае отсутствия рекуперации прирост КПД энергетического комплекса несколько меньше. Прирост КПД существенно зависит от КПД самой котельной. Так, для КПД котельной 85% КПД энергетического комплекса без рекуперации 95,5%, а с рекуперацией – 98,6%. В то же время для КПД котельной 93% КПД энергетического комплекса без рекуперации 97,9%, а с рекуперацией – 99,35%. Таким образом, прирост КПД энергетического комплекса с установкой КПД за счет рекуперации составит 3–1,5%.

Литература

1. Энергетическая стратегия России на период до 2030 года. Распоряжение Правительства РФ от 13 ноября 2009 года № 1715-р.

2. Гришутин М. М., Севастьянов А. П., Селезнев Л. И., Федорович Е. Д. Паротурбинные установки с органическими рабочими телами. М.: Машиностроение, 1988. – 219 с.

3. Дмитренко А. В., Колосова М. А. Электроэнергетическая система на базе водогрейной котельной // Энергетик. 2022. № 3. С. 46–49.

4. Дмитренко А. В., Колпаков М. И., Колосова М. А. Особенности расчёта конденсационного оборудования для электроэнергетических комплексов на основе органического цикла Ренкина // Энергетик. 2022. № 10. С. 50–54.

5. Дмитренко А. В., Костин А. В., Колпаков М. И., Лазарева М. А., Рагулин И. Ю., Нестеренко И. С., Королев А. Д., Мишин А. А. Оценка термодинамической эффективности энергетического комплекса с утилизацией низкопотенциальной теплоты // Энергобезопасность и энергосбережение. 2023. № 5. С. 64–69.

УДК 536.24:66.047.7

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНВЕКТИВНОЙ СУШКИ ХЛОПЧАТОБУМАЖНОЙ ТКАНИ

О. Р. Дорняк[1], М. К. Кошелева[2], В. П. Мешалкин[3]

[1]Воронежский государственный лесотехнический университет им. Г. Ф. Морозова, г. Воронеж, Россия
[2]Российский государственный университет им. А. Н. Косыгина (Технологии. Дизайн. Искусство), г. Москва
[3]Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, г. Москва

Представлены результаты расчетов конвективной сушки хлопчатобумажной ткани. Математическая модель учитывает различные механизмы переноса воды в капиллярно-пористом теле, позволяет получать локальные значения теплофизических и текстурных параметров материала. Показано, что результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: *сушка, ткань, математическое моделирование, тепло- и массоперенос, многофазные системы.*

Анализ процессов тепло- и массопереноса при сушке текстильных материалов направлен на поиск путей снижения энергоемкости процесса и повышения качества продукции. Фундаментальной основой изучения таких процессов является математическая модель диффузионно-фильтрационного влаготеплопереноса в капиллярно-пористых телах академика А. В. Лыкова [1]. Текстиль представляет собой многофазную систему. Применение методов механики многофазных систем [2] позволяет уточнить влияние определенных физических механизмов влаготеплопереноса на интенсивность сушки. В [3] сформулирована математическая модель тепло- и влагопереноса, которая опирается на отказ от допущения, связанного с равенством температуры влаги и скелета материала, учитывает присутствие воды в разных формах, а также описывает диффузионные процессы в парогазовой смеси, заполняющей часть системы пор и капилляров ткани. Цель данной работы – валидация модели и ее исследование.

Математическая модель [3] включает уравнения переноса в твердой, жидкой и газообразной фазах, усредненных по объемам отдельных фаз. При этом газовая фаза состоит из двух компонент – неконденсирующегося газа и водяного пара. Для обеих компонент принято предположение об идеальности. Знак усреднения по объемам фаз при записи уравнений опущен. Предполагается, что движение пара и жидкости осуществляется преимущественно перпендикулярно поверхности ткани (вдоль оси x_3):

$$\frac{\partial(\rho_1^o\alpha_1)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_1^o\alpha_1 v_1^3)}{\partial x_3}=s_{12}j;\quad \frac{\partial(\rho_1^o\alpha_1(1-\chi))}{\partial t}+\frac{\partial(\rho_1^o\alpha_1(1-\chi)(v_1^3+w_g^3))}{\partial x_3}=0;$$

$$\rho_1^o\alpha_1\left(\frac{\partial v_1^3}{\partial t}+v_1^3\frac{\partial v_1^3}{\partial x_3}\right)=-\alpha_1\frac{\partial p_1}{\partial x_3}-\frac{\alpha_1\mu_1 v_1^3}{K_{13}^{33}\Psi_1(\theta_1)};\quad c_{p1}=\chi c_{p1_v}+(1-\chi)c_{p1_g};$$

$$c_{p1}\rho_1^o\alpha_1\left(\frac{\partial T_1}{\partial t}+v_1^3\frac{\partial T_1}{\partial x_3}\right)=\alpha_1 B_1 T_1\left(\frac{\partial\rho_1^o}{\partial t}+v_1^3\frac{\partial\rho_1^o}{\partial x_3}\right)+\frac{\partial}{\partial x_3}\left(\alpha_1\lambda_1\frac{\partial T_1}{\partial x_3}\right)+c_{v1}s_{12}j(T_1\big|_{\Sigma 12}-T_1)+Q_{21}+Q_{31};$$

$$\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3=1;\quad Q_{ji}=s_{ij}\alpha_{ji}^h(T_i\big|_{\Sigma ij}-T_i);\quad i,j=1,2,3.$$

Для оценки вклада в тепло- и массообменные процессы механизмов переноса различных по связи с пористой матрицей типов жидкой фазы введено дополнительное усреднение по изменяющимся объемам свободной воды, воды граничных слоев в тонких капиллярах и воды в смачивающих пленках:

$$\left\langle p'_2 \right\rangle_2 = (m_{2\text{св}} p_{2\text{св}} + m_{2\text{см}} p_{2\text{см}} + m_{2\text{т.с.}} p_{2\text{т.с}}) / \alpha_2 ; \quad m_{\text{св}} = \mathrm{d}V_{2\text{св}}/\mathrm{d}V, \quad m_{\text{т.с}} = \mathrm{d}V_{2\text{т.с}}/\mathrm{d}V, \quad m_{\text{см}} = \mathrm{d}V_{2\text{см}}/\mathrm{d}V.$$

Свободная вода в отсутствие градиента внешнего давления и вода тонких слоев неподвижна. Уравнения сохранения массы для различных типов воды при этом имеют вид

$$\rho_2^o \frac{\partial m_{2\text{св}}}{\partial t} = -js_{12}; \quad \rho_2^o \left[\frac{\partial (m_{2\text{см}})}{\partial t} + \frac{\partial (m_{2\text{см}} v_{2\text{см}})}{\partial x_3} \right] = -js_{12} + q_{\text{т.с.}}; \quad \rho_2^o \frac{\partial m_{2\text{т.с.}}}{\partial t} = -q_{\text{т.с.}}; \quad \rho_2{}^0 = \text{const}.$$

Здесь $q_{\text{т.с.}}$ – объемный расход жидкости в тонких прослойках. Предполагается, что динамика расхода жидкости в тонких прослойках (не имеющей контакта с газообразной фазой) имеет место в тот период сушки, когда свободная вода уже испарилась, а смачивающие пленки существуют за счет их подпитки из тонких капилляров, которые смыкаются, теряя влагу. Величина $q_{\text{т.с}}$ определяется в процессе решения задачи с применением дополнительных гипотез.

Уравнения сохранения количества движения для воды граничных слоев имеют вид

$$\rho_2^o m_{2\text{см}} \frac{\partial v_{2\text{см}}}{\partial t} = -m_{2\text{см}} \frac{\partial p_{2\text{см}}}{\partial x_3} - \frac{3 m_{2\text{см}} \mu_2 (v_{2\text{см}} - v_3)}{K_{23} \Psi_2(\theta_{2\text{см}})} + 2\mu_2 \frac{\partial}{\partial x_3} \left(m_{2\text{см}} \frac{\partial v_{2\text{см}}}{\partial x_3} \right); \quad m_{\text{св}} + m_{\text{т.с}} + m_{\text{см}} = \alpha_2.$$

Для определения давления воды в смачивающих пленках жидкости используется уравнение Кельвина, справедливое в условиях локального равновесия на границе пленки с паром [4], совместно с уравнением сорбции [5].

Температура всех типов воды определяется как единая:

$$c_2 \rho_2^o \alpha_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\alpha_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x_3} \right) - c_2 s_{12} j (T_2 \big|_{\Sigma 12} - T_2) + Q_{12} + Q_{32}, \quad T_2 = <T_2>_2.$$

Третья (твёрдая) фаза является неподвижной и характеризуется постоянной плотностью $\rho_3{}^0$. В соответствии с экспериментальными данными по сушке тканей объемная концентрация твердой фазы остается неизменной во всем периоде сушки:

$$c_3 \rho_3^o \alpha_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = Q_{13} + Q_{23} + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\alpha_3 \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial x_3} \right); \quad \alpha_3 = \text{const}; \ \rho_3{}^0 = \text{const}.$$

Математическая модель включает уравнения сохранения на межфазных поверхностях, при этом на границе раздела жидкость–пар учитывается неравновесность фазовых переходов. Кинетика неравновесных фазовых переходов описывается уравнением Герца–Кнудсена–Ленгмюра. Взаимосвязь между теплотой испарения, давлением и температурой определяется уравнением Клапейрона–Клаузиса. Давление и температура вдоль линии насыщения связаны уравнением Антуана.

Краевые условия на внешних границах высушиваемого образца ставятся в форме граничных условий 3-го рода для давления парогазовой смеси, концентрации паровой компоненты, температуры трех фаз. Граничные значения для концентрации жидкой фазы на границе определяются в соответствии с равновесной изотермой сорбции для материала [5]. Начальные распределения зависимых переменных заданы как однородные.

Сформулированная математическая модель сушки ткани исследована численно. Валидация модели проведена путем сравнения расчётных и экспериментальных кривых сушки хлопчатобумажной ткани для трех режимов сушки (рис. 1). Экспериментальные данные получены на лабораторной установке конвективной сушки.

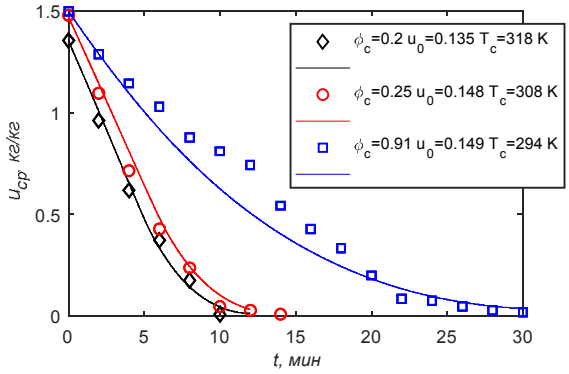


Рис. 1. Кривые конвективной сушки окрашенной хлопчатобумажной ткани с поверхностной плотностью M = 189 г/м^2 в лабораторной сушилке при различных режимах. Точки – эксперимент, линии – расчёт по математической модели. Толщина ткани h = 0.3 мм

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования конвективной сушки окрашенной хлопчатобумажной ткани. Зависимости температуры от времени в центре поперечного сечения полотна ($x_3 = h/2$, $0 < x_3 < h$) показывают, что температура жидкой фазы T_2 существенно отличается от температуры газообразной T_1 и твердой T_3 фаз почти весь период сушки. Локальное значение интенсивности парообразования j_{12} лимитируется наличием испаряемой влаги, а также величиной давления пара, зависящей как от значения общего давления, так и от скорости диффузионного процесса в парогазовой смеси.

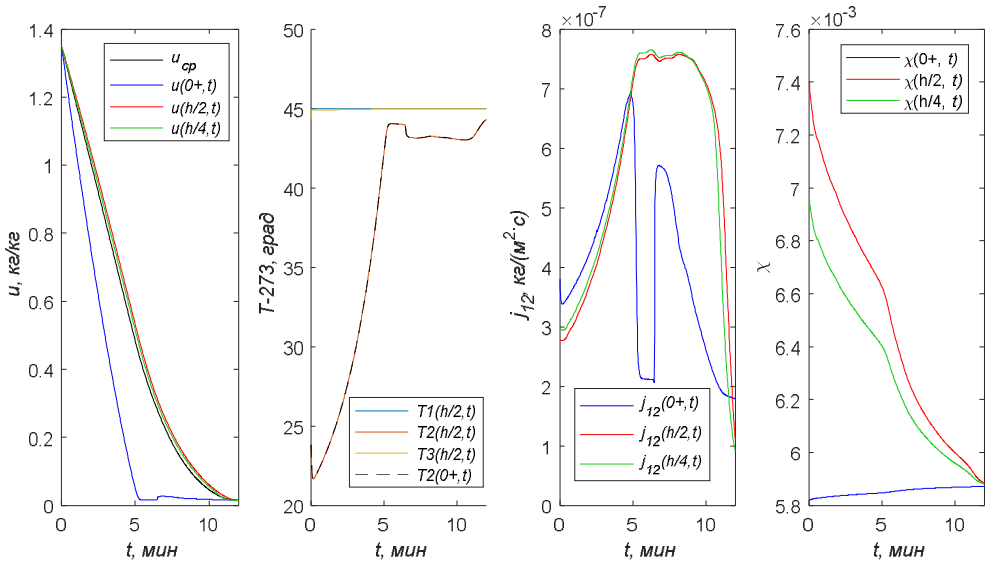


Рис. 2. Зависимости от времени параметров процесса конвективной сушки окрашенной хлопчатобумажной ткани с поверхностной плотностью M = 189 г/м^2 в лабораторной сушилке при t_c = 45° С, φ_c = 20% , u_0 = 0.135–1

Обозначения

c – теплоемкость, Дж/(кг·К); j – плотность потока массы пара, кг/(м^2·с); K_{j3}^{mm} – коэффициент проницаемости j-й фазы при полном насыщении пористой системы в направлении m, м; m – объемное содержание; p – давление, Па; T – температура, К; t – время, с; V – объем, м^3;

v – скорость, м/с; s_{ij} – удельная поверхность раздела фаз i и j, м$^{-1}$; x_3 – декартова координата, м; α – объемное содержание фазы; α_{ij}^{h} – коэффициент теплоотдачи между фазами i и j, Вт/(м^{2}К); λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ρ – плотность, кг/м^3; χ – концентрация пара в парогазовой фазе; Ψ – относительная фазовая проницаемость. Индексы: 1, 2, 3 – к газообразной, жидкой и твердой фазам; g – к газовой компоненте; v – к пару; sat – состояние насыщения; св – к параметру, усредненному по объему свободной воды; см – к параметру, усредненному по объему воды в смачивающих пленках; т.с – к параметру, усредненному по объему воды в тонких слоях; Σ_{ij} – к границам раздела фаз i и j.

Литература

1. Лыков А. В. Тепломассообмен. М.: Энергия, 1971.
2. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
3. Дорняк О. Р., Кошелева М. К. Математическая модель сушки тканных материалов // XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тезисы докл. и сообщ. 2016. С. 120–125.
4. Гринчик Н. Н., Акулич П. В., Куц П. С., Павлюкевич Н. В., Терехов В. И. К проблеме неизотермического массопереноса в пористых средах // ИФЖ. 2003. Т. 76, № 6. С. 129–141.
5. Kosheleva M. K., Dornyak O. R., Novikova T. A., Tsintsadze M. Z. Approximation of sorption isotherms of fiber materials by various equations // Fibre Chemistry. 2019. Vol. 51, No. 4. P. 268–271.

УДК 536.24:621.365.55

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАГРЕВА ТРЕХСЛОЙНОГО ЗАПОЛНИТЕЛЯ ДЕФОРМАЦИОННОГО ШВА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ СВЧ ДИАПАЗОНА

О. Р. Дорняк[1], А. Б. Недоносков[2], З. А. Шабунина[3]

[1]Воронежский государственный лесотехнический университет им. Г. Ф. Морозова, г. Воронеж, Россия
[2]Военно-воздушная академия имени профессора Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина, г. Воронеж, Россия
[3]Воронежский государственный университет, г. Воронеж, Россия

Представлена математическая модель диэлектрического нагрева трехслойного деформационного шва жесткого аэродромного покрытия и результаты вычислительного эксперимента, позволяющие прогнозировать характеристики температурного поля в зависимости от скорости движения излучателя.

Ключевые слова: *СВЧ нагрев, математическое моделирование, электромагнитное поле, температура, деформационный шов.*

Профилактическая СВЧ обработка деформационных швов – один из возможных способов поддержания необходимого качества аэродромного покрытия. Эксплуатация аэродромных покрытий в условиях интенсивного механического и теплового воздействия приводит к постепенному нарушению герметичности деформационных швов, что является одним из факторов преждевременной потери качества покрытия [1].

В [2, 3] разработан способ поддержания качества деформационных швов жестких аэродромных покрытий, который предполагает осуществление периодической тепловой обработки герметизирующего заполнителя до текучего состояния, что обеспечивает ликвидацию мелких дефектов в верхнем слое деформационного шва. Интенсивный нагрев осуществляется с использованием перемещающегося вдоль деформационного шва источника электромагнитных волн СВЧ диапазона.

Цель данной работы – изучение влияния скоростного режима СВЧ установки на эффективность нагрева герметизирующего материала деформационного шва жесткого аэродромного покрытия с использованием методов математического моделирования.

Математическая модель сформулирована для фрагмента жесткого аэродромного покрытия, который включает деформационный шов и окружающие его бетонные плиты (рис. 1). Нижний слой деформационного шва состоит из смеси песка и цемента. Верхний слой заполняется герметиком на основе битума. Между ними обычно укладывается жгут из вспененного полиэтилена.

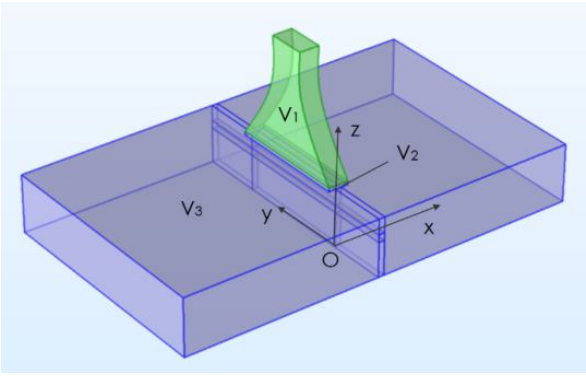


Рис. 1. Расчетная схема составного элемента цементобетонного покрытия с трехслойным деформационным швом

Для определения структуры электромагнитной волны использовано уравнение Гельмгольца [4]

$$\Delta\tilde{\mathbf{E}}(\boldsymbol{r})+\gamma^2\tilde{\mathbf{E}}(\boldsymbol{r})=0\,,\quad \boldsymbol{r}\in V_1\cup V_2\cup V_3;\quad \gamma=\omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}_a\tilde{\mu}_a}=\beta-i\alpha\,;$$

$$\tilde{\varepsilon}_a=\varepsilon_a(1-i\cdot\mathrm{tg}\,\delta)\,;\quad \tilde{\mu}_a=\mu_a\cos\delta_M-i\mu_a\sin\delta_M\,.$$

Источник излучения смещается вдоль оси шва с постоянной скоростью V. В процессе диэлектрического нагрева формируется нестационарное неоднородное температурное поле. Уравнение теплопроводности записано в виде [5]

$$\rho c_p\frac{\partial T}{\partial t}=\nabla(\lambda\nabla T)+I_{mw},\quad I_{mw}=0.5\omega\varepsilon_0\varepsilon\,\mathrm{tg}\,\delta\mathrm{E}^2,\quad \boldsymbol{r}\in V_3.$$

Граничные условия электродинамической задачи следующие. На боковых стенках волновода и внешнем ограждении тонкой воздушной прослойки (между плоскостью раскрыва рупора и поверхностью элемента покрытия) тангенциальная компонента вектора напряженности электрического поля равна нулю (условие идеальной проводимости). На входе в волновод известна мощность и частота излучения, что позволяет вычислить граничное значение амплитуды волны (волна типа H_{10}). На внешних поверхностях облучаемого фрагмента покрытия принято условие полного поглощения электромагнитной волны. На всех внутренних границах предполагается непрерывность тангенциальной проекции вектора напряженности электрического поля.

Начальное распределение температуры принято однородным. Тепловые условия на внешних границах составного объекта учитывают конвективную теплоотдачу по закону Ньютона–Рихмана с различными коэффициентами теплоотдачи. На внутренних границах принято условие идеального теплового контакта.

Сформулированная математическая модель электродинамики и теплообмена при воздействии излучения СВЧ в общем случае является сопряженной. В данной работе исследование модели выполнено для случая постоянных значений электрофизических параметров, что позволяет последовательно в 3D постановке решать стационарную задачу электродинамики, определяя распределение внутренних тепловых источников в расчетной области, а затем нестационарную задачу теплопроводности.

Численное исследование сформулированной математической модели проведено в универсальной среде численного моделирования COMSOL Multiphysics.

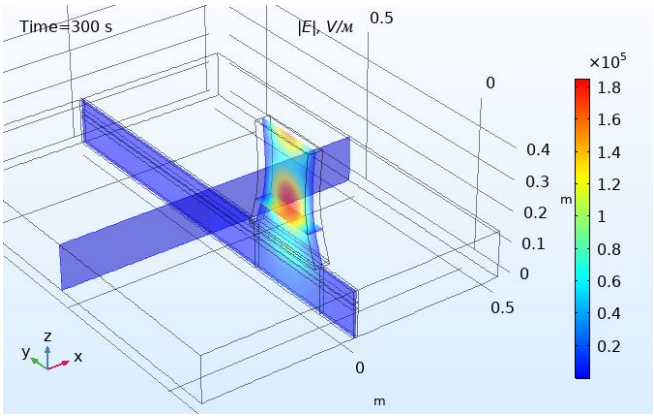


Рис. 2. Стационарное распределение модуля вектора напряженности электрического поля |**E**|, В/м

В [6] показано, что результаты лабораторных испытаний на специальной установке и данные расчетов по сформулированной математической модели имеют удовлетворительное совпадение. Там же приведены значения основных теплофизических и электрофизических параметров модели.

На рис. 2 представлено распределение модуля вектора напряженности электрического поля, создаваемого источником мощностью 75 кВт с частотой 915 МГц.

Из рис. 3 видно, что распределение |**E**| по вертикальной оси рупорной антенны, определяемое диэлектрическими свойствами материалов шва, имеет нелинейный характер. Это приводит к формированию существенно неоднородного температурного поля.

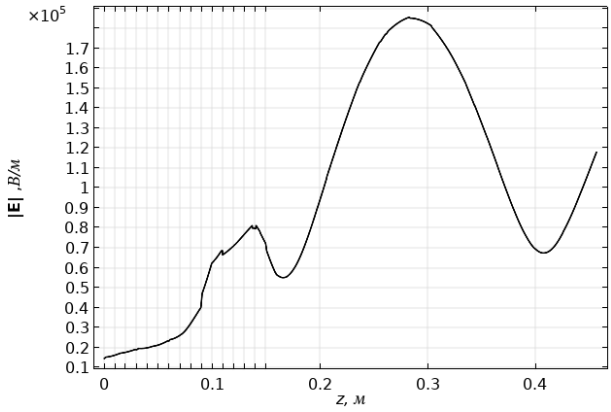
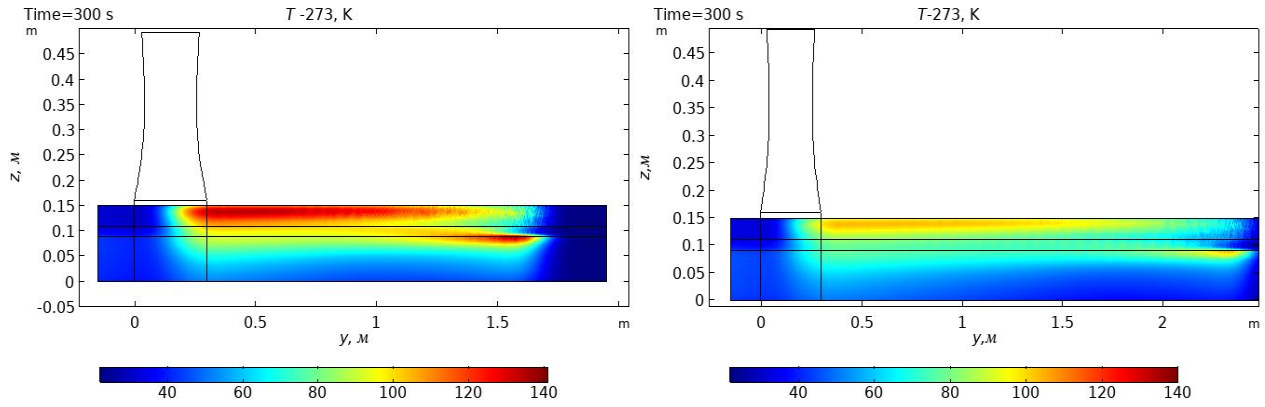


Рис. 3. Распределение модуля вектора напряженности электрического поля |**E**|, *В/м* вдоль направления вертикальной оси симметрии рупорной антенны

Влияние скорости перемещения излучателя на интенсивность нагрева материалов деформационного шва иллюстрирует рис. 4. Скорость движения излучателя V = 0.005 м/с разогревает поверхностный слой герметика до температуры текучести, что должно привести к заплыванию дефектов в этом слое и улучшению его защитных свойств. Расчеты показывают, что более высокое значение скорости установки V = 0.0075 м/с уже не позволит выполнить необходимый разогрев герметика на основе битума. Пониженная скорость V = 0.0025 м/с ведет к недопустимому перегреву, достигается температура, соответствующая условиям вспышки.



а *б*

Рис. 4. Развитие температурного поля в продольной плоскости симметрии трехслойного шва со временем при скорости движения СВЧ-установки: *а* – V = 0,005 м/с; *б* – 0,00375

Таким образом, вычислительный эксперимент позволяет выбрать эффективный режим термообработки деформационных швов.

Обозначения

c_p – удельная теплоёмкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К); $\tilde{\mathbf{E}}$ – комплексная амплитуда вектора напряженности электрического поля, В/м; I_{mw} – удельная поглощенная мощность СВЧ-излучения, Вт/м^3; $\boldsymbol{r}$ – радиус вектор точки пространства, м; T – температура,

К; t – время, c; γ – комплексный коэффициент распространения; $\varepsilon_a = \varepsilon\varepsilon_0$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость; $\mu_a = \mu\mu_0$ – абсолютная магнитная проницаемость; ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды; μ – относительная магнитная проницаемость среды; β – коэффициент фазы (волновое число), рад/м; α – коэффициент затухания $м^{-1}$; ρ – плотность материала, $кг/м^3$; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ω – круговая частота, $с^{-1}$; $i = \sqrt{-1}$, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, Гн/м; σ – удельная проводимость См/м; δ_M – угол магнитных потерь; $\mathrm{tg}\delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь; Δ – дифференциальный оператор Лапласа. Постоянные электрического и магнитного полей равны соответственно $\varepsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi)$ Ф/м и $\mu_0 = 4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м.

Литература

1. Кульчицкий В. А., Макогонов К. А., Васильев Н. Б., Чеков А. Н., Романов Н. И. Аэродромные покрытия. Современный взгляд. М.: Физико-математическая литература, 2002. – 528 с.

2. Недоносков А. Б., Дорняк О. Р. СВЧ-установка для термообработки деформационных швов жестких аэродромных покрытий // Промышленные процессы и технологии. 2022. Т. 2, № 2. С. 100–107.

3. Патент № 2783131 РФ, МПК E01C 23/09 (2006.01). Способ обработки и восстановления рабочих свойств швов жёстких аэродромных и дорожных покрытий : № 2021134425 : заявл. 24.11.2021 : опубл. 09.11.2022 / Недоносков А. Б., Внуков А. Н., Дорняк О. Р., Санникова С. М., Макогон В. К. Бюл. № 31.

4. Гринчик Н. Н., Бойправ О. В. Электродинамические и электрохимические процессы в неоднородных средах. Минск : БГУ, 2022. – 99 с.

5. Лыков А. В. Тепломассообмен. М. : Энергия, 1971.

6. Дорняк О. Р., Недоносков А. Б. Теплоперенос в трехслойной системе деформационного шва при СВЧ-нагреве // Тепловые процессы в технике. 2023. Т. 15, № 8. С. 364–373.

УДК 621.527.4/.5; 534.222.2

ГЕНЕРАТОР КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ НА БАЗЕ ПАРОВОДЯНОГО ИНЖЕКТОРА

Д. А. Жебынев, А. Г. Чукаев, А. М. Фельдман, И. Н. Гришняев, А. И. Крюков

Институт машиноведения им. А. А. Благонравова РАН, г. Москва, Россия
Научный центр нелинейной волновой механики и технологии РАН, г. Москва, Россия

Рассмотрен вопрос о применении пароводяного инжектора для генерирования нелинейных колебаний давления в нагретом потоке воды на выходе. Найдены условия возбуждения колебаний. Обнаружены высокочастотные затухающие скачки давления на переднем фронте колебаний. Предложен механизм возбуждения колебаний.

Ключевые слова: *пароводяной инжектор, нелинейные колебания давления, конденсация струи пара, генерация колебаний давления.*

Пароводяные струйные инжекторы применяются главным образом для подачи воды в паровые котлы и в нагревательных устройствах для повышения эффективности теплоотдачи [1–3]. Управляя процессами взаимодействия потока водяного пара и воды, можно использовать инжектор для разных целей. Нами он использован для нагрева потока воды и генерирования в нем колебаний давления высокой амплитуды. Такие генераторы можно использовать, например, для тепловой обработки пластов сверхвязкой нефти с целью интенсификации процесса ее добычи [4].

Основными узлами инжектора являются сопло и камера смешения. В работе рассматривался вариант инжектора, в котором на вход сопла подается под давлением пар, а в зазор между выходом сопла и входом камеры смешения – вода.

Для исследования пароводяных инжекторов был разработан специальный стенд, в котором в качестве источника пара использовался парогенератор электрический электродный марки ПЭЭ–100 с максимальными давлением и производительностью пара 10 бар и 100 кг/ч соответственно. Схема стенда представлена на рис. 1. Давление пара в экспериментах поддерживалось в пределах 8–10 бар при расходе около 70 кг/ч. Вся система перед началом работы прогревается. При достижении на входе в устройство температуры пара порядка 160 ^{o}C, а температуры воды на выходе из диффузора около 70 ^{o}C, увеличивалось противодавление до тех пор, пока не начинали возбуждаться колебания. Затем подбором расхода воды (изменением коэффициента инжекции) находился устойчивый режим возбуждения колебаний.

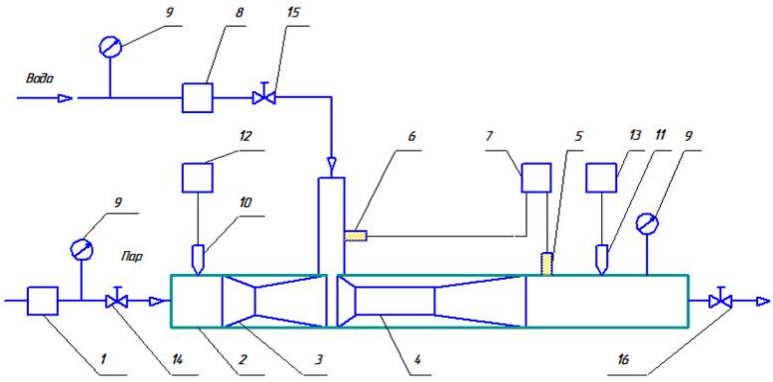


Рис.1. Схема экспериментального стенда: 1 – парогенератор ПЭЭ – 100, 2 – корпус пароводяного инжектора (рабочая камера), 3 – сопло Лаваля, 4 – камера смешения с напорным соплом и диффузором, 5, 6 – датчики переменного давления типа 701A фирмы Kistler, 7 – цифровой осциллограф типа Gould Classic 6000, 8 – расходомер воды Питерфлоу РС, 9 – манометры, 10, 11 – термопары, 12, 13 – регистраторы температуры, 14 – кран, 15, 16 – вентили

Расчетно-экспериментальным путем были найдены комбинации размеров сопла и камеры смешения, в которых возможны возбуждения пульсаций давления. В качестве рабочих сопел использовали сверхзвуковые сопла Лаваля, рассчитанные под рабочие параметры используемого пара. Для каждого сопла рассчитывалась камера смешения с соответствующим диаметром цилиндрического напорного сопла (горловины диффузора).

Экспериментальным путем было установлено, что стабильные по частоте релаксационные колебания давления возбуждаются в потоке нагретой воды при создании в камере смешения противодавления, близкого к давлению подаваемой воды. Вода подавалась от водопроводной сети. Кроме того, были найдены оптимальные коэффициенты инжекции воды, при которых она нагревалась до 75–95 ^{o}C и обеспечивалась высокая стабильность колебаний.

На рис. 2 представлены наиболее характерные фрагменты колебаний давления, возбуждаемого за диффузором, а также колебания давления в магистрали подачи воды. Полученные осциллограммы отражают, по нашему мнению, общую картину теплофизических процессов, происходящих в пароводяном струйном инжекторе и детально описанных в [1]. Однако процессы взаимодействия паровой и жидкой фаз в случае возбуждения колебаний имеют более сложный характер. В конце камеры смешения, когда паровая фаза еще полностью не сконденсировалась, падает местная скорость звука. Под влиянием геометрического, теплового и расходного воздействий скорость потока смеси замедляется и уменьшается до дозвуковой, в результате чего возникает скачок давления, который на осциллограмме регистрируется в виде острого пика. Последующие за ним затухающие пики давления отражают сложный характер процессов взаимодействия фаз в потоке и всего процесса конденсации до получения жидкости. Механизм возбуждения возникающих при этом колебаний можно объяснить изменением режима работы сопла, на что указывают импульсы давления в магистрали подачи воды. Из рисунка видно, что эти импульсы положительные и имеют форму, аналогичную импульсам, возникающим на переднем фронте низкочастотных импульсов колебаний давления. По-видимому, этот цуг высокочастотных импульсов представляет собой ударную волну, которая возвращается к соплу и перекрывает подачу воды в камеру смешения и таким образом изменяет режим работы сопла, переводя его в дозвуковой. После отражения этой волны сопло вновь возвращается в сверхзвуковой режим работы. При этом поток пара догоняет отраженную ударную волну и взаимодействует с водой, находящейся в камере смешения, поскольку магистральная вода, как более инерционная среда, отстает от потока пара. Таким образом, при переходе сопла из дозвукового режима в сверхзвуковой возможен прямой контакт пара с водой. В процессе такого контакта также возможно возбуждение коротких импульсов давления согласно данным работы [6], что дополнительно свидетельствует о сложном характере процесса возбуждения колебаний в паровом инжекторе.

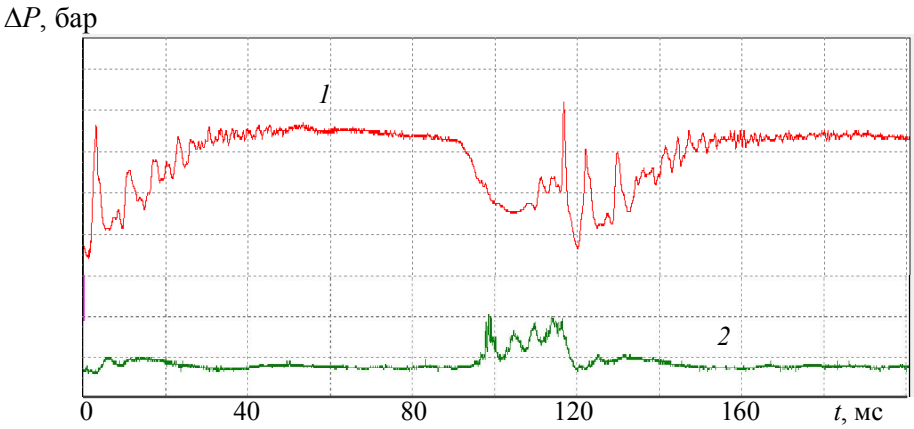


Рис. 2. Характерные особенности колебаний давления (ΔP) на выходе диффузора (1) и в магистрали воды (2). Цена деления по вертикали 2 бара

Таким образом, пароводяной инжектор при определенной геометрии сопла и камеры смешения, а также определенных параметрах режима работы, может использоваться в качестве генератора нелинейных колебаний давления в потоке жидкости.

Литература

1. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981. – 472 с.

2. Цегельский В. Г. Двухфазные струйные аппараты. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2003. – 408 с.

3. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М.: Энергоиздат, 1989. – 352 с.

4. Прощекальников Д. В., Кульментьева Е. И., Рамазанов Р. Р., Солодов С. Д., Гурьянов А. И. Оценка эффективности гидроимпульсного воздействия на призабойную зону скважины // Вестн. технол. ун-та. 2015. Т. 18, № 22. С. 131–133.

5. Фисенко В. В. Сверхзвуковой струйно-форсуночный аппарат // НПО “Энергоавтоматика”. 2006. Интернетресурс: npoema.ru>text/5.htm3.

6. Алексеев М. В. Динамика контакта пар–жидкость и пульсации давления при полной конденсации пара в трубе: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2004. – 20 с.

УДК 536.48

ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ТЕКУЧИХ СРЕД В УСЛОВИЯХ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

А. А. Жердев, Д. А. Жидков, Л. М. Колышкин, С. С. Рябикин, А. В. Шакуров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Основная научно-техническая проблема, на решение которой направлены описанные в работе исследования, заключается в недостатке знаний об особенностях и, следовательно, путях совершенствования организации процессов тепло- и массообмена многокомпонентных жидкостей и газов, находящихся в рабочем режиме в условиях низких температур. Рассмотрены задачи очистки газов, тепло- и массообмена в контурах хладагента и теплоносителя, в разомкнутом цикле. Результатами данных исследований являются как конкретная информация о протекании процессов тепло- и массообмена, так и новые знания для проектирования оборудования. Развитие информационных технологий и материаловедения открывает новые возможности по регулированию и управлению процессами тепло- и массообмена в их динамике.

Ключевые слова: *тепло- и массообмен, низкие температуры, криогенная техника, холодильная техника, хладагенты, хладоносители.*

Низкие температуры (от уровня температур окружающей среды вплоть до абсолютного нуля) и связанные с их получением или использованием техника, технологии имеют одну из самых широких областей применения в хозяйстве и касаются многих аспектов частной жизни человека. Например, в XX веке массовое внедрение низкотемпературной техники и технологий явно коррелировало с ростом населения и тяжелой промышленности (яркие примеры – бытовой холодильный шкаф и воздухоразделительная установка, предназначенная для обеспечения металлургии кислородом). Сегодня низкотемпературная техника еще более широко распространена и является одним из основных потребителей электрической энергии (бытовые, коммерческие и промышленные холодильные установки, кондиционеры, криогенное оборудование и др.).

С развитием научно-технического прогресса, с изменением общественно-политической обстановки появляются новые задачи и новые возможности для совершенствования низкотемпературных аппаратов и систем. Например, начиная с подписания в 1992 г. Рамочной конвенции ООН об изменении климата, все большее внимание уделяется выбросам парниковых газов и углеродному следу в целом, что значительно влияет на низкотемпературную технику. С другой стороны, развитие информационных технологий, материаловедения открывает новые возможности по управлению процессами тепло- и массообмена в их динамике для повышения их точности (где это требуется), а также для снижения энергопотребления и вреда окружающей среде от использования данного оборудования (что актуально для разработки высокоэффективных тепло- и массообменных систем будущего). При этом необходимо учитывать, что низкие температуры часто вносят дополнительные ограничения, новые взаимосвязи, изменяют степень взаимного влияния элементов систем, аппаратов и вносят иные особенности в процессы, что зачастую требует детального рассмотрения.

Недостаточная изученность вопросов совершенствования такого оборудования влечет за собой недостаточную степень энергетической эффективности многих современных установок и их аппаратов, что зачастую значительно снижает полезный эффект от их применения, а следовательно, и ограничивает эффективность всей технологической цепочки, к которой они принадлежат. Так, например, применение высокорасходных вихревых труб (которые имеют коэффициент полезного действия 30–40%) вместо дросселя потенциально способно

понизить требования к давлению в системе низкотемпературной сепарации природного газа, что значительно влияет на ее энергопотребление. Добавление наночастиц в теплоносители потенциально способно до 10–20% увеличить коэффициент теплоотдачи в теплообменных аппаратах, что актуально для создания крупных распределенных систем охлаждения, а также для коррекции работы уже созданного оборудования.

Так, основная научно-техническая проблема, на решение которой направлены исследования нашего коллектива, заключается в недостатке знаний об особенностях и, следовательно, путях совершенствования организации процессов тепло- и массообмена многокомпонентных жидкостей, газов (смесей, двух- и многофазных потоков, например, природного газа, смесей хладагентов, влажного, загрязненного воздуха, хладоносителей с твердыми примесями), находящихся в рабочем режиме в условиях низких температур. Разделены направления по области применения аппаратов.

Первая группа – очистка газов. Это тепло- и массообмен вихревого эффекта для высокорасходной регулируемой низкотемпературной сепарации природного газа [1], а также при адсорбции в задаче осушки сжатого воздуха до низких значений температуры точки росы для транспортного оборудования [2].

Вторая группа – тепло- и массообмен в контуре смесевого хладагента (в частности, регулирование состава смеси хладагентов для ожижения природного газа, азота без его дозаправки/сброса при работе при различных условиях окружающей среды, вопросы расчета многопоточных витых теплообменных аппаратов).

Третья группа – тепло- и массообмен в контуре хладоносителя. Среди рассматриваемых задач генерация бинарного льда с использованием индукционного нагрева, который потенциально обладает возможностью контроля фазового состава двухфазного хладоносителя на выходе из аппарата за счет регулирования режимов нагрева–охлаждения на теплообменной поверхности. Также проводится исследование вопросов модификации состава хладоносителя (вода\спирты) наночастицами Al_2O_3, Ag\PVP для повышения теплоотдачи в теплообменных аппаратах.

Четвертая группа – тепло- и массообмен в разомкнутом цикле. Решена задача обеспечения процесса регулируемого общего терапевтического охлаждения в открытом в атмосферу исполнительном устройстве при температуре охлаждающего газа до –130 °C для обеспечения однородного охлаждения человека [3], а также проведена разработка компактного криогенного смесительного газификатора жидкого азота, позволяющего в широком диапазоне регулировать температуру и расход газа на выходе, управляя давлением линии жидкого азота, учитывая особенности кипения криогенной жидкости при быстро меняющейся разнице температур в аппарате [4].

Результаты исследований представленных практических задач возможно рассматривать как конкретную объективную информацию о протекании процессов тепло- и массообмена в условиях низких температур, на основе которой возможно выделить зависимости, характерные критерии, пороговые значения, корреляции, технические решения и концепции, так и, исходя из системного анализа полученных данных и ранее полученных знаний, возможно получить новые знания для методологии, принципов проектирования оборудования в условиях возросших возможностей по регулированию процессов, применения новых материалов. Это открывает новые возможности как для проектирования низкотемпературного оборудования (повышение компактности и ресурса, учет различных режимов работы на стадии проектирования и т. п.), так и для дополнения понимания теплофизики в тепло- и массообменной аппаратуре.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-19-00018.

Литература

1. Жердев А. А., Шакуров А. В., Жидков Д. А., Кротов А. С. Рябикин С. С. Сравнительный анализ эффективности очистки природного газа при низкой степени расширения с применением дросселя или высокорасходной трехпоточной вихревой трубы // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2022. № 8. С. 18–22.

2. Жердев А. А., Подчуфаров А. А., Шакуров А. В., Устюшкина А. И. Исследование адсорбционных характеристик композитных и гранулированных адсорбционных материалов // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2023. № 2. С. 26–29.

3. Voronov V. A., Kolishkin L. M., Shakurov A. V., Zherdev A. A. Experimental evaluation of partial body cryotherapy unit with gas supply regulation // Int. J. of Refrigeration. 2023. https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2023.08.001.

4. Шакуров А. В., Колышкин Л. М. Исследование режимов работы криогенного распылительного смесительного газификатора с регулируемой производительностью // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2023. № 2. С. 19–23.

УДК 536.24

КИПЕНИЕ В ПЛОСКИХ МИКРО- И МИНИКАНАЛАХ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ЛОКАЛИЗОВАННОМ НАГРЕВЕ СО СТОРОНЫ СТЕНКИ

Д. В. Зайцев, М. В. Пуховой, В. В. Белослудцев, О. А. Кабов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Выполнены систематические экспериментальные исследования динамики пузырей и теплообмена при проточном кипении воды в канале с неоднородным нагревом (ширина потока рабочей жидкости больше ширины нагревателя) в мини- и микроканалах высотой от 0,2 до 3,7 мм при различном недогреве воды. Эксперименты проводились при различных размерах нагревателя 3×3 и 10×10 мм^2, при этом ширина канала сохранена (30 мм). Эксперименты выполнены при интенсивном нагреве со стороны стенки (до 1 кВт/см^2 с нагревателя 10×10 мм^2 и до 1,6 кВт/см^2 с нагревателя 3×3 мм^2). Установлено, что с увеличением высоты канала в диапазоне 0.2–3,7 мм интенсивность теплообмена и критический тепловой поток существенно возрастают. Для заданного расхода жидкости и высоты канала критический тепловой поток на нагревателе 3×3 мм^2 превышает тепловой поток на нагревателе 10×10 мм^2, причем с увеличением высоты канала отличие возрастает.

Ключевые слова: *кипение в микроканалах, динамика паровых пузырей, интенсивный локальный нагрев.*

Кипение позволяет просто и эффективно повысить плотность теплового потока, снимаемого с нагретой стенки. Кипение достаточно давно изучено для большого объема жидкости [1]. Активно ведется исследование проточного кипения в каналах и миниканалах [2]. Актуальность исследования проточного кипения в микроканалах связано с новыми задачами охлаждения электронного и микроэлектронного оборудования, в частности для 3D-плат, где возникает неоднородный нагрев по плоскости канала [3].

Использовались два рабочих участка. Первый имеет нагреватель размером 3х3 мм^2 и схема его показана на рис. 1. Верхняя стенка канала состоит из просветляющего стекла толщиной 20 мм, что позволяет визуализировать гидродинамику процесса кипения. Нижняя часть канала представляет собой пластину из нержавеющей стали, в которую запрессован медный стержень с головкой 3х3 мм^2, выполняющий роль нагревателя. С помощью двух термопар диаметром 0,25 мм, встроенных в нагреватель, и шести термопар диаметром 0,5 мм, встроенных в стальную пластину, определяется тепловой поток в медном стержне, а также тепловые потери в пластину из нержавеющей стали. Чтобы свести к минимуму потери тепла на излучение, медный нагреватель снаружи никелирован. В качестве источника тепла используются 4 картриджных нагревателя мощностью нагрева по 160 Вт каждый. Тепловой контакт между нагревателями картриджа и медью обеспечивается тонким слоем жидкометаллического термоинтерфейса на основе сплава галлия. Медный блок нагревателя обернут листами аэрогеля с теплопроводностью 0,019 Вт/(м·К) при комнатной температуре, что значительно снижает потери тепла в атмосферу. Тепловой поток от нагревателей определяется как тепловой поток вдоль медного стержня, измеренный термопарами, за вычетом потерь тепла в пластину. Жидкость в рабочую зону подавалась с помощью насоса, дополнительно расход измерялся ультразвуковым расходомером. В качестве рабочей жидкости использовалась сверхчистая дистиллированная вода Milli-Q. Высота канала измеряется в шести точках с использованием конфокального зонда Micro-Epsilon IFC2451. Визуализация осуществлялась с помощью высокоскоростной камеры FASTCAM SA 1.1. Скорость съемки в экспериментах достигала 100 000 кадров в секунду. Камера оснащена оптической системой высокого пространственного разрешения, в частности объективом Mitutoyo M PLAN APO x5, позволяющим добиться пространственного разрешения 2 микрона на пиксель камеры.

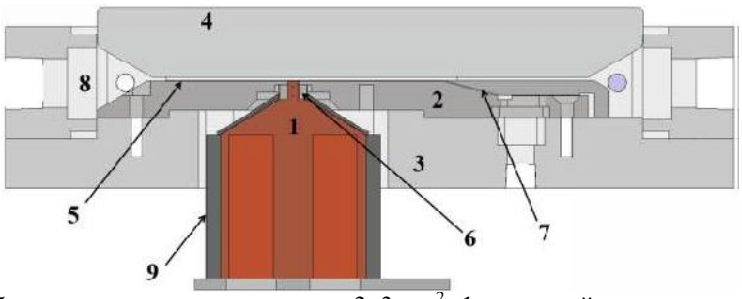


Рис. 1. Схема рабочего участка с нагревателем 3x3 мм^2: 1 – медный нагреватель, 2 – пластина из нержавеющей стали, 3 – капролоновая основа, 4 – стеклянная верхняя крышка, 5 – фторопластовая вставка, 6 – прокладка из фторфлагопита, 7 – патрубок входа жидкости, 8 – выходной патрубок, 9 – аэрогелевая теплоизоляция

Второй рабочий участок имеет нагреватель размером 10x10 мм^2 и схема его показана на рис. 2. Нижняя часть канала представляет собой пластину из нержавеющей стали, в которую запрессован медный стержень с головкой 1x1 см^2, выполняющий роль нагревателя. С помощью шести термопар диаметром 0,25 мм, встроенных в нагреватель, и девяти термопар диаметром 0,5 мм, встроенных в стальную пластину, определяется тепловой поток в медном стержне, а также тепловые потери в нержавеющую сталь. В качестве источника тепла используются семь картриджных нагревателей мощностью нагрева по 500 Вт каждый. Тепловой поток от нагревателя определяется как тепловой поток вдоль медного стержня, измеренный термопарами, за вычетом утечки тепла в пластину.

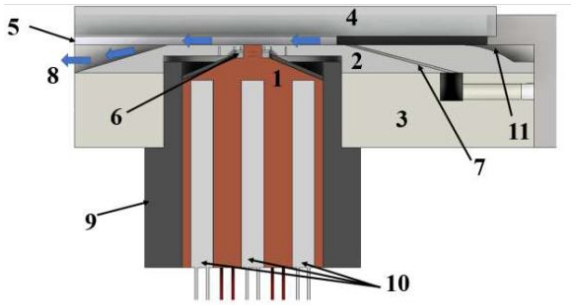


Рис. 2. Схема рабочего участка с нагревателем 10x10 мм^2: 1 – медный нагреватель, 2 – пластина из нержавеющей стали, 3 – основание TECAPEEK, 4 – стеклянная верхняя крышка, 5 – вставка из ПТФЭ, 6 – паронитовая прокладка, 7 – патрубок впуска жидкости, 8 – выпускной патрубок, 9 – аэрогелевая теплоизоляция, 10 – картриджные нагреватели, 11 – ввод газа

Установлено, что с увеличением высоты канала интенсивность теплообмена и критический тепловой поток существенно возрастают (рис. 3). Качественно результаты, полученные для нагревателей 3x3 и 10x10 мм^2, идентичны.

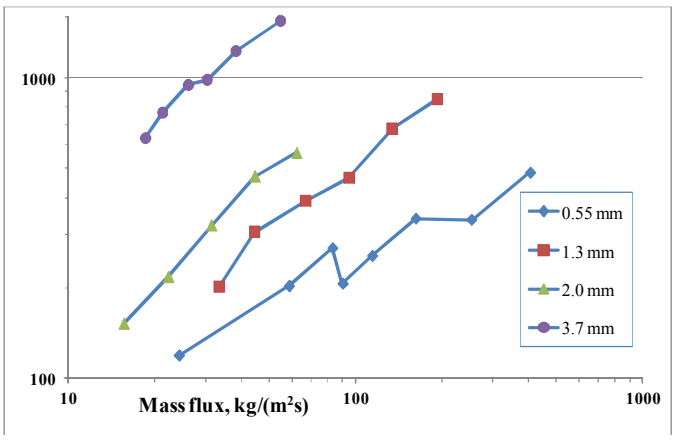


Рис. 3. Влияние удельного массового расхода (массовой скорости) воды и высоты канала (указана в легенде) на критический тепловой поток для нагревателя 3x3 мм^2 (ширина канала 30 мм)

Однако при заданном расходе и высоте канала критический тепловой поток на нагревателе 3x3 мм^2 превышает тепловой поток на нагревателе 10x10 мм^2, причем разница растет с увеличением высоты канала (рис. 4).

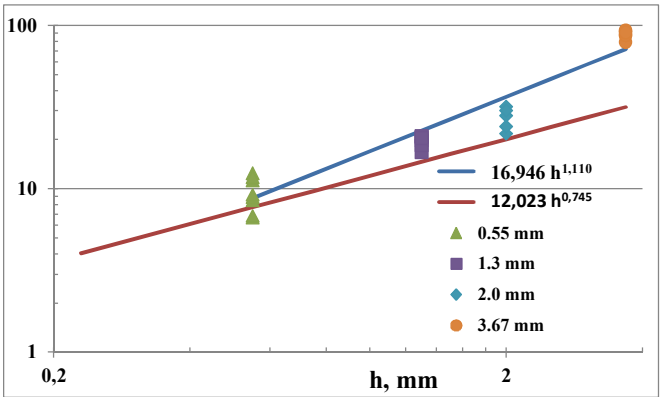
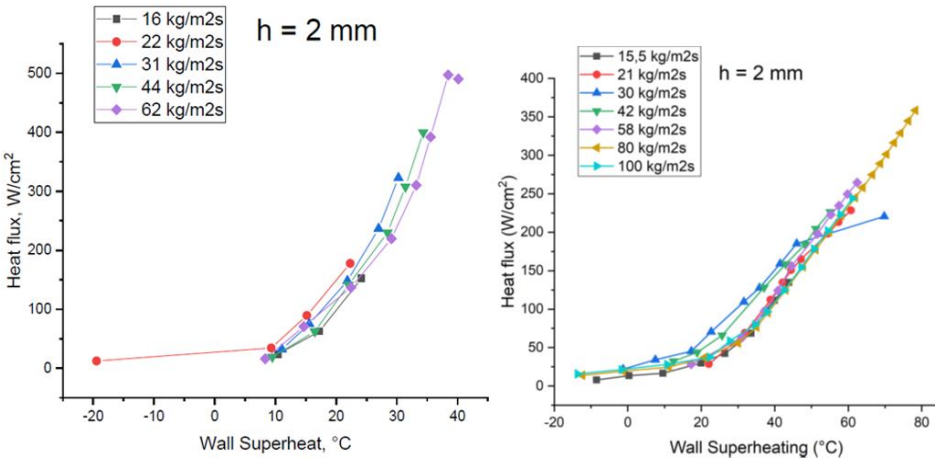


Рис. 4. Влияние высоты канала на приведенный критический тепловой поток для нагревателя 3x3 мм^2 (точки, синяя обобщающая линия) и нагревателя 10x10 мм^2 (красная обобщающая линия). Вода, ширина канала 30 мм, q_{cr} – критический тепловой поток (Вт/см^2), G – массовая скорость (кг/м^2·с), h – высота канала

Получены кривые кипения при различных расходах воды и различной высоте каналов для обоих размеров нагревателей. Пример кривых кипения для канала высотой 2,0 мм для двух размеров нагревателя показан на рис. 5. Поведение кривых кипения в целом одинаково для обоих размеров нагревателя во всем диапазоне расходов воды и высот канала.



а *б*

Рис. 5. Зависимость теплового потока от перегрева стенки. Высота канала h составляет 2 мм. Размер нагревателя: *а* – 3x3 мм^2, *б* – 10x10 мм^2

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 22-49-08018).

Литература

1. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.
2. Liang G., Mudawar I. Review of channel flow boiling enhancement by surface modification, and instability suppression schemes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2020. Vol. 146. P. 118864.
3. International Roadmap for Devices and Systems, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2021. [Электронный ресурс]. https://irds.ieee.org/editions.

УДК 662.76, 62-971

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И ТЕПЛООБМЕНА РЕАКТОРА ДВУХСТАДИЙНОГО ПИРОЛИЗА БИОМАССЫ, НАГРЕВАЕМОГО ПОТОКОМ ДЫМОВЫХ ГАЗОВ

В. М. Зайченко, В. А. Лавренов, Ю. М. Фалеева

Объединённый институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований и расчёта температурного поля древесного брикета, нагреваемого в условиях, имитирующих нагрев потоком дымовых газов в установке двухстадийной пиролитической переработки биомассы в синтез-газ, позволяющие оценивать необходимое время нахождения сырья на первом этапе медленного пиролиза. Показаны конструктивные особенности и основные параметры реактора пиролиза и реактора крекинга демонстрационной установки двухстадийной конверсии биомассы в синтез-газ номинальной производительностью 5 кг/ч по сырью.

Ключевые слова: *конвективный и лучистый теплообмен, пиролиз биомассы, термическое разложение, синтез-газ, внешний нагрев, крекинг.*

Биомасса является устойчивой, возобновляемой, углерод-нейтральной альтернативой ископаемому топливу. Сегодня крайне остро стоит вопрос экологически безопасной и энергоэффективной утилизации отходов, в том числе биомассы различного происхождения. За 2022 г. в России образовалось более 57 млн т отходов сельского и лесного хозяйств, охоты, рыболовства и рыбоводства, обработки древесины, производства изделий из дерева и пробки, производства бумаги и бумажных изделий [1]. Каждое предприятие сельскохозяйственного, животноводческого и лесопромышленного комплекса сталкивается с проблемой утилизации отходов, к которым относится биомасса различного вида: солома, лузга и шелуха, птичий помёт и навоз, щепа, опилки, стружка, кора, неделовая древесина, лигнин, различные отходы целлюлозно-бумажной промышленности и т. д. Часть отходов закапывается на полях, часть используется в качестве сырья для производства ДСП, ДВП, топливных пеллет, брикетов и т. п., часть сжигается на месте в печах или котлах с получением теплоты в виде сушильного агента, горячей воды или пара. Однако зачастую отходы не находят полезного применения, а просто накапливаются на открытом воздухе в виде обширных свалок, которые склонны к самовоспламенению и тлению, что приводит к попаданию в окружающую среду большого количества вредных продуктов неполного горения. Для предприятий это чревато возможностью возникновения пожаров, а также болезненными штрафами от природоохранных структур. В то же время утилизация отходов может стать источником дополнительных доходов или способом экономии потребляемых энергоресурсов.

Одним из перспективных способов переработки биомассы в высококачественный синтез-газ является двухстадийная термическая конверсия, представляющая собой комбинацию пиролиза и последующего высокотемпературного (1000 °C) крекинга летучих продуктов пиролиза в слое твёрдого остатка. Данный способ позволяет получать из биомассы различного вида высококачественный среднекалорийный синтез-газ с низким содержанием смол, более чем на 90% (об.) состоящий из монооксида углерода и водорода, пригодный в качестве топлива газопоршневых когенерационных мини-ТЭЦ, а также в качестве сырья для каталитического синтеза метанола, диметилового эфира, жидких моторных биотоплив и других ценных продуктов [2–4]. К настоящему моменту получены данные о свойствах продуктов, получаемых при двухстадийной пиролитической конверсии широкого спектра органических отходов, которые демонстрируют перспективность метода.

Для апробации метода в ОИВТ РАН создана демонстрационная установка непрерывного действия. На рис. 1 представлена схема процесса, обозначены основные элементы установки, а также направления движения потоков энергоносителей.

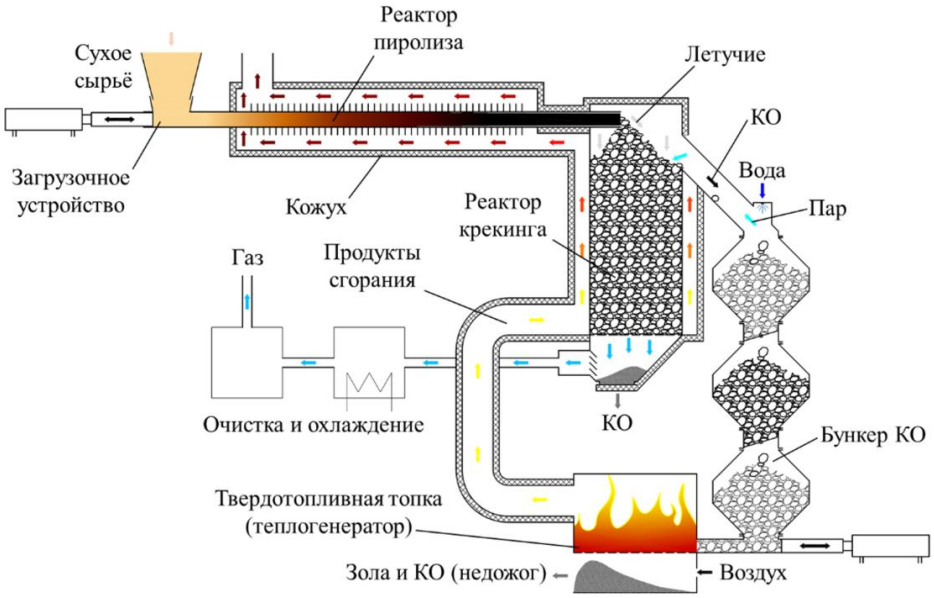


Рис. 1. Схема демонстрационной установки непрерывного действия для производства синтез-газа из биомассы «Пироэнергия-5»

Согласно представленной схеме сырьё посредством загрузочного устройства спрессовывается в брикет и порциями подаётся в реактор пиролиза (РП), представляющий собой оребрённую снаружи горизонтальную трубу 57х2,5 мм из нержавеющей стали, где происходит его нагрев (от стенок), высушивание и последующее термическое разложение. Теплота подводится снаружи трубы от горячих дымовых газов, омывающих оребрённую поверхность. Сырьё проталкивается по трубе РП в сторону открытого торца за счёт подачи новых порций сырья. Вместе с образующимися в процессе безвоздушного термического разложения (пиролиза) летучими продуктами из открытого торца выталкиваются продукты в твёрдой фазе (коксовый остаток – КО), представляющие собой обугленный на некоторую глубину брикет биомассы. Коксовый остаток попадает в верхнюю часть реактора крекинга (РК), из которой происходит его распределение между РК и бункером КО. Реактор крекинга – плоская реторта из хромоникелевого сплава для работы при 1000–1100°С. Постепенно КО в РК расходуется за счёт газификации водяным паром и CO_2. Восполнение уровня КО в реторте РК происходит непрерывно за счёт КО, поступающего из открытого торца РП. Излишний КО направляется в бункер КО, в верхнем отсеке которого имеется форсунка, предназначенная для охлаждения КО за счёт распыления мелкодисперсных водяных капель (водяного тумана). Образующийся пар поступает в реторту РК и, проходя через слой КО и взаимодействуя с ним, превращается в горючий газ. Из бункера КО происходит герметичная разгрузка КО и его подача в теплогенератор, где происходит сжигание КО. Продукты сгорания КО направляются в пространство между теплоизоляционным кожухом и реакторами пиролиза и крекинга, обеспечивая подведение теплоты в процессы пиролиза и крекинга. Из нижней части РК выводится газ для охлаждения и очистки от пылевидных частиц и влаги. Зола и механически недожжённые частицы КО удаляются из топки.

Степень переработки сырья в синтез-газ определяется глубиной пиролитического разложения в РП, которое определяется температурными условиями и длительностью выдержки. Для обеспечения теплотой всего процесса за счёт сжигания КО необходимо точно рассчитать глубину пиролиза сырья в РП, т. е. установить как происходит нагрев брикета по се-

чению. На рис. 2 изображена полученная экспериментально зависимость профиля температур в поперечном сечении брикета сырья от времени выдержки.

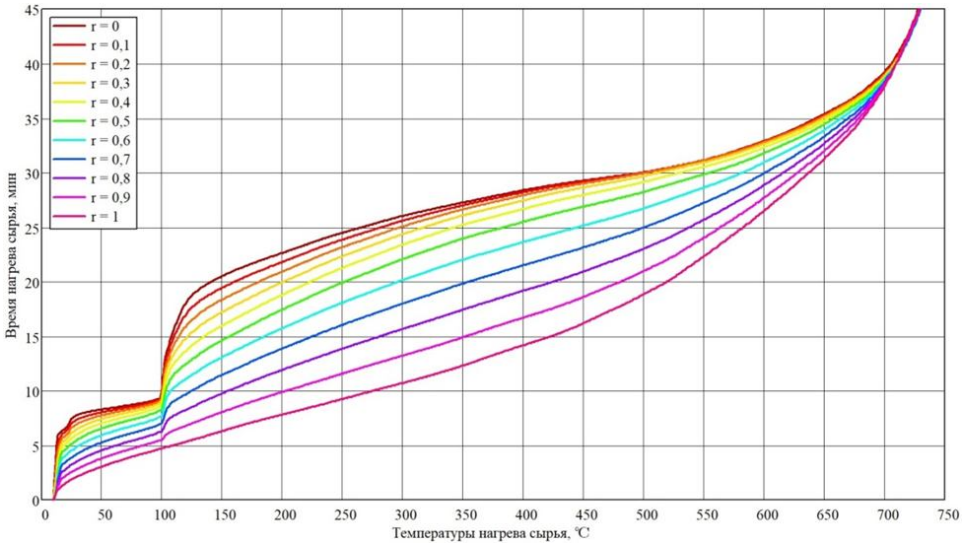


Рис. 2. Соответствие времени выдержки и температуры по сечению брикета

Полученная зависимость позволяет рассчитать интегральные (суммарные по неоднородному поперечному сечению брикета) значения удельного выхода синтез-газа и его химического состава, потери массы брикета, его элементного состава и теплоты сгорания. Параметром расчёта в этом случае становится длительность нагрева сырья в реакторе пиролиза до его попадания в выходное сечение (верхнюю часть РК). При этом в качестве допущения принимается, что скорость нагрева сырья в разных сечениях брикета постоянна и равна 10 °С/мин, что соответствует скорости нагрева, при которой были получены экспериментальные данные. Результатом расчёта получено оптимальное значение длительности пиролиза сырья в РП, составляющее для демонстрационной установки 23–27 мин. В случае если длительность выдержки будет соответствовать обозначенному диапазону, в теплогенератор поступит достаточное для обеспечения собственных тепловых нужд количество коксового остатка, а остальная часть будет подвергнута конверсии в синтез-газ, благодаря чему будет достигнута полная утилизация (отход – зола).

При использовании данного метода важно использовать идентичную реальному реактору экспериментальную оснастку, поскольку прогрев сечения брикета биомассы во многом зависит от условий комбинированного конвективно-лучистого теплообмена на внешней поверхности оребрённой трубы РП.

Литература

1. Федеральная служба государственной статистики РФ. // Электронный ресурс. Режим доступа: https://rosstat.gov.ru/storage/mediabank/Oxr_otxod1-okved2.xls.

2. Зайченко В. М., Лавренов В. А., Ларина О. М. Энергетическая утилизация биомассы. Новые технологии // ТВТ. 2020. Т. 58, № 4. С. 723–731.

3. Kachalov V. V., Lavrenov V. A., Lishchiner I. I. et al. Scientific bases of biomass processing into basic component of aviation fuel // J. of Phys.: Conf. Ser. 2016. Vol. 774. Conf. 1. P. 012136.

4. Khaskhachikh V. V, Krysanova K. O., Lavrenov V. A. and Zaichenko V. M. Comparison of charcoal, ceramics and dolomite as a bed material in two-stage pyrolytic processing of wood waste into the synthesis gas // Chem. Eng. Trans. 2019. Vol. 76. P. 1465–1470.

УДК 66.011

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ПРОЦЕССЕ РЕКТИФИКАЦИИ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ВНУТРЕННЕГО ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ

М. К. Захаров, Д. Б. Плетнев, Е. А. Губкин

МИРЭА – Российский технологический университет
Институт тонких химических технологий им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Представлена сущность теории внутреннего энергосбережения, учитывающая многократную конденсацию пара на тарелках ректификационной колонны. Приведена формула для количественной оценки среднего внутреннего энергосбережения при ректификации с учетом различного агрегатного состояния исходной смеси. С помощью теории внутреннего энергосбережения доказано, что при подаче «холодной» (без предварительного нагрева) исходной смеси в ректификационную колонну затраты теплоты на разделение будут ниже, чем суммарные затраты теплоты (в кипятильнике колонны и подогревателе). Доказано, что при разделении паровой исходной смеси в ряде случаев с целью снижения затрат в кипятильнике целесообразна ее предварительная конденсация.

Ключевые слова: *внутреннее энергосбережение, ректификация, конденсация, испарение, парожидкостная смесь, холодная смесь.*

Ректификацию относят к массообменным диффузионным процессам. Это вполне оправдано только при ректификации в аппаратах пленочного типа, где кинетика процесса определяется диффузией. А если процесс ректификации осуществляется в тарельчатых колоннах – это теплообменный процесс, сопровождающийся массопереносом на каждой тарелке колонны. В свою очередь массоперенос на каждой тарелке обеспечивает температурный градиент по колонне. Этот уникальный тепломассообменный процесс дает возможность паровому потоку многократно (по числу тарелок в колонне) отдавать теплоту конденсации.

Объяснить, что ректификация – это тепломассобменный процесс без влияния диффузии, можно следующим образом. Эффективность работы любого теплообменного и массообменного аппаратов определяется не только коэффициентами теплопередачи и массопередачи k (точнее, пропускными способностями этих стадий kF), но и пропускными способностями стадий подвода и отвода теплоты в аппаратах [1].

Сущность внутреннего энергосбережения (коэффициент использования пара на тарелках) заключается в следующем [2–5]. Насыщенный пар, поступающий на тарелку, имеет температуру выше, чем жидкость на тарелке, поэтому происходит его парциальная конденсация до температуры жидкости на тарелке, которая устанавливается в соответствии с балансовым смешением парового потока с нижележащей тарелки и жидкостного потока с вышерасположенной тарелки. При непрерывной работе колонны находящаяся на тарелке жидкость не изменяет своих характеристик (состава, температуры), а лишь обеспечивает необходимую поверхность контакта между встречающимися на тарелке паровым и жидкостным потоками. Выделяющаяся при конденсации пара теплота расходуется на испарение поступающей сверху на тарелку жидкости при температуре жидкости на тарелке. Вновь образовавшийся пар, обогащённый низкокипящим компонентом, поступает на следующую тарелку укрепляющей секции колонны и вновь частично конденсируется. Так процесс повторяется многократно (по числу тарелок в укрепляющей части). Чем большая доля парового потока $R/(R + 1)$ конденсируется на каждой тарелке, тем более энергосберегающим становится процесс разделения методом ректификации.

При подаче в колонну исходной смеси при температуре кипения на тарелках отгонной секции колонны лимитирующей стадией в теплообмене является паровой поток. Поэтому в этом случае паровой поток «работает» полностью.

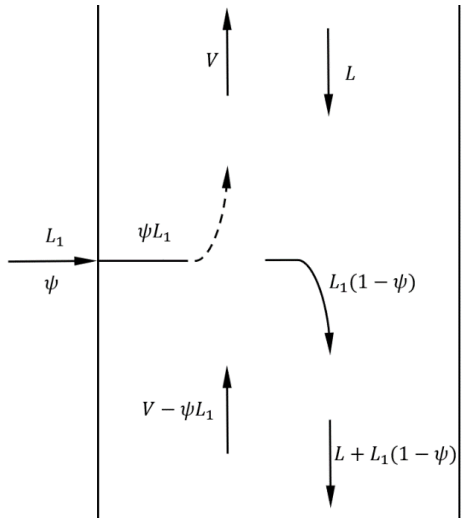
При учете разной «работоспособности» парового потока количественная оценка среднего внутреннего энергосбережения в колонне при подаче в колонну исходной смеси при температуре кипения может быть рассчитана по формуле

$$Э_н = \frac{R}{R+1}\frac{n_y}{n_y+n_o} + \frac{n_o}{n_y+n_o}. \quad (1)$$

На практике исходная смесь часто поступает в колонну с разным энергетическим потенциалом. В этих случаях в формуле (1) следует учитывать изменение паровых потоков в отгонной секции колонны:

$$Э_н = \frac{R}{R+1}\frac{n_y}{n_y+n_o} + \left[1 - \frac{\psi L_1}{(R+1)D}\right]\frac{n_o}{n_y+n_o}. \quad (2)$$

При подаче исходной смеси в парожидкостном состоянии после подогревателя-испарителя в колонну с долей пара ψ нагрузка на кипятильник будет меньше на величину $\psi L_1 r$. Согласно теории внутреннего энергосбережения в этом случае на тарелках отгонной секции колонны работает уменьшенный паровой поток $(V - \psi L_1)$ (рисунок). Это приводит к снижению внутреннего энергосбережения в отгонной секции колонны и среднего внутреннего энергосбережения по колонне в целом согласно формуле (2). Из-за уменьшения внутреннего энергосбережения увеличиваются суммарные затраты теплоты (в подогревателе-испарителе и кипятильнике).



Изменение парового и жидкостного потоков при подаче в колонну парожидкостной смеси

Согласно теории внутреннего энергосбережения исходную смесь нужно нагревать в любой части укрепляющей секции колонны с последующей подачей на тарелку питания [6].

В некоторых случаях (при подаче парожидкостной смеси) целесообразно понижать энергетический потенциал исходной смеси (при больших σ и малых значениях x_1) до уровня кипящей жидкости путем предварительной полной конденсации пара [7].

Теория внутреннего энергосбережения позволяет предсказывать вариант разделения бинарных и многокомпонентных смесей с наименьшими затратами теплоты, базируясь на расчетную величину внутреннего энергосбережения в одной или нескольких колоннах и в полной мере применима при анализе работы существующих и разрабатываемых оптимальных (с минимальными затратами теплоты) схем разделения многокомпонентных смесей, в том числе в сложных колоннах первичной переработки нефти [8].

Обозначения

$Э_н$ – внутреннее энергосбережение; R – флегмовое число; n_y, n_o – число тарелок в укрепляющей и отгонной частях колонны; ψ – доля пара; x_1, x_0, x_2 – концентрация низкокипящего компонента в исходной смеси, кубовой жидкости и дистилляте, кмоль НКК/кмоль смеси; V – поток пара, кмоль/с; L_1 – поток исходной смеси, кмоль/с.

Литература

1. Айнштейн В. Г., Захаров М. К., Носов Г. А., Захаренко В. В., Зиновкина Т. В., Таран А. Л., Костанян А. Е. Процессы и аппараты химической технологии. Общий курс. Учеб. в 2 т. / Под ред. В.Г. Айнштейна. 10-е изд. СПб.: Лань, 2023. – 1792 с.

2. Захаров М. К. Энергосберегающая ректификация: учебное пособие. СПб.: Лань, 2018. – 252 с.

3. Zakharov M. K. Comparison of energy-saving methods based on different theories: reversible rectification and internal energy savingi columns // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2022. Vol. 56, No. 6. P. 1049–1056.

4. Zakharov M. K. Theoretical foundations of internal energy saving during rectification // J. of Engineering Physics and Thermophysics. Vol. 95, No. 5. P. 1149–1155.

5. Захаров М. К., Егоров А. В., Подметенный А. А. О целесообразности распределенного подвода теплоты в ректификационных колоннах // Химическая технология. 2022. Т. 23, № 3. С. 123–130.

6. Zakharov M. K., Boichuk A. A. Influence of internal energy saving on selection of optimum scheme of heating for mixture separation in fractionating column // Chem. Pet. Eng. 2019. Vol. 54. P. 901–909.

7. Захаров М. К., Аббаси М. Влияние агрегатного состояния исходной бинарной смеси на затраты тепловой энергии при ректификации // Вестн. МИТХТ. 2014. Т. 9, № 1. С. 38–42.

8. Скобло А. И., Молоканов Ю. К., Владимиров А. И., Щелкунов В. А. Процессы и аппараты нефтегазопереработки и нефтехимии. М.: Издательский центр РГУ нефти и газа имени И. М. Губкина, 2012. – 726 с.

УДК 533.15

МЕМБРАННО-СОРБЦИОННЫЙ МЕТОД КАК ОСНОВА ТЕХНОЛОГИИ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ГЕЛИЯ И ПАРОВ ВОДЫ ИЗ ПРИРОДНОГО ГАЗА

В. Н. Зиновьев, И. В. Казанин, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики имени С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Экспериментально обосновано применение мембранно-сорбционного метода для совместного выделения гелия и паров воды из природного газа. Получены сорбционные характеристики для полых микросферических мембран и композитных сорбентов на их основе. Определены транспортные характеристики отдельной гранулы сорбента и среды из таких гранул при течении через них газа. Получены данные о ресурсе композитного сорбента при воздействии циклического нагружения. С использованием образцов природного газа со Среднеботуобинского месторождения получен гелиевый концентрат с увеличением содержания гелия в нем на два порядка. На примере созданной в ИТПМ опытно-промышленной установки выполнено масштабирование предлагаемого мембранно-сорбционного метода, которое показало его принципиальную применимость на газовых месторождениях. Выполнен параметрический анализ по оптимизации технологического процесса на основе мембранно-сорбционного метода для извлечения гелия из природного газа.

***Ключевые слова**: природный газ, гелий, пары воды, микросфера, оптимизация технологии, ресурс сорбента.*

Анализ современного состояния и прогноз долгосрочного развития мировой энергетики показывает, что доля использования природного газа в качестве основного энергоносителя в ближайшие десятилетия будет только возрастать [1]. В состав природного газа, наряду с углеводородами (метан, этан, пропан, бутан и др.), входят азот, углекислый газ, серосодержащие соединения, водород, гелий и другие примеси. При этом из всех перечисленных компонентов природного газа особо следует выделить гелий, как особо ценный, поскольку он относится к редким и почти невозобновляемым на Земле природным ресурсам с уникальными свойствами [2]. Это делает его почти незаменимым во многих практических приложениях: например, в медицине для приготовления дыхательных смесей, в науке и технике для создания сверхчистых сред, сверхпроводящих материалов, сверхмощных магнитных полей, сверхнизких температур и т. д. [2]. Использование природного газа только в качестве энергетического сырья неизбежно ведет к безвозвратным потерям гелия, так как при сжигании газа он поступает в атмосферу, а далее происходит его транспорт в космос. Следовательно, для сохранения этого ценного ресурса гелий необходимо сначала извлечь из природного газа, а в дальнейшем, при превышении потребности в нем, накапливать его излишки в подземных хранилищах [3]. В настоящее время основным способом извлечения гелия из природного газа в промышленном масштабе является криогенная технология, основу которой составляет последовательная конденсация углеводородных фракций, входящих в состав природного газа [4]. В последнее время широкое распространение также получает мембранный метод выделения гелия из природного газа, который основан на избирательной проницаемости материала мембраны по отношению к гелию [5, 6]. В настоящей работе обобщается опыт экспериментального обоснования применения мембранно-сорбционного метода для совместного извлечения гелия и паров воды из природного газа, который накоплен в ИТПМ СО РАН за последние годы [7, 8].

Суть предлагаемого метода состоит в использовании полых микросферических мембран (микросфер, ценосфер), стенка которых избирательно проницаема для гелия и непроницаема для других газов, и гранулированных сорбентов на их основе для выделения гелия и

паров воды из природного газа. Селективное поглощение гелия сорбентом (сорбция) происходит при наличии положительной разницы в парциальных давлениях гелия снаружи и внутри микросфер, который затем может быть извлечён из них (десорбция), путём создания обратного градиента парциального давления гелия за счет понижения давления в емкости с сорбентом [9, 10].

Были исследованы сорбционные характеристики композитного сорбента, созданного на основе псевдобемита и синтетических микросфер из натрийборсиликатного стекла, с целью его применения в мембранно-сорбционных технологиях выделения гелия из природного газа с его одновременной осушкой. Результаты исследования показали, что имеется принципиальная возможность использования композитного сорбента для совмещения адсорбционного процесса осушки природного газа от водяных паров и диффузионного извлечения из него гелия, что может позволить сократить технологическую схему предварительной подготовки природного газа. При этом было также установлено, что степень насыщения композитного сорбента парами воды практически не оказывает влияния на темпы поглощения гелия [11].

Были проведены специальные эксперименты по извлечению гелия из реального природного газа, полученного со Среднеботуобинского газового месторождения, расположенного в республике Саха (Якутия). Исходный состав природного газа содержал гелий с концентрацией 0,488 об.%. В результате проведения в адсорбере лабораторного стенда последовательных операций: сорбции гелия из природного газа сорбентом, последующего вакуумирования адсорбера и заключительной десорбции гелия из сорбента, удалось добиться увеличения концентрации гелия в гелиевом концентрате, которая составила около 40 об.%, что почти на два порядка превысило исходную концентрацию.

С целью выяснения фактических сроков эксплуатации и сохранности функциональных свойств композитного сорбента было проведено экспериментальное исследование влияния циклической нагрузки на ресурс и сорбционные характеристики гранулированного сорбента, состоящего из микросфер, селективно проницаемых для гелия в качестве наполнителя, и псевдобемита в качестве связующего. Установлено, что после многократных циклов нагружения газовой смесью при давлении до 10 МПа композитный сорбент сохраняет структурную целостность и неизменность сорбционных характеристик.

Выполнен параметрический анализ по оптимизации технологического процесса для извлечения гелия из гелийсодержащей смеси с помощью мембранно-сорбционного метода. В идеальном случае процесс сорбции/десорбции гелия в адсорбере, заполненном сорбентом до некоторого объема, должен протекать до достижения равенства парциальных давлений гелия снаружи и внутри микросфер. Однако, поскольку на практике это может занимать достаточно значительное время, нет никакой необходимости продолжать эти процессы до выравнивания давлений. Показано, что для обеспечения оптимальной реализации мембранно-сорбционного метода необходимо соблюдать два условия: 1) сорбцию/десорбцию проводить в течение определенного оптимального времени, за которое сорбентом поглощается 80–90% гелия от максимально возможного значения; 2) при этом сорбент должен занимать определенный объем адсорбера, обеспечивая максимальную производительность извлечения гелия при требуемом расходе природного газа.

Для проведения масштабирования мембранно-сорбционного метода как способа выделения гелия из природного газа в ИТПМ СО РАН была спроектирована и построена опытно-промышленная установка, на которой были проведены испытания и отладка всех необходимых операций, составляющих основу предполагаемого технологического процесса извлечения гелия из природного газа с помощью композитного сорбента на основе микросферических частиц, проницаемых по отношению к гелию и непроницаемых для других компонент. Результаты испытаний подтвердили принципиальную применимость предлагаемого метода, который может быть использован в будущем при его внедрении в виде мембранно-сорбционной технологии извлечения гелия и паров воды из природного газа на газовых месторождениях.

Литература

1. Лихачев В. Энергетическая революция. XXI век. Перезагрузка [Electronic resource]. URL: https://russiancouncil.ru/analytics-and-comments/analytics/energeticheskaya-revolyutsiya-xxi - vek-perezagruzka/ (accessed: 31.01.2023).

2. Якуцени В. П. Сырьевая база гелия в мире // Нефтегазовая геология. Теория и практика. 2009. Т. 4, № 2. С. 1–20.

3. Хан С. А. и др. Подземное хранение гелия. Ижевск: Ижевский институт компьютерных исследований, 2015. – 272 с.

4. Золототрубова А. А. Извлечение гелия из природного газа: классические и новые методы получения гелиевого концентрата и товарного гелия: 8 (204) // Успехи в химии и химической технологии. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Российский химико-технологический университет имени Д. И. Менделеева», 2018. Т. 32, № 8. С. 77–79.

5. Голубева И. А. и др. Мембранные технологии извлечения гелия из природных газов, перспективы развития российской гелиевой промышленности // Газовая промышленность. 2021. Т. 816, № 5. С. 20–26.

6. Каграманов Г.Г. Разработка отечественных мембран, мембранных модулей и установок для выделения гелия: РХТУ им. Д. И. Менделеева, 2022.

7. Фомин В. М. Мембранно-сорбционный метод обогащения гелия из природного газа. Идея, научное обоснование и технология. Казань: Казанский (Приволжский) федеральный университет, 2015. С. 3929–3930.

8. Фомин В. М. и др. Способ разделения многокомпонентной парогазовой смеси: патент RU 2508156 C2 USA. ФГБУН ИТПМ СО РАН, 2014. № B01D 53/02.

9. Зиновьев В. Н. и др. Проницаемость полых микросферических мембран по отношению к гелию // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 1. С. 24–36.

10. Zinovyev V. N. et al. Experimental determination of the helium permeability coefficient of hollow microspherical membranes // Thermophysics and Aeromechanics. 2018. Vol. 25, № 6. P. 823–831.

11. Zinovyev V. N. et al. Co-extraction of water vapor and helium from natural gas // Thermophys. Aeromech. 2016. Vol. 23, № 5. P. 741–746.

УДК 532.516

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ БОРЬБЫ С ОБЛЕДЕНЕНИЕМ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ВЕТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ В АРКТИКЕ

И. К. Кабардин, В. Г. Меледин, С. В. Двойнишников, Т. Н. Янчат, Д. Г. Мухин, М. Р. Гордиенко, С. В. Какаулин, В. Е. Ледовский, К. С. Зубанов, В. О. Зуев

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Работа направлена на решение фундаментальной научной задачи по эффективному использованию огромного возобновляемого энергетического ресурса Арктики и восточного побережья РФ – кинетической энергии атмосферного пограничного слоя с помощью ветрогенераторов, которые сейчас являются одним из видов экологически чистой и ресурсосберегающей энергетики. Задача проекта связана с поиском оптимальных решений для борьбы с обледенением – одной из основных проблем, сдерживающих эффективное использование ветрогенераторов для автономного энергоснабжения отдаленных населённых пунктов крайнего севера. Сейчас эта тематика перспективна и очень актуальна для обеспечения динамического развития энергетики в Арктических и отдаленных регионах Сибири. Эффективное решение поставленных задач в области ветроэнергетики с учетом их обобщения для применения к другим объектам жизнедеятельности может стать прорывной темой при решении данной проблемы для других направлений развития Арктического региона, что подчёркивает принципиальную важность развития этих знаний в целом.

Вращающиеся роторы ветрогенераторов являются наиболее сложными объектами для изучения воздействия обледенения. Здесь возникает комплекс проблем: ухудшаются аэродинамические характеристики лопастей, снижается производительность, увеличивается вес лопастей и происходит нарушение балансировки ротора. Данный комплекс проблем приводит к тому, что ветрогенераторы часто приходится останавливать во избежание их поломки или опасности отрыва кусков льда от лопастей. В рамках работы проведен поиск наиболее эффективной стратегии по борьбе с обледенением лопастей ветрогенераторов в климатических условиях, характерных для арктического побережья, включая изучение эффективности новой технологии для ветрогенераторов по использованию супергидрофобных покрытий.

В условиях сложных аэродинамических потоков исследована эффективность новых противообледенительных систем на базе защитных ИСГ плёнок с иерархическими размерами наноструктур от 50 нм до 100 мкм, фторполимерных напыленных покрытий, покрытий с поверхностью модифицированных лазерным излучением и покрытиями «Грифтек» на основе фторопласта от ИММС Республики Беларусь.

Выполнена оценка геометрических и аэродинамических параметров обтекания элементов лопастей для конкретизации параметров физического моделирования при образовании льда на профилях, моделирующих секции реальных лопастей (определение углов установки, скорости набегающего потока с учетом его замедления на рабочем колесе и пр.). Использованы следующие параметры. Скорость набегающего потока 0–12.5 м/с, длина хорды 0.2 м, число Рейнольдса до 250 000, размер капель от 3 мкм до 1000 мкм, температура потока от 0 до –30 °С, углы атаки лопатки от 0 до 20 градусов.

Проведены экспериментальные исследования образования льда на поверхности модельных секций лопастей (в присутствии и без гидрофобных покрытий) при климатических условиях без образования наледи и с интенсивным образованием наледи.

Проведены комплексные исследования и испытания, включающие проверку эффективности исследуемого типа противообледенительных нанопокрытий в климатической аэродинамической трубе Института теплофизики СО РАН. В рабочем участке установки с помо-

щью водораспыливающей системы создавался водокапельный поток холодного воздуха, контролируемый средствами измерений технологических параметров установки, физических характеристик параметров потока и исследуемых моделей.

Для экспериментов использовались две климатических аэродинамических трубы. Первая установка представляет собой сезонную климатическую трубу со следующими элементами: рабочий канал квадратного сечения (размеры по внутренней части 200х200 мм), Температурный диапазон работы от – 25 до 40 ºС, точность поддержания температуры ±0,5 градусов. Для создания капельной влаги в потоке воздуха перед экспериментальным объектом производилось распыление воды с различной интенсивностью и размерами капель.

Вторая климатическая установка сделана на основе использования вихревых труб Ранка. Климатический стенд оснащен четырьмя трубами Ранка, холодный конец которых был направлен в климатическую трубу. Холодильная мощность каждой трубы при давлении 6 бар порядка 800 Вт, минимальная температура при 7 бар –22 ºС. Скорость потока 3 м/с. Цилиндр или элемент лопасти с покрытиями/без нанопокрытий располагался на расстоянии 2 м от выходов воздуха из труб Ранка, температура в трубе измерялась на расстоянии 0,1 м за элементом лопасти. Проточный криотермостат LOIP FT-600 использовался для охлаждения исследуемого объекта. Рабочая часть обоих климатических камер сделана прозрачной для возможности проведения оптических измерений. В качестве профиля для изготовления элементов лопастей ветрогенератора использован профиль RG-15. Элементы лопастей напечатаны на 3D принтере. Лопатка помещалась в рабочий участок. Имелась возможность установки различного угла атаки.

Проведена серия экспериментов с оценкой геометрии и массы ледового покрытия. Сделана оценка влияния режима работы на обледенение. Исследовано обледенение при постоянной концентрации водных капель в аэрозоле и температуре для скорости набегающего потока 10 м/с в диапазоне углов атаки от 0 до двойного оптимального 16 градусов. Проведено исследование образования льда на поверхности участков лопастей с различными гидрофобными покрытиями при климатических условиях без образования наледи и с интенсивным образованием наледи. Проверена износостойкость к обледенению указанных покрытий и исходного покрытия элемента лопасти. Образцы монтировались на поверхности исследуемой лопасти для обеспечения одинаковости условий экспериментов.

Измерения на стенде искусственного обледенения разделяются на три группы.

1. Съемка процесса обледенения видеокамерой с последующей обработкой на компьютере. Визуальный контроль параметров потока в темпе эксперимента (скорости и температуры потока, значений тока и напряжения системы электрообогрева модели, температуры поверхности модели).

2. Измерения физических и технологических параметров (температуры модели, скорости, температуры потока, водности водовоздушного потока). Запись электронного протокола эксперимента.

3. Проверка износостойкости покрытий.

Была проведена экспериментальная серия из 10 циклов заморозки/ разморозки. Водные капли в поток не вносились, а обледенение обеспечивалось конденсацией на охлажденной лопасти влаги, содержащейся в воздухе.

В дальнейших исследованиях износоустойчивости покрытий было усилено охлаждение лопатки и воздуха путем использования дополнительной охлаждающей установки на основе трубок Ранка. Были проведены 4 цикла заморозки-разморозки при давлении на входе в трубы Ранка в 7 избыточных атмосфер. Водяной спрей впрыскивался с торца, где располагались 4 холодных выхода трубы Ранка. Капли спрея долетали до лопатки и замораживались на ней.

Проведены исследования изменения кинематических характеристик вокруг тестируемых объектов при различных входных условиях с использованием измерительного оборудования LDA.

Исследования изменений кинематических характеристик потоков вокруг тестируемых объектов при различных входных условиях проведены для лопатки с профилем RG-15, предоставленным консорциумом по обледенению. Консорциумом были предоставлены профили RG-15, в том числе с образованием наледи и изморози. Лопатки помещались в рабочий канал климатической камеры на равном расстоянии от верхней и нижней крышки. Реализована возможность изменения угла атаки лопаток в диапазоне от 0 до 20 градусов. Измерялась расходная проекция вектора скорости Vx. Лазерный измеритель скорости измерял значения скорости через прозрачную стенку рабочей секции. Измерения выполнены на расстоянии до 200 мм перед лопаткой и 450 мм после лопатки, а также на высоте 90 мм выше и на 90 мм ниже лопатки. Для диагностики поля скорости использовался доплеровский метод измерения скоростей, основанный на измерении частоты лазерного излучения, рассеянного движущимся объектом. Использован измерительный комплекс ЛАД-08, предназначенный для прецизионного бесконтактного измерения скорости потоков. Измеритель эффективно применяется для диагностики газожидкостных многофазных мутных потоков в режиме обратного светорассеяния в гидро- и аэродинамических исследованиях. Оценено воздействие обледенения лопастей на аэродинамические и силовые характеристики ветротурбины.

Выполнена адаптация измерительного комплекса на основе метода фазовой триангуляции с применением структурированного освещения и метода на основе полного внутреннего отражения для измерения трехмерной геометрии наледи на исследуемых моделях лопастей ветрогенератора. Проведены измерения, обработаны и проанализированы результаты. Для решения поставленной задачи разработан алгоритм измерения и калибровки на основе метода фазовой триангуляции. Для учета отражающих свойств наледи, условий внешнего освещения и обеспечения минимальной погрешности измерения геометрических параметров наледи разработан программный комплекс для контроля качества работы измерительной системы с текущими параметрами. Необходимо было обеспечить высокую точность измерения геометрических параметров наледи, учет отражающих свойств наледи, проведение измерений в условиях преломления оптических сигналов (исследуемый объект помещен в изолированный объем с моделируемыми условиями).

Для измерения геометрических параметров наледи в ограниченном объеме требуется подбор параметров измерительной системы, обеспечивающих достижение минимальной погрешности измерения трехмерной геометрии, а также учет нарушений прямолинейности траекторий лучей при распространении по тракту источник света–объект–фотоприемник, вызванных наличием пространственного изолятора экспериментальной области в виде преломляющих прозрачных стенок.

Для учета нарушения прямолинейности траектории луча при распространении по тракту источник света–объект–фотоприемник разработан специальный алгоритм калибровки. В процессе калибровки калибровочный объект перемещается внутри реального экспериментального объема и устанавливается взаимнооднозначное соответствие между координатами изображения фотоприемника и трехмерными координатами.

Работа выполнена при поддержке госзадания ИТ СО РАН.

Литература

1. Зуев В. О., Двойнишников С. В., Рахманов В. В., Садбаков О. Ю. Измерение геометрических параметров наледи методом фазовой триангуляции в ограниченном объеме с преломлением оптических сигналов // Теплофизика и аэромеханика. 2023. Т. 30, № 1. С. 121–126.

2. Kabardin I. K., Meledin V. G., Dvoynishnikov S. V. et al. Features of the use of plastic polymer nanostructured coatings for protection against icing of industrial structures // J. of Engineering Thermophysics. 2023. Vol. 32, No. 1. P. 54–61.

УДК 533.6.071.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБЛЕДЕНЕНИЯ МОДЕЛИ ЦИЛИНДРА С ТЕСТОВОЙ ПЛОЩАДКОЙ ЗА СЧЕТ УПРАВЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫМИ СВОЙСТВАМИ

С. В. Какаулин, И. К. Кабардин, М. Р. Гордиенко, В. О. Зуев, Д. Г. Мухин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведено исследование для обеспечения эффективной работы ветрогенераторов в холодных климатических условиях с использованием фторполимерных покрытий. Так как в Арктических регионах лопасти ветрогенераторов подвержены воздействию сложных реагирующих аэродинамических потоков, для эффективной борьбы с обледенением в исследовании сопоставляются различные методы и подходы.

Методы, использованные в эксперименте, и их комбинации направленны на поиск наиболее энергоэффективных для различных типов обледенения. Поиск эффективного способа для механического разрушения ледового налета с помощью вибрационного воздействия, локального нагрева и импульсной подачей воздуха.

В работе использовалась климатическая аэродинамическая труба, позволяющая воспроизводить условия обледенения на элементах и узлах ветроэнергетических установок в районах арктического побережья РФ. Экспериментальный стенд оснащен современными контрольно-измерительными приборами, за счет которых проводился контроль параметров потока и исследуемой поверхности.

В ходе исследования были опробованы методики комбинированных противообледенительных систем на базе фторполимерных покрытий.

Ключевые слова: *обледенение, супергидрофобные покрытия, аэродинамические потоки, ветрогенератор, климатическая аэродинамическая труба.*

Наиболее сложным объектом для изучения обледенения являются вращающиеся элементы ветрогенераторов. Здесь возникает комплекс проблем, так как лед, образующийся на лопастях ротора, ухудшает его аэродинамические характеристики, снижая производительность установок. Кроме того, возрастает масса лопастей и ухудшается балансировка ротора, из-за чего ветрогенераторы часто приходится останавливать во избежание их поломки или опасности отрыва кусков льда от лопастей. Исходя из важности решения задач автономного энергоснабжения для Арктики, анализ исследования фундаментальной проблемы обледенения будет сосредоточен на конкретном примере ледовой защиты ветрогенераторов с возможностью дальнейшего распространения найденных решений на другие объекты жизнедеятельности человека в сложных климатических условиях.

Исследовались объекты в виде цилиндров и элементов лопастей ветрогенераторов, которые были созданы с помощью 3D-принтера. Для тестируемых объектов были разработаны и апробированы методики проведения исследований обледенения, которые включают в себя несколько видов тестирования: фото- и видеофиксация процессов обледенения на поверхности экспериментального объекта; сравнительные эксперименты по сопоставлению срезов 3D поверхностей, полученных методом фазовой триангуляции (рис. 1).

Ветроэнергетический экспериментальный стенд (поперечное сечение рабочего участка 200х200 мм) использовался для моделирования процессов обледенения объектов с различной геометрической формой и поверхностью. Скорость потока воздуха достигает 3 м/с и температуры до –30 °С. Относительная влажность воздуха в потоке от 10 до 100%. Размер капельной влаги в потоке воздуха от 5 (туман) до 100 мкм.

Проведены две серии экспериментов с твердой изморозью, полученной при температурах потока от –10 до –14 °С. Методы были протестированы по отдельности, а также их комбинации.

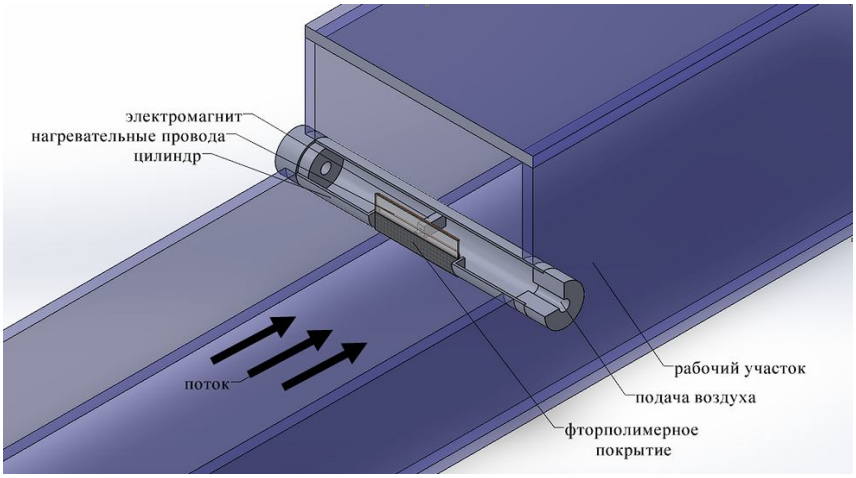


Рис. 1. Схема расположения противообледенительных методов на тестируемом объекте

Первая серия экспериментов состояла из отдельно задействованных противообледенительных методов. Вибрационный метод, реализованный с помощью электромагнита, установленного внутрь цилиндра. Метод импульсной подачи воздуха создавался с помощью компрессора и электромагнитного клапана, который позволял создавать импульсы с заданной частотой. Провода, натянутые по контуру заранее вырезанного текстолита, устанавливались на тестовую площадку и плотно приклеивались к фторполимерному покрытию. Данная схема позволила реализовать нагревательный метод. Из перечисленных методов наиболее эффективным можно выделить метод импульсной подачи воздуха.

Вторая серия экспериментов включала использование комбинированных методов, таких как вибрация и вдув; вибрация и нагрев; вдув и нагрев.

Первый проведенный эксперимент с вибрацией и вдувом воздуха показал, что данные методы отлично друг друга дополняют. В отдельности электромагнит не может справиться со всей обледененной поверхностью, так как воздействует на лед локально в месте непосредственного соприкосновения с тканью. Вдув воздуха создает воздушный карман между льдом и фторполимерным покрытием, что также препятствует полному разрушению льда. Комбинация данных методов позволяет полностью избавиться ото льда (рис. 2).

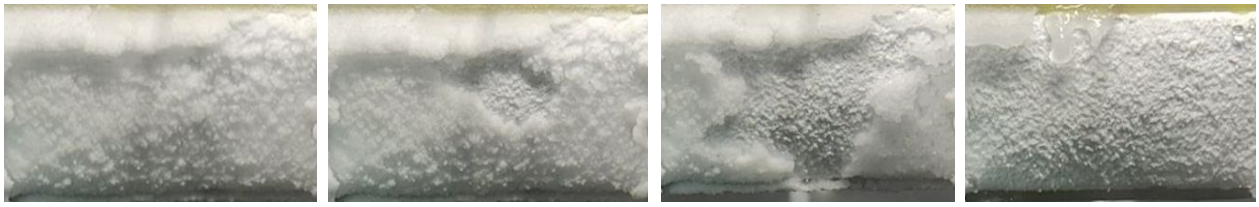


Рис. 2. Раскадровка видео эксперимента с использованием комбинирования методов вибрации и вдува воздуха (время между кадрами 15 с)

По результатам второго эксперимента с вибрацией и нагревом получен положительный эффект в борьбе с обледенением. Лёд на фторполимерном покрытии оттаивает за счет нагревателя, в то время как жидкие капли сбрасываются вибрацией. Данный комбинированный метод в сравнении с другими имеет медленный эффект, что негативно сказывается на энергопотреблении (рис. 3).

Третий эксперимент со вдувом воздуха и нагревом сопровождался рядом проблем. Как и в первом эксперименте, со вдувом воздуха образовался воздушный карман, который в отсутствии вибрации с трудом разрушается. Для увеличения эффективности метода необходимо увеличивать количество подаваемого воздуха с компрессора, что также повышает энергопотребление (рис. 4).

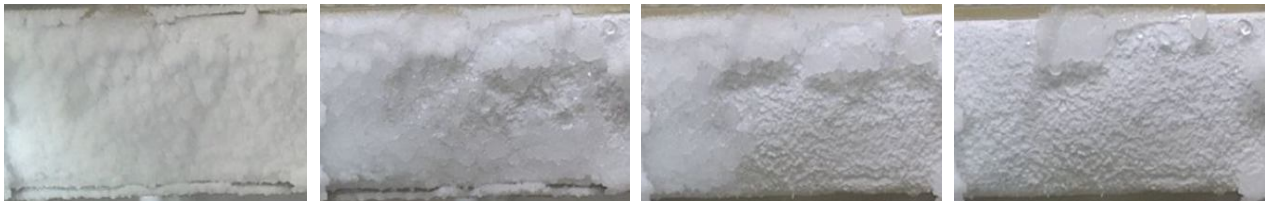


Рис. 3. Раскадровка видео эксперимента с использованием комбинирования методов вибрации и нагрева (время между кадрами 120 с)

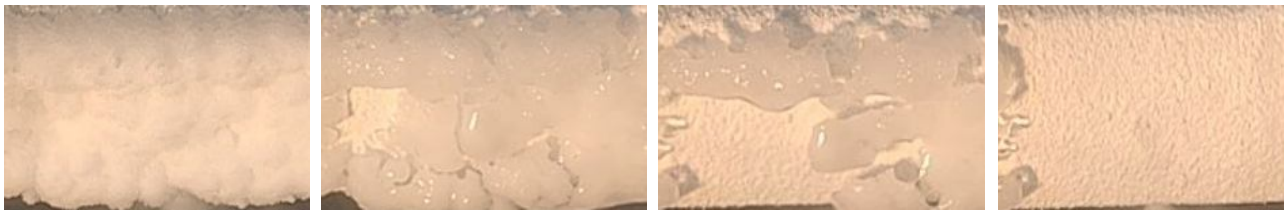


Рис. 4. Серия фотографий эксперимента с использованием комбинирования методов нагрева и вдува воздуха (время между кадрами 30 с)

По итогу проведенных исследований опробованы методики комбинированных противообледенительных систем на базе фторполимерных покрытий.

Литература

1. Варенцов М. И., Репина И. А., Артамонов А. Ю., Хавина Е. М., Матвеева Т. А. Экспериментальные исследования энергообмена и динамики атмосферного пограничного слоя в Арктике в летний период // Труды Гидрометеорологического научно-исследовательского центра Российской Федерации. 2016. № 361. С. 95–127.

2. Гзенгер Ш., Елистратов В. В., Денисов Р. С. Ветроэнергетика в России: перспективы, возможности и барьеры // Возобновляемая энергетика XXI века: энергетическая и экономическая эффективность. Материалы Междунар. конгресса REENCON-XXI «Возобновляемая энергетика XXI век: Энергетическая и экономическая эффективность» / Под ред. Д. О. Дуникова, О. С. Попеля. 2016. С. 216–220.

3. Фортов В. Е., Попель О. С. Состояние развития возобновляемых источников энергии в мире и в России // Теплоэнергетика. 2014. № 6. С. 4.

4. Sojoudi H., Wang M., Boscher N. D., McKinley G. H. and Gleason K. K. Durable and scalable icephobic surfaces: similarities an-d distinctions from superhydrophobic surfaces (Review Article) // Soft Matter. 2016. Vol. 12. P. 1938–1963.

5. Емельяненко А. М. Супергидрофобные материалы и покрытия: от фундаментальных исследований до практических приложений // Коллоид. журн. 2022. Т. 84, № 4. С. 375–379.

УДК 681.7.013

СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ КАЧЕСТВА ТЕПЛОВЫХ ТРУБ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

В. А. Карачинов[1], М. А. Скрыпов[2], Д. А. Петров[3], С. С. Шергин[1]

[1]Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, г. Великий Новгород, Россия
[2]Научно-производственное объединение «Квант», г. Великий Новгород, Россия
[3]Научно-производственная организация «ОКБ-Планета», г. Великий Новгород, Россия

Для повышения надежности и качества специальных систем охлаждения на основе тепловых труб разработан новый тепловизионный метод. В рамках бесконтактной технологии диагностики качества профильных тепловых труб с симметричной структурой по коэффициенту асимметрии проведен эксперимент с использованием солнечной энергии. Для эксперимента применялся стенд по проекционной оптической схеме. При проведении исследований применялась программа, которая предназначена для управления информационно-технологической системой диагностики качества по коэффициенту асимметрии. Исследования проводились на двух тепловых трубах с различными теплоносителями: ацетоновая тепловая труба без искусственно созданных дефектов и аммиачная тепловая труба, содержащая специально введенный дефект корпуса. Результатами является визуализация температурных полей тепловых труб в режиме термографии и выделенного контура. На основании полученных данных были построены графики и проанализированы изменения коэффициента асимметрии исследуемых тепловых труб.

Ключевые слова: *тепловая труба, изотерма, тепловое поле, коэффициент асимметрии, дефект.*

Известно, что тепловые трубы (ТТ) относятся к изделиям в гермооболочках, внутри которых протекают фазовые переходы с поглощением и выделением тепла и поэтому к их надежности предъявляются высокие требования [1–3]. В то же время широкая номенклатура ТТ обуславливает проблему создания универсальных методов неразрушающего контроля показателей их качества [4], например, с энергонезависимым каналом формирования измерительного сигнала в виде солнечного излучения [5, 6]. Вопросам разработки методики решения поставленной задачи и посвящена данная работа.

Методика проведения исследований. При проведении натурных экспериментов применялся стенд, изготовленный по проекционной оптической схеме (рис. 1).

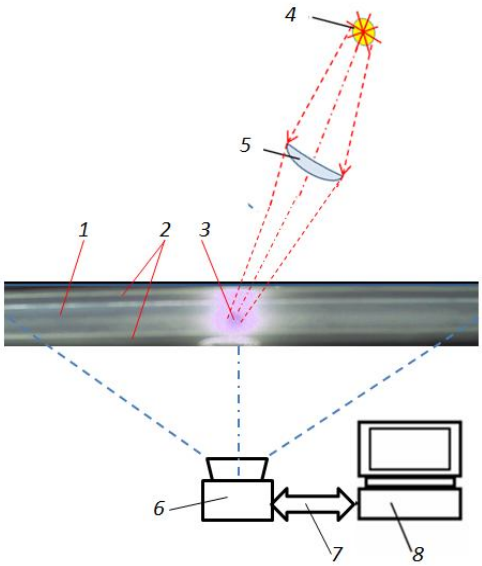


Рис. 1. Структурная схема измерительного стенда на основе ТИС: 1 – тепловая труба; 2 – ребра ТТ; 3 – индуцированный солнцем источник теплового потока (ИТП); 4 – солнце; 5 – объектив; 6 – тепловизионная камера; 7 – канал связи; 8 – ПЭВМ с ППП

При проведении исследований применялась программа, которая предназначена для управления информационно-технологической системой диагностики качества ТТ по коэффициенту асимметрии с возможностью документирования результатов теста. Режим скользящей изотермы позволяет осуществлять измерение выбранных признаков для конкретной линии с левой и правой сторон ТТ относительно центра в течение действия греющего теплового импульса.

Результаты исследований. На первом этапе с использованием ацетоновой ТТ без искусственно созданных дефектов были апробированы методики визуализации морфологии теплового поля и оценки коэффициентов асимметрии. Структура нестационарного теплового поля на поверхности между ребрами ТТ в режиме термографии была образована системой вытянутых вдоль оси изотермических зон с острым фронтом. В рамках достаточной чувствительности фотоприемника в экспериментах наблюдалось увеличение их протяженности вдоль оси ТТ во времени. Цветовой контраст внутри каждой из изотермических зон, за исключением фронтальных областей, обладал высокой степенью гомогенности, что говорило об отсутствии макроскопических дефектов в тестируемой конструкции ТТ. Анализ изображения в режиме изолиний выявил системы изотерм, которые достаточно близко соответствовали геометрически подобным фигурам.

Оценка асимметрии изотерм при анализе полученной статистики показала, что для ТТ, изготовленной промышленным способом и не содержащей специально введенные дефекты, коэффициенты асимметрии по признакам преимущественно оказывались отличными от нуля и их значения изменялись во втором знаке после запятой (рис. 2).

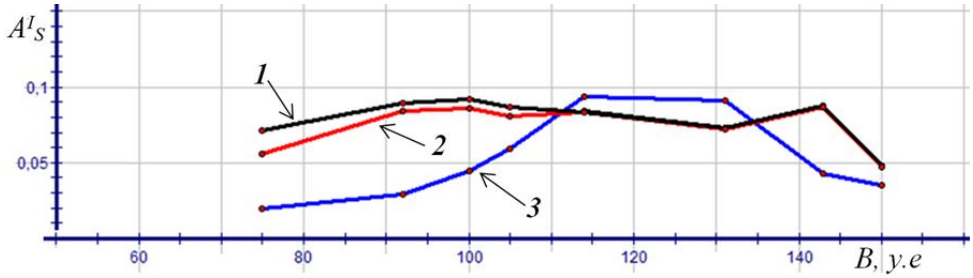


Рис. 2. Изменение коэффициентов асимметрии по признакам: 1 – ASS; 2 – ALS; 3 – АПS. Эксперимент, τ = 60 с

На втором этапе была произведена визуализация морфологии температурного поля и оценка асимметрии аммиачных ТТ при локализации ИТП, индуцированного солнцем на плоском ребре, а также с искусственно созданным дефектом в виде воздушной поры между ребрами и на ребре. На полученных изображениях достаточно хорошо видны изменения во времени морфологии термограмм, которые сопровождались эффектом постепенного обтекания дефекта корпуса. Экспериментальные исследования распределения температур по выделенному контуру вдоль оси ТТ и градиента температуры в различные моменты времени переходного процесса позволили зафиксировать на графиках образование локальных минимумов в области дефекта и общую асимметрию графиков относительно ИТП, вызванную образованием адиабатной области.

Эксперименты показали, что у аммиачной ТТ, содержащей специально введенный дефект корпуса между ребрами, коэффициенты асимметрии по признакам претерпевали существенные изменения (рис. 3), причем на уровне средних оценок их значения не менее чем на порядок превышали аналогичные для ТТ без искусственного дефекта. Достаточно хорошо видно, что все графики (рис. 3) содержат максимумы в узком интервале значений условной яркости B = 80–85 у.е. Данный интервал, согласно термограммам, соответствует положению фронта изотермы до области локализации дефекта, когда его (фронта) сильное торможение и формирует столь значительные коэффициенты асимметрии.

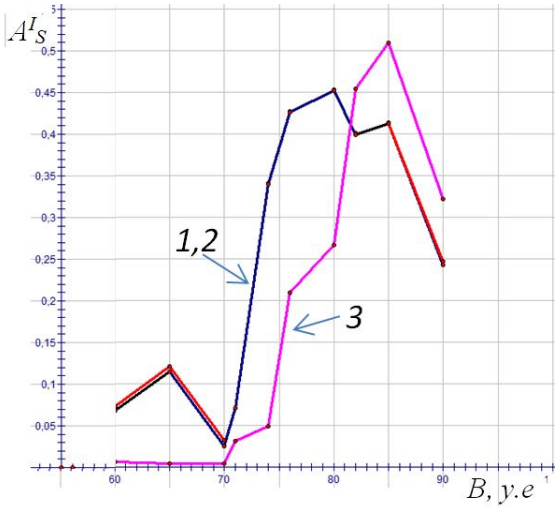


Рис. 3. Изменение коэффициентов асимметрии по признакам

В докладе также рассмотрены и визуализированы дефекты корпуса ТТ методом полевых характеристик. в условиях солнечного нагрева в различных режимах.

Вывод. В рамках бесконтактной технологии диагностики качества профильных ТТ с симметричной структурой по коэффициенту асимметрии разработан новый тепловизионный метод, отличающийся применением для быстрого (форсированного) нагрева ТТ солнечного излучения и обеспечивающий энергонезависимость, оперативность и достоверность измерений.

Литература

1. Боев С. Ф., Савченко В. П. Инновационные решения при разработке станций дальнего обнаружения метрового диапазона // Сб. докл. науч.-техн. конф. “Радиооптические технологии в приборостроении”. 1–7 сентября 2013 г. Туапсе, 2013. С. 4–10.

2. Применение тепловых труб в бортовых энергосистемах летательных аппаратов: учеб. пособие по курсовому и дипломному проектированию / Н. В. Белан, К. В. Безручко, В. Б. Елисеев, А. В. Романкевич. Харьков, Харьк. авиац. ин-т, 1984. – 151 с.

3. Крахин О. И., Радченко В. П., Венценосцев Д. Методы создания системы отвода тепла теплонагруженных частей ФАР // Радиосистемы. 2011. Вып. 168. С. 88–94.

4. Карачинов В. А., Петров Д. А., Килиба Ю. В. Анализ методов контроля качества тепловых труб // Вестн. Новгородского гос. ун-та. Сер.: Технические науки. 2019. № 2 (114). С. 14–18.

5. Патент на изобретение № 2456524 РФ МПК F28D 15/02. Способ контроля качества тепловой трубы / Карачинов В. А. 20.07. 2012. Бюл. № 20.

6. Патент на изобретение № 2685804 РФ МПК G01M 3/20. Способ контроля качества аммиачной тепловой трубы / Карачинов В. А., Петров А. В., Ионов А. С., Петров Д. А., Евстигнеев Д. А. 22.06. 2020. Бюл. № 18.

УДК 532.546:536.421

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ НАКОПЛЕНИИ УГЛЕВОДОРОДОВ В КУПОЛЕ, ПРИМЕНЯЕМОМ ДЛЯ ЛИКВИДАЦИИ ГЛУБОКОВОДНЫХ УТЕЧЕК

С. Р. Кильдибаева, Э. И. Харисов

Стерлитамакский филиал Уфимского университета науки и технологий, г. Стерлитамак, Россия

Приводится методика вычисления тепловых потоков для слоев углеводородов, накопленных внутри устройства (купола), предназначенного для ликвидации последствий глубоководных нефтегазовых разливов. Рассмотрен случай течения углеводородов в условиях стабильного существования гидрата. Для описания процесса гидратообразования используется предельный случай гидратообразования, соответствующий схеме диффузии. Накопленные внутри купола углеводороды распределяются согласно плотностям (сверху вниз): газовые пузырьки, газогидратные (композитные) пузырьки, нефть, вода. Рассматриваются тепловые потоки между слоями газа и гидрата q_{gh}, между слоями гидрата и нефти q_{ho} и между слоями нефти и воды q_{ow}.

Ключевые слова: *накопление углеводородов, ликвидация разлива нефти, тепловые потоки, гидрат метана, нефть.*

Актуальность представленной работы связана с учащением нефтегазовых разливов при глубоководной разработке месторождений в шельфе или транспортировке углеводородов через подводные трубопроводы. За последние 15 лет произошло несколько разливов нефти (Мексиканский залив в 2010 г., Бохайский залив в 2011 г., Восточно-Китайское море в 2018 г.), которые требовали быстрого и оперативного устранения последствий. Одним из способов ликвидации таких разливов является установка специального устройства – купола, который предназначен как для ликвидации последствий разлива, так и для накопления и дальнейшей эвакуации углеводородов [1, 2].

Купол имеет цилиндрическую форму, нижнее основание купола открыто для накопления углеводородов, поступающих из поврежденной скважины, а верхнее основание закрыто и к нему подключены трубки для откачки нефти и газа. Считаем, что течение углеводородов происходит в условиях стабильного существования гидрата. Вследствие этого внутри купола помимо слоев газа и нефти накапливается слой газовых гидратов, которые образуются при взаимодействии газа и воды.

Тепловые потоки между слоями гидрата и нефти q_{ho}, нефти и воды q_{ow} определяются с использованием выражения теплообмена для полуограниченного тела [3]:

$$q_{ho} = \frac{\lambda_o}{\sqrt{\pi \kappa_o \tau_o}}\left(T_o - T_{hs}\right), \quad q_{ow} = \frac{\lambda_w}{\sqrt{\pi \kappa_o \tau_o}}\left(T_o - T_w\right). \tag{1}$$

Аналогично определится тепловой поток между слоями газа и гидрата:

$$q_{gh} = \frac{\lambda_g}{\sqrt{\pi \kappa_g \tau_g}}\left(T_g - T_{hs}\right). \tag{2}$$

Для определения теплового потока между слоем газа и воздухом через стенку купола используем схему теплообмена в условиях свободной конвекции [4]:

$$q_g^e = k_g^e \left(T_g - T_w \right), \quad k_g^e = \left(\frac{\delta}{\lambda_p} + \frac{1}{\alpha_g} \right)^{-1}, \tag{3}$$

$$\alpha_g = \frac{\mathrm{Nu}_{\alpha g} \lambda_p}{\delta}, \quad \mathrm{Nu}_{\alpha g} = B_{\alpha g} \left(\mathrm{Gr}_{\alpha g} \, \mathrm{Pr}_{\alpha g} \right)^n. \tag{4}$$

Аналогично определятся тепловые потоки между слоем гидрата и стенкой купола, а также между слоем нефти и стенкой купола (рисунок).

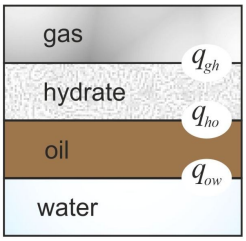


Схема тепловых потоков между слоями газа, гидрата, нефти и воды

Обозначения

T_g, T_o, T_w, T_{hs} – температуры газа, нефти, воды и гидрата, °С; $\lambda_g, \lambda_o, \lambda_w, \lambda_p$ – коэффициенты теплопроводности газа, нефти, воды и стенки купола, Вт/(м·К); κ_g, κ_o – коэффициенты температуропроводности газа и нефти, м^2/с; τ_o, τ_g – характерные времена начала накопления слоев нефти и газа, с; α_g – коэффициент теплообмена, Вт/(м^2·К); $\mathrm{Nu}_{\alpha g}$, $\mathrm{Pr}_{\alpha g}$, $\mathrm{Gr}_{\alpha g}$ – числа Нуссельта, Прандтля и Грасгофа.

Литература

1. Гималтдинов И. К., Кильдибаева С. Р. К теории начального этапа накопления нефти в куполе-сепараторе // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 3. С. 401–406.
2. Гималтдинов И. К., Кильдибаева С. Р. К теории накопления углеводородов в куполе, применяемом для ликвидации техногенного разлива на дне океана // ИФЖ. 2018. Т. 91, № 1. С. 260–265.
3. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
4. Кислицын А. А. Основы теплофизики: лекции и семинары. Тюмень: ТГУ, 2002. – 152 с.

УДК 620.92

НОВЫЕ ПОДХОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЖИЛЫХ ЗДАНИЙ

В. О. Китиков[1], Ю. А. Башко[1], С. А. Левченко[2], С. В. Плюта[2]

[1]Институт жилищно-коммунального хозяйства НАН Беларуси, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Приведен краткий анализ энергоэффективности жилого фонда, обоснованы условия тепловой эффективности жилых зданий, определен комплексный подход к проблеме повышения теплоэнергетической эффективности жилых домов, приведены результаты апробации отдельных элементов инновационных технологий повышения энергоэффективности конструкций, технологических систем и оборудования жилых зданий в условиях Республики Беларусь, в том числе использования возобновляемых источников энергии (далее – ВИЭ), обеспечивающих энергосбережение на основе эффективного баланса применения мер тепловой модернизации, использования традиционных и возобновляемых источников энергии.

Ключевые слова: *жилые здания, теплоэнергетическая эффективность, отопление, горячее водоснабжение, возобновляемые источники энергии (ВИЭ).*

В Республике Беларусь эксплуатируется порядка 260 млн квадратных метров жилья, из них примерно 170 млн квадратных метров (примерно 64%) составляет многоквартирный жилищный фонд, более 80% из которых были построены с учетом норм и правил, действовавших до 1996 г. [1], т. е. по современным меркам энергосбережения это низкоэнергоэффективный жилой фонд.

Показателем теплоэнергетической эффективности жилых зданий служит удельное потребление энергии на отопление и горячее водоснабжение за определенный промежуток времени. Сегодня стандарты, по которым строится жилье, предусматривают потребление тепловой энергии порядка 90 кВт-ч/м^2/год и менее, таких зданий менее 10%. Наряду с этим более 40% жилого фонда потребляет до 160 кВт·ч/м^2/год, что практически в 2 раза выше, чем у зданий современной постройки. Эти здания требуют повышения теплоэнергетической эффективности посредством первоочередной тепловой модернизации [2].

Высокий уровень тепловых потерь жилых зданий является одной из основных предпосылок к повышению их теплоэнергетической эффективности.

Анализ структуры конечного потребления топливно-энергетических ресурсов в жилищном секторе показывает, что на энергоснабжение жилья ежегодно затрачивается более 7 млн. т условного топлива, из которых порядка 45% приходится на тепловую энергию для отопления и горячего водоснабжения, доля тепловой энергии в структуре энергопотребления в домашних хозяйствах республики составляет порядка 80%.

Высокая доля потребления тепловой энергии на отопление и горячее водоснабжение (ГВС) в жилищном секторе (более 37% от общего потребления) [3] и импорта ископаемых топливно-энергетические ресурсы (ТЭР) (порядка 84%) [4] является второй из основных предпосылок к повышению теплоэнергетической эффективности жилых зданий.

Все это в совокупности с высоким уровнем удельных затрат на производство и подачу тепловой энергии являетсязначительной нагрузкой на государственный бюджет (субсидирование государства составляет порядка 80%).

Эти факторы являются определяющими в необходимости повышения энергетической эффективности жилых зданий, снижения удельного расхода энергии на обеспечение нормативных параметров комфорта, так как в «жизненном цикле» здания затраты на эксплуатацию занимают более 75%.

Сегодня потребителю не нужны Гкал или кВт-ч, потребителю важно иметь нормативные параметры комфорта при минимальных затратах на покупку коммунальных и топливно-энергетических ресурсов (ТЭР), включая тепло- и электроэнергию.

Мировой опыт показывает, что создание параметров комфорта проживания и городов с нулевыми выбросами возможно только в случае энергетической модернизации большого количества зданий старой постройки. В докладе обосновывается необходимость масштабной глубокой реабилитация жилого фонда с целью приведения его к стандартам нулевого энергопотребления по доступной цене. Требуются прорывные решения для снижения энергопотребления в здании (например, при отоплении/охлаждении помещений и производстве горячей воды для бытовых нужд, максимизации характеристик ограждающих конструкций, рекуперации тепла и локальном использовании возобновляемых источников энергии с поддержкой передовых систем BEM (Building Energy Management).

На новом уровне научно-технического развития общества практический опыт реализации концепции «пассивного дома» подтверждает, что комфортность условий проживания зависит от герметичности «оболочки» жилища и её оснащения инженерными решениями по аккумуляции тепла Солнца и приточно-вытяжной вентиляции с очисткой впускаемого воздуха и рекуперацией тепла. При использовании ВИЭ вместо традиционных источников энергии «пассивный дом» относится к зданиям с нулевым энергопотреблением, удельный расход тепловой энергии на отопление не превышает 5 кВт-ч/(м^2 год).

В контексте концепции «дома нулевой энергии» здание рассматривается как единая энергетическая система, элементы которой взаимосвязаны, а режимы эксплуатации определяются наружным климатом и внутренним микроклиматом. Оценка эффективности использования тепла в зданиях и их инженерных системах основывается на применении полного энергетического баланса, включающего тепловые поступления и потери. При этом термодинамический анализ является основанием для разработки проектных решений энергоэкономичных, пассивных и энергоактивных зданий [5].

Общепринято, что цели энергетической эффективности могут быть достигнуты при участии разных категорий потребителей, таких как владельцы и совладельцы энергетических систем, производители, представители промышленности и государственных институтов. Одно из наиболее важных решений в этой области ожидается от сектора информатики и связи – Informationand Communication Technology (ICT). Информационные технологии нашли применение во всех видах промышленности и деловой активности. Ожидается, что в ближайшее время они смогут оказать существенное влияние на энергетическую эффективность зданий, независимо от того, новые они или реконструированы. Цифровые технологии и их интеграция в строительном секторе рассматриваются как ключевой элемент, который может помочь решить многие из упомянутых выше проблем.

Приводятся подходы к разработке моделей тепловых процессов жилых зданий многоэтажной застройки и их исследование с помощью искусственных нейронных сетей для обеспечения нулевого потребления энергии, а также решений для повышения энергоэффективности зданий существующего жилищного фонда до уровня «дома нулевой энергии».

Однако строительный сектор является одним из наименее цифровизированных секторов экономики. За исключением информационного моделирования зданий (BIM), только несколько цифровых технологий получили широкое распространение [6,7].

С учетом этого повышение теплоэнергетической эффективности жилых зданий следует рассматривать как комплексную проблему, учитывая, в том числе, следующие тенденции:

– идеальная модель дома «нулевой энергии» как главный ориентир повышения энергоэффективности, основными составляющими которой являются тепловая модернизация жилых зданий, инновационные технологии и оборудование, информационные управляющие системы, а также комплексное использование местных видов топлива (МВТ), электроэнергии и ВИЭ;

– расширение использования децентрализованного теплоснабжения жилого сектора (многоквартирные дома) позволит эффективно задействовать электрическую энергию и возобновляемые источники для этих целей, приборы учета потребления тепловой энергии и дистанционной передачи данных, а также комплексные решения по тепловой реновации зданий;

– единые подходы в вопросах энергоэффективности на всех этапах жизненного цикла здания – в проектировании, строительстве и эксплуатации, реализованные в программно-технических комплексах (BIM-технологии).

Литература

1. Жилищный фонд. Годовые данные: https://www.belstat.gov.by/ofitsialnaya-statistika/solialnaya-sfera/zhilischnye-usloviya/https://www.belstat.gov.by/ofitsialnaya-statistika/solialnaya-sfera/zhilischnye-usloviya/ (дата обращения 2022-09-11).

2. Энергоэффективный дом. Приложение // Энергоэффективность: ежемесячный науч.-практ. журн. № 10, октябрь 2018.

3. Энергетический баланс Республики Беларусь, 2021: https://www.belstat.gov.by/ofitsialnaya-statistika/publications/izdania/public_compilation/index_39984/ (дата обращения 2022-09-10).

4. Энергия будущего. Есть ли перспективы у ВИЭ в Беларуси? https://www.proektant.by/articles/tehnologii/1112828.html (дата обращения 2022-09-11).

5. Протасевич А. М. Строительная теплофизика ограждающих конструкций и микроклимат помещений. Минск: БНТУ, 2016. – 452 с.

6. Левченко С. А., Орлов А. В. Новые цифровые инструменты для круговой экономики в строительной отрасли // ModernScience, 2022. № 8. С. 22–29.

7. Levchenko S., Pluyta S. V., Orlov A., Durante S. Smart energy-efficient buildings for smart energy grids and circular economy // Modern Science. 2022. № 12. С. 9–15.

УДК 533.6.011.6

ВЛИЯНИЯ СЕТИ ТЕРРИТОРИАЛЬНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВЕТРОТУРБИН, ВНЕШНИХ И УПРАВЛЯЮЩИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ЭВОЛЮЦИЮ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. Н. Ковальногов, М. И. Корнилова, Т. З. Азылов, Д. А. Демидов, А. В. Петров

Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

Рассматриваются вопросы турбулентного переноса в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое (АПС) при воздействии сети территориально распределенных ветротурбин, а также внешних факторов в виде ветрового воздействия и градиента температуры. В статье представлены результаты компьютерного моделирования эволюции АПС для условий летнего времени года при влиянии девяти ветротурбин, расположенных в смешанном порядке, в прикладном CFD-пакете OpenFoam. Для расчета турбулентности использовался вихреразрешающий подход. Результаты исследования позволили выявить новые научные данные по закономерностям влияния ветротурбин, внешних и управляющих факторов на состояние АПС.

Ключевые слова: *ветропарк, турбулентность, атмосферный пограничный слой, аэродинамический след.*

Актуальность исследования структуры АПС при внешних воздействиях объясняется необходимостью достоверно и точно прогнозировать его состояние, что имеет практическую значимость в задачах ветроэнергетики, расчета переноса примесей в черте города, прогноза неблагоприятных погодных условий, а также при моделировании мезомасштабных процессов и оценки глобальных изменений климата. Традиционно для расчета турбулентного обмена между поверхностью и атмосферой используется теория подобия Монина–Обухова [1]. Применимость данной теории ограничивается предположением об однородности подстилающей поверхности. В условиях воздействия на АПС внешних факторов в виде массива ветротурбин процессы турбулентного обмена становятся более сложными. При извлечении энергии воздушных потоков за ветротурбинами формируются вихреобразные структуры в виде аэродинамических следов, которые существенно турбулизируют поток и генерируют дополнительную энергию в приземном слое. Интенсифицируются вертикальные перемешивания теплоты и влаги [2, 3].

Рассматривается устойчиво стратифицированный атмосферный пограничный слой при влиянии на него группы ветротурбин. Для исследования турбулентных потоков АПС в окрестности ветротурбин авторами решено использовать методы гидродинамического моделирования (от англ. CFD-модели) ввиду их широкой применимости и высокой точности при решении турбулентности, основанные на численном решении системы дифференциальных уравнений энергии, движения, неразрывности с граничными условиями, конкретизирующими описываемую задачу. Для математического описания турбулентности использовались методы вихреразрешающего моделирования (от англ. LES), замыкание турбулентных характеристик подсеточного масштаба выполнялось по теории Смагоринского [4]. Влияние ветротурбин на АПС параметризуется использованием актуаторного подхода с вращением (от англ. ADM-R, Actuator Disk Model with Rotation).

Размеры расчетной области следующие: ширина и длина – по 3 км, высота – 1 км. Расчетная сетка структурированная с гексаэдрическими ячейками, общее количество ячеек составило 9 млн. шт. В расчетной области размещены девять ветротурбин, расстановка выполнялась смешанной: первая группа ветротурбин расположена друг за другом выравненным рядом, вторая группа ветротурбин – в шахматном порядке, третья группа – вдоль линии под углом (45°) к набегающему потоку для исследования эффектов частичного затенения. Все исследуе-

мые ветротурбины горизонтального типа, расположены перпендикулярно направлению набегающего потока, высота башни ветротурбин 88 м, радиус ветроколеса 63 м, количество лопастей – 3. Количество оборотов настраивалось согласно графику рабочих режимов ветротурбин и составило 12 об/мин. Начальные условия задачи задавались следующими: на входе задавались профильная скорость по степенной зависимости [5] для летнего времени года; входная температура задавалась профильной с градиентом минус 0,003 К/м. На нижней поверхности задавалась шероховатость 0,15 м. Боковые и верхняя стенки задавались без трения.

Выполнена серия вычислительных экспериментов с целью определения параметров воздушного потока при обтекании модельного ветропарка заданной конфигурации. Исследования выполнялись в программном пакете OpenFoam, система уравнений решалась численно с использованием алгоритма PIMPLE для связи полей скоростей и давлений. На рис. 1 представлены результаты моделирования в части определения полей скорости в горизонтальном сечении на высоте 100 м. Видно несколько аэродинамических следов, частично или полностью перекрывающие соседние следы. Отчетливо видны извилистость следов, их наложение.

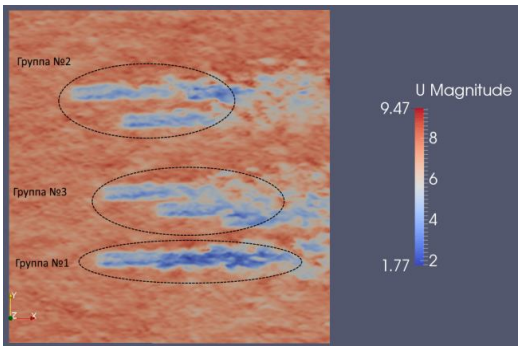


Рис. 1. Скалярная сцена мгновенных значений скоростей в горизонтальном сечении

Оцифрованные поля скоростей представлены на рис. 2. При обтекании выравненного ряда наблюдались наибольшие дефициты скорости в области, при обтекании шахматного ряда наибольшие падения скорости наблюдались у дальней ветротурбины по отношению к набегающему потоку, в третьем случае – при расположении ветротурбин по диагонали, наблюдались боковые перемешивания аэродинамических следов с дополнительным падением скорости потока и повышенной турбулентностью в этих местах.

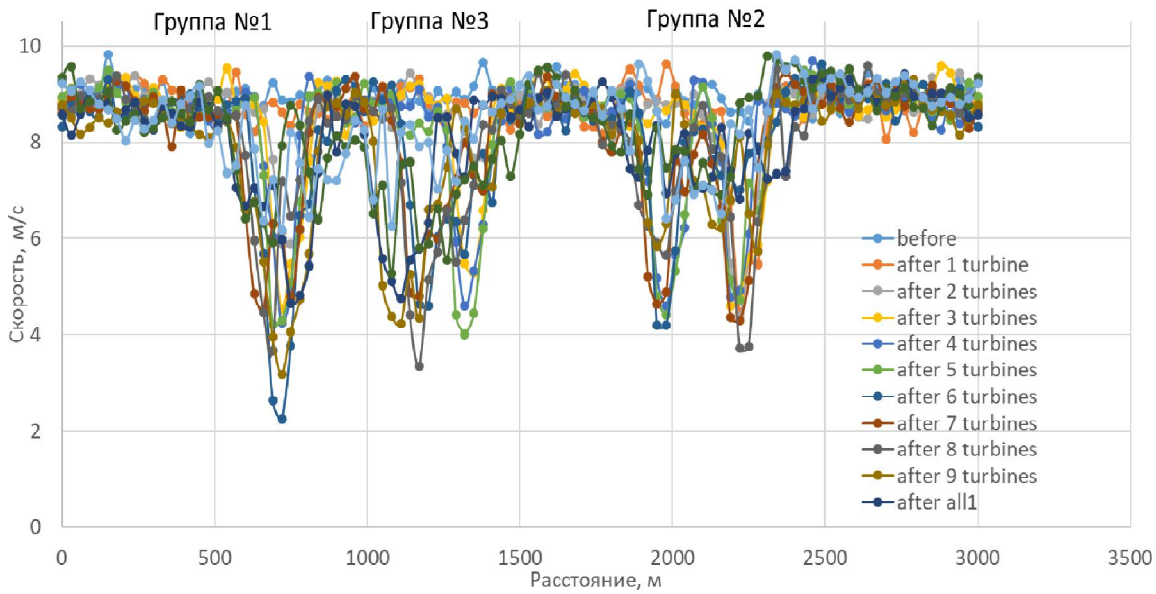


Рис. 2. График мгновенных значений скоростей в горизонтальном сечении

На рис. 3 представлены результаты моделирования в части определения полей температуры в горизонтальном сечении на высоте 100 м.

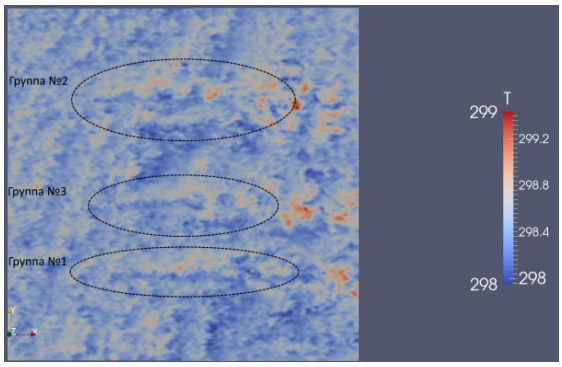


Рис. 3. Скалярная сцена мгновенных значений температур в горизонтальном сечении

Максимальное изменение температуры вследствие влияния ветротурбин составило 1 К в рассматриваемом сечении, что вызвано повышенной турбулентностью аэродинамических следов, приводящих к существенному смешиванию потоков воздуха.

Оцифрованные поля температур представлены на рис. 4.

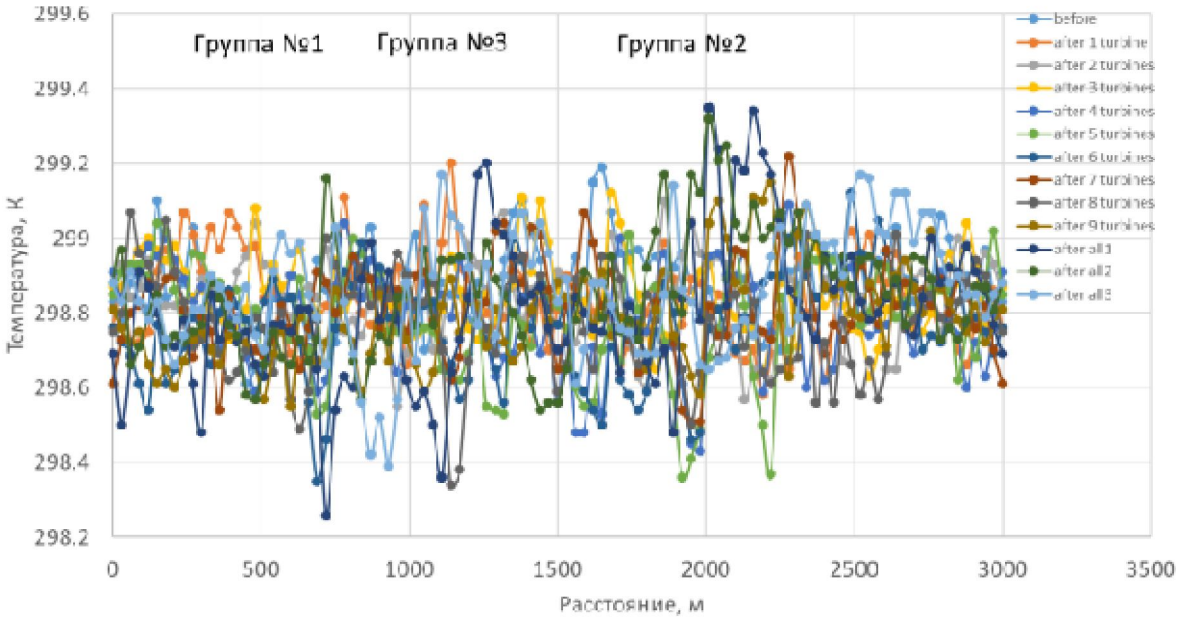


Рис. 4. График мгновенных значений температур в горизонтальном сечении

При обтекании массива ветротурбин характерны дополнительные флуктуации температуры, наибольшие значения которой наблюдаются в областях групп 2 и 3 ветротурбин. Это связано со значительным вертикальным перемешиванием потоков воздуха, разрушениями ближних аэродинамических следов.

Полученные результаты хорошо согласуются с известными данными экспериментальных исследований [2, 3]. Расчеты выполнены с применением вычислительного кластера с использованием 64 вычислительных ядер в лаборатории Междисциплинарных проблем энергетики УлГТУ. В дальнейшем планируется провести исследования аэродинамики ветропарка при рассмотрении двухфазного потока.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-19-00030.

Литература

1. Барскова К. В., Глазунов А. В., Репина И. А. О применимости теории подобия для устойчиво-стратифицированного атмосферного пограничного слоя над поверхностями ложной структуры // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54, № 5. С. 544–555.

2. Fernando Porte-Agel, Yu-Ting Wu, Hao Lu, Robert J. Conzemius Large-eddy simulation of atmospheric boundary layer flow through wind turbines and wind farms // J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 2011. № 99. P. 154–16.

3. Hao Lu, Fernando Porte-Agel Large-eddy simulation of a very large wind farm in a stable atmospheric boundary layer // Physics of Fluids. 2011. Vol. 23. P. 1–20.

4. Корнилова М. И., Федоров Р. В., Хахалева Л. В., Чукалин А. В. Вихреразрешающее моделирование турбулентности в атмосферном пограничном слое в зоне ветропарка // Автоматизация процессов управления. 2023. № 2. С. 53–62.

5. Безруких П. П. Ветроэнергетика. Справочное и методическое пособие. М.: Энергия, 2010. – 320 с.

УДК 62-932.2

БАРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОНДЕНСАТОР СМЕШЕНИЯ С КОМБИНИРОВАННЫМИ КОНТАКТНЫМИ УСТРОЙСТВАМИ

Ю. В. Козин, М. Г. Беренгартен

Московский политехнический университет, г. Москва, Россия

Одной из основных проблем выпарных установок является выброс паров в атмосферу, который может быть опасен для окружающей среды и человеческого здоровья, особенно если эти пары содержат вредные химические вещества. Барометрический конденсатор помогает решить эту проблему путем конденсации паров и их дальнейшей рециркуляции в систему. Основными контактными устройствами барометрических конденсаторов смешения являются тарелки, насадки различных устройств. Для ресурсо- и энергосбережения предлагается совершенствование и разработка новых типов контактных устройств за счет комбинации тарелок и насадок.

Ключевые слова: *Барометрический конденсатор смешения, энергосбережение, ресурсосбережение, тарелки, насадки, конденсация, экология.*

В конденсаторах смешения пар конденсируется при непосредственном соприкосновении с водой так, что образующийся конденсат смешивается с водой и удаляется вместе с ней. В таких конденсаторах, называемых барометрическими, пар и вода движутся в противоположных направлениях (пар – снизу вверх, вода – сверху вниз) [1]. Барометрический конденсатор играет важную роль в работе выпарной установки и создания вакуума в вакуумных колоннах нефтеперерабатывающих заводов. Также барометрические конденсаторы обеспечивают эффективность и безопасность технологического процесса, удаляют летучие органические соединений из выбросов. Благодаря своей конструкции и принципу работы, они выполняют эту задачу эффективно и безопасно. В настоящее время ужесточаются требования к выбросам в окружающую среду, следовательно, для соблюдения требований экологического стандарта необходимо повышать эффективность барометрических конденсаторов.

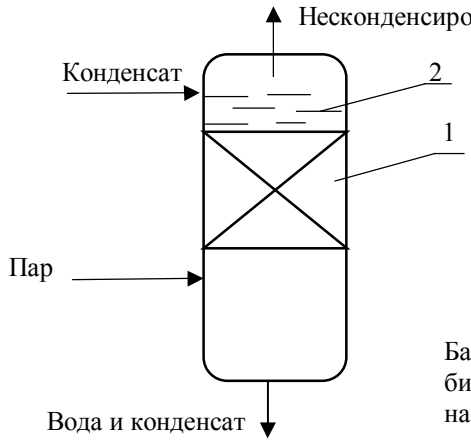
Основной недостаток противоточных аппаратов – это большая высота [2]. По конструктивному устройству смесительные теплообменные аппараты разделяют на полочные, насадочные, полые с разбрызгивателями охлаждающей жидкости и струйчатые. Тепловая производительность смесительных теплообменных аппаратов определяется поверхностью соприкосновения теплоносителей, поэтому эту поверхность увеличивают [3].

В данной статье предлагается повысить эффективность барометрического конденсатора, снизить высоту путем совершенствования конструктивного устройства. Предлагается (рисунок) установить в качестве смесительных устройств насадку (1) внизу конденсатора и полки наверху (2). Интенсивный тепломассообмен на насадке позволяет повысить поверхность соприкосновения теплоносителей, вследствие чего уменьшается высота аппарата, полки наверху, выполненные из ситчатых тарелок, более качественно очищают от летучих органических соединений, так как исключается байпасирование потоков, что возможно на насадке.

Необходимое число тарелок (полок) определяется из расчета принятого нагрева охлаждающей воды. Для определения нагрева воды в одной ступени используется формула

$$\lg x = \frac{T - t'}{T - t''} = \frac{0.029}{\mathrm{Fr}^{0.2}} \left(\frac{H}{d_{\text{экв}}} \right)^{0,7},$$

где T – температура конденсации; t' и t'' – температура воды на входе и выходе ступени контакта; H – высота ступени контакта; $d_{\text{экв}}$ – эквивалентный диаметр струи, Fr – критерий Фруда для струи.



Барометрический конденсатор смешения с комбинированными контактными устройствами: 1 – насадка, 2 – тарелки

Необходимое число ступеней N рассчитывается по формуле

$$N = \frac{\lg \dfrac{T - t_1}{T - t_2}}{\lg \dfrac{T - t'}{T - t''}},$$

где t_1 и t_2 – начальная и конечная температуры охлаждающей воды.

Литература

1. Плановский А. Н., Рамм В. М., Каган С. З. Процессы и аппараты химической технологии. М.: Химия, 1968. – 848 с.

2. Касаткин А. Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. М.: Химия, 1973. – 752 с.

3. Плановский А. Н., Николаев П. И. Процессы и аппараты химической и нефтехимической технологии. М.: Химия, 1972. – 496 с.

УДК 621.9

ВЛИЯНИЕ ВОЗДУШНЫХ ЗАЗОРОВ НА ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Г. В. Кузнецов, Е. В. Кравченко

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Существенно неравномерное (пиковое) потребление электрической энергии при удорожании стоимости содержания маневренных, стратегических и оперативных традиционных источников генерации электроэнергии вынуждает рассматривать возможность применения систем хранения энергии (СХЭ) в централизованном электроснабжении. Хорошая теоретическая масштабируемость аккумуляторных СХЭ и способность генерации необходимого резерва мощности в любой момент времени обуславливает их перспективность. Однако между базовыми элементами аккумуляторов в сборках, а также между корпусом аккумуляторной сборки и базовыми элементами, необходимы технологические воздушные зазоры, которые приводят к снижению интенсивности теплоотвода от аккумуляторных базовых элементов. Цель работы заключалась в теоретическом анализе влияния воздушного зазора между корпусом аккумуляторной батареи и призматическим базовым элементом на тепловое состояние такой сборки. Численный анализ выполнен в двумерной постановке путем решения системы нестационарных уравнений теплопроводности методом конечных разностей для типичной аккумуляторной батареи в процессе её заряда. Результаты проведенного анализа показывают, что по температуре внешней поверхности корпуса аккумуляторной сборки с воздушным зазором некорректно оценивать температуры основных рабочих элементов батареи (электродов и электролита).

Ключевые слова: *электрохимический источник тока, тепловой разгон, воздушный зазор, прогнозирование теплового состояния.*

Диссипация тепловой энергии в базовом (гальваническом) элементе электрохимической батареи [1] и отсутствие до настоящего времени прогностической теории построения крупных электрохимических систем хранения с оценкой их теплового режима работы приводит к достаточно частым возгораниям и взрывам таких систем хранения электрической энергии. Анализ теплового режима работы основных элементов аккумуляторной сборки (таблица, C – удельная теплоемкость, ρ – плотность, λ – теплопроводность) проводился в условиях естественного охлаждения корпуса аккумуляторной батареи (АКБ) с окружающей средой при двух значениях температуры среды ($T_{\text{окр}}$ = 20 и 30 °С) и типичных коэффициентах конвективного теплообмена α = 5 и 10 Вт/(м^2·К).

Теплофизические характеристики материалов свинцово-кислотной АКБ [2]

Наименование элемента	C, Дж/(кг·К)	ρ, кг/м^3	λ, Вт/(м·К)
Корпус	1450	1680	0,3
Электролит	1200	1300	0,4
Катод	255	9350	3
Сепаратор	1200	1500	0,1
Анод	146	11340	35
Воздушный зазор	1000	1	0,02

Анализ теплового режима работы аккумуляторной системы хранения электроэнергии, а именно определение характерных температур основных элементов [3] базового элемента АКБ, осуществлено с применением электротермической математической модели теплопереноса в двумерной постановке с учетом Джоулева тепловыделения внутри базового элемента электрохимической батареи [2].

Электротермическая модель теплопереноса аккумуляторной сборки (рис. 1, *а*) представляет собой систему дифференциальных уравнений теплопроводности:

$$C_i(x,y)\rho_i(x,y)\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_i(x,y)\frac{\partial T_i}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_i(x,y)\frac{\partial T_i}{\partial y}\right), \quad (1)$$

$0 < x < x1,\ y1 < y < y2,\ i = 1;\ x12 < x < Lx,\ y1 < y < y2,\ i = 13;$

$0 < x < Lx,\ y2 < y < Ly,\ i = 14;\ 0 < x < Lx,\ 0 < y < y1,\ i = 15.$

$$C_i(x,y)\rho_i(x,y)\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_i(x,y)\frac{\partial T_i}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_i(x,y)\frac{\partial T_i}{\partial y}\right) + Q_{\text{дисс}}(t,x,y), \quad (2)$$

$x1 < x < x2,\ y1 < y < y2,\ i = 2;$ $x2 < x < x3,\ y1 < y < y2,\ i = 3;$

$x3 < x < x4,\ y1 < y < y2,\ i = 4;$ $x4 < x < x5,\ y1 < y < y2,\ i = 5;$

$x5 < x < x6,\ y1 < y < y2,\ i = 6;$ $x6 < x < x7,\ y1 < y < y2,\ i = 7;$

$x7 < x < x8,\ y1 < y < y2,\ i = 8;$ $x8 < x < x9,\ y1 < y < y2,\ i = 9;$

$x9 < x < x10,\ y1 < y < y2,\ i = 10;$ $x10 < x < x11,\ y1 < y < y2,\ i = 11;$

$x11 < x < x12,\ y1 < y < y2,\ i = 12,$

где C_i – удельная теплоемкость; ρ_i – плотность; T_i – температура; t – время; λ_i – коэффициент теплопроводности; $Q_{\text{дисс}}$ – необратимые тепловые потери в элементах электрохимической системы при ОВР («заряд/разряд»); x, y – координаты; i – индекс области.

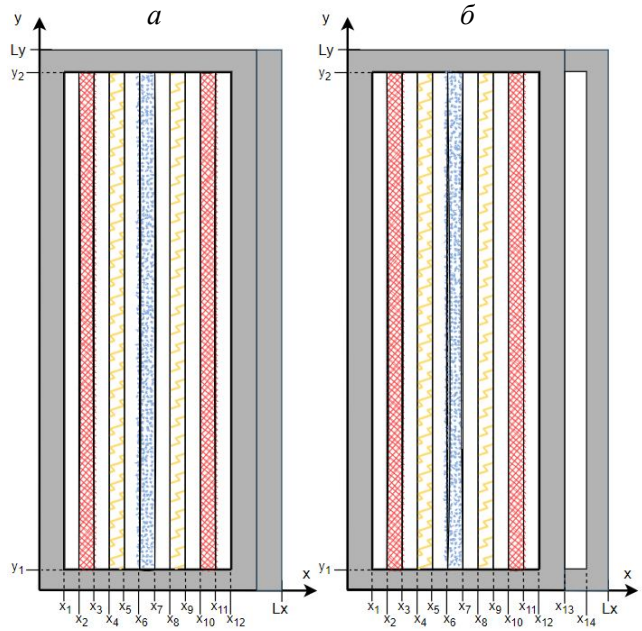


Рис. 1. Область решения задачи моделирования температурных полей в аккумуляторной сборке без воздушного зазора (*а*) и в аккумуляторной сборке с воздушным зазором (*б*) между базовым элементом и корпусом АКБ: ▢ – корпус базового элемента и аккумуляторной сборки; □ – электролит; ▨ – катод; ▢ – сепаратор; ▨ – анод

Диссипация тепловой энергии (джоулево тепло) основными рабочими элементами гальванической ячейки при отклонении электрохимической системы от равновесного состояния в результате заряда или разряда определяется как [3]

$$Q_{диссс} = I(U_H - U), \quad (3)$$

где I – ток заряда/разряда, А; U_H – номинальное напряжение базового элемента, В; U – напряжение заряда/разряда, В.

В граничных условиях на внешних границах АКБ учитывался теплообмен с окружающей средой при температуре воздуха $T_{\text{окр}}$:

$$x = 0, \quad y \in [0; L_y]: -\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x} = \alpha(T_i - T_{\text{окр}}), \tag{4}$$

$$x = L_x, \quad y \in [0; L_y]: \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x} = \alpha(T_i - T_{\text{окр}}), \tag{5}$$

$$y = 0, \quad x \in [0; L_x]: -\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = \alpha(T_i - T_{\text{окр}}), \tag{6}$$

$$x = L_y, \quad x \in [0; L_x]: \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = \alpha(T_i - T_{\text{окр}}), \tag{7}$$

где α – коэффициент теплообмена между корпусом базового элемента и внешней средой.

При задании начальных условий считалось, что температура в начальный момент времени распределена равномерно по всей области решения (аккумуляторной сборки). Аналогичная система уравнений применялась и для постановки на рис. 1, *б*. Решение системы дифференциальных уравнений (1), (2) осуществлялось методом конечных разностей [3].

Основной вывод: по результатам численных исследований установлено, что по температуре внешней поверхности корпуса аккумуляторной сборки с воздушным зазором невозможно адекватно оценить температуру основных рабочих элементов батареи (рис. 2).

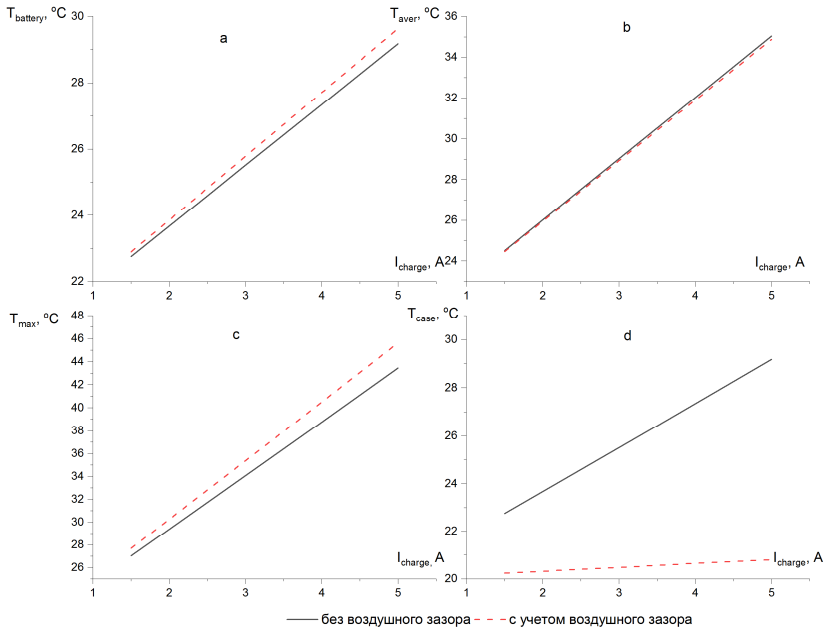


Рис. 2.Сравнительный анализ зависимостей характерных температур аккумуляторных сборок при увеличении тока заряда батарей (Tambient = 20 °C, α = 5 Вт/м^2·К)

Литература

1. Kuznetsov G. V., Kravchenko E. V. Evaluation of the limiting conditions for operation of a large electrochemical energy storage system // J. of Energy Storage. 2023. Vol. 65. P. 107384.

2. Kuznetsov G. V., Kravchenko E. V. Influence of the air gap between two cells of the storage battery on the thermal conditions of its operation: Numerical analysis and reliability assessment. // J. of Electroanalytical Chemistry. 2023. https://doi.org/10.1016/j.jelechem.2023.117688.

3. Kuznetsov G. V., Kravchenko E. V. Estimation of the representative temperatures of a typical electrochemical battery cell when cooling under natural convection conditions // J. of Energy Storage. 2023. Vol. 73, Part C. P. 109168.

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ НА МЕДНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ С АНОДНЫМ И КАТОДНЫМ ПОКРЫТИЯМИ, А ТАКЖЕ С МЕТАЛЛОКЕРАМИКОЙ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ

В. К. Куликовский

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Работа посвящена исследованию кипения в большом объеме на модифицированных поверхностях для увеличения теплоотдачи. Были исследованы различные методы модификации медных поверхностей: анодное окисление, катодное осаждение, синтез металлокерамики. Полученные результаты могут быть применены в устройствах охлаждения микроэлектроники, таких как термосифоны.

Ключевые слова: *кипение в большом объеме, анодное, катодное покрытие, металлокерамика.*

Проблема обеспечения тепловых режимов электронной техники обусловлена узким температурным диапазоном функционирования компонентов и их постоянной комплексной миниатюризацией. Повышения рабочих частот чипов, а также плотность их размещения, ведет к большой плотности теплового потока рассеяния электрических потерь при переключении и утечек через подложку чипа [1, 2].

Кипение в большом объеме - способ рассеивания большого количества тепла с небольшой разницей температур между кристаллом чипа и окружающей средой, который широко используется во многих приложениях, например, в охлаждении микроэлектроники.

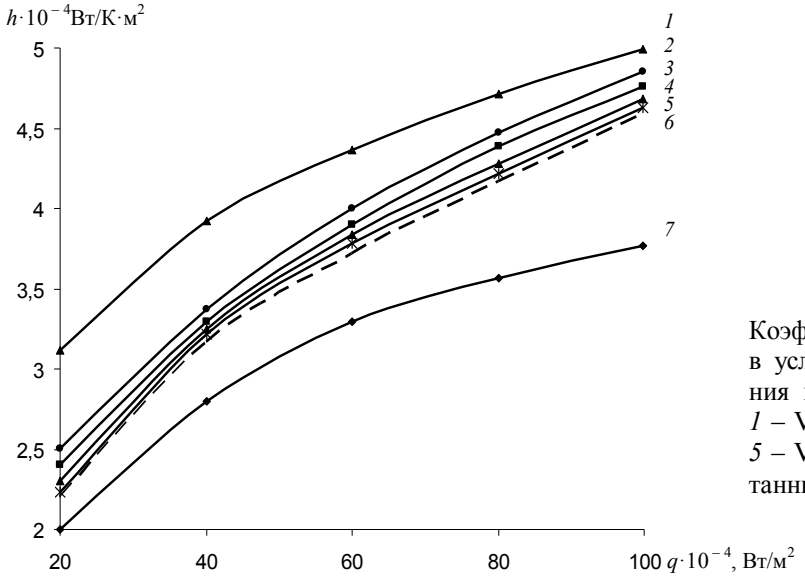
В табл. 1 приведены характеристики экспериментальных образцов.

Таблица 1

Характеристики экспериментальных образцов

Обозначение образца	Технологические операции
VK-1	Сетка канавок глубиной 700 мкм, размер ячейки 2,2 на 2,5 мм; катодное осаждение 150 мкм; толщина пластины 2 мм
VK-2	Сетка канавок глубиной 700 мкм, размер ячейки 2,2 на 2,5 мм; катодное осаждение 150 мкм; анодное оксидирование; толщина пластины 2 мм
VK-3	Сетка канавок глубиной 700 мкм, размер ячейки 2,2 на 2,5 мм; катодное осаждение 150 мкм; анодное оксидирование; толщина пластины 2 мм; восстановление оксидного слоя в печи с инертным газом
VK-4	Сетка канавок глубиной 700 мкм, размер ячейки 2,2 на 2,5 мм; катодное осаждение 150 мкм; анодное оксидирование; толщина пластины 2 мм; восстановление оксидного слоя в печи с инертным газом; анодное оксидирование
VK-5	Спеченный фитиль: порошок 40 мкм 25%, порошок 200 мкм 25%, проволочки 75 мкм 25%, карбамид 25%; толщина фитиля 800 мкм; толщина пластины 1 мм
VK-6	Спеченный фитиль: порошок 40 мкм 25%, порошок 200 мкм 25%, проволочки 75 мкм 25%, карбамид 25%; толщина фитиля 800 мкм; анодное оксидирование; толщина пластины 1 мм
VK-7	Спеченный фитиль: порошок 40 мкм 25%, порошок 200 мкм 25%, проволочки 75 мкм 25%, карбамид 25%; толщина фитиля 800 мкм; травление; толщина пластины 1 мм
VK-8	Нанопокрытие [3]; толщина пластины 1 мм
VK-9	Порошок 40 мкм 15%, порошок 200 мкм 15%, проволочки 75 мкм 15%, субстрат для молекулярного синтеза металлокерамики 5%, карбамид 50%; толщина фитиля 800 мкм; толщина пластины 2 мм
VK-10	Пескоструйная обработка, 60 мкм

Для получения поверхности пескоструйной обработкой использовался комплекс оборудования, состоящий из настольной камеры Forsage SBC90 и компрессора RF-250-100V. Размер частиц песка 60 мкм. Сетка каналов была получена травлением с помощью раствора следующих молярных концентраций: H_2O_2 0,1 М, $C_6H_8O_7$ 0,6 М, NaCl 0,2 М. Такой же состав использовался при травлении спеченного образца с целью увеличения проницаемости. Анодное покрытие осуществлялось медным катодом в растворе: $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ 1 М, $C_6H_8O_7$ 0,2 М при плотности тока 4 А/дм^2, время осаждения составило 40 мин. Катодное покрытие производилось в растворе: KOH 0,05 М при напряжении 60 В и плотности тока 1 А/дм^2. Для получения нанопокрытий на медном образце использовался метод, описанный в [3]. Образец помещался в раствор: $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ 0,1 М, H_2SO_4 1 М, время обработки составило 40 с при плотности тока 1 А/дм^2. Образец VK-9 получен путем модификации спеченной поверхности. На спеченный фитиль, состоящий из медного порошка 40 мкм 15%, порошка 200 мкм 15% и проволочек 75 мкм 15%, наносился коллоидный раствор $Cu(OH)_2$ 1 М в растворе карбамида $(NH_2)_2CO$ 3 М. На рисунке представлены коэффициенты теплопередачи образцов.



Коэффициенты теплопередачи образцов в условиях равновесной линии насыщения пара воды при температуре 40 ºС: *1* – VK-9; *2* – VK-4; *3* – VK-6; *4* – VK-2; *5* – VK-3; *6* – VK-5; *7* – образец, обработанный войлоком

Обозначения

P – давление, Па; T – температура, °С; $T_{ст}$ – температура стенки образца, °С; $T_п$ – температура пара на линии насыщения, °С; Q – мощность нагревателя, Вт; q – плотность теплового потока, Вт/м^2; S – площадь контакта образца с нагревательным элементом, м^2; h – коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2·К).

Литература

1. Васильев Л. Л., Васильев Л. Л. мл., Журавлёв А. С. [и др.] Тепловые трубы и термосифоны для утилизации возобновляемых и вторичных энергоресурсов // XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тезисы докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2016. Т. 3. С. 309–312.

2. Garimella S. V., Sobhan C. B. Transport in microchannels – a critical review // Annual Rev. Heat Transfer. 2003. Vol. 13, No. 13. P. 1–50.

УДК 536.24.08

ТЕПЛООТДАЧА РЕШЕТЧАТЫХ ТРЕХМЕРНЫХ РАДИАТОРОВ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

А. А. Лопатин, Р. А. Габдуллина, А. А. Саетгараев, А. Р. Биктагирова

Казанский научно-исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева-КАИ, г. Казань, Россия

Настоящее исследование направлено на изучение механизмов теплообмена в радиаторах, выполненных на основе пространственных решетчатых структур, с использованием современных экспериментальных подходов и вычислительных методов. Представлены результаты физического моделирования и тепловизионного исследования в диапазоне тепловых нагрузок от 0,5 до 20 Вт, определены поля и профили температур на различных уровнях радиаторов. Реализованы расчеты в программном комплексе Ansys Fluent.

Ключевые слова: *решетчатые структуры, латтисы, теплообмен, интенсификация теплоотдачи, электрооборудование.*

В последние годы в современной тематической научной литературе уделяется достаточно большое внимание возможностям интенсификации теплоотдачи в условиях свободной конвекции [1–3]. В основном количественные характеристики теплоотдачи в условиях свободной конвекции зависят от геометрии теплообменных поверхностей и режимных параметров. Вместе с тем, очень часто диапазон вариативности основных режимных параметров изначально задан и является частью неизменных условий задачи. Поэтому основную нагрузку по практической интенсификации процесса теплоотдачи, как правило, несет на себе форма и структура поверхности теплообмена. Таким образом, можно обоснованно предположить, что значительный вклад в повышение интенсивности теплоотдачи дают так называемые поверхностные интенсификаторы. Это могут быть ступеньки, лунки и выступы, выполненные штамповкой, частичное или полное рассечение ребра [4]; накатка, оребрение, различные резьбы или зиговка, если речь идет о трубчатых конструкциях.

Одними из наиболее перспективных способов повышения интенсивности теплоотдачи является совместное создание теплоотдающих поверхностей и интенсификаторов. При этом отсутствие механических соединений, в том числе и сварных, позволяет минимизировать влияние контактного термического сопротивления. Однако создание технологически сложных форм поверхностных интенсификаторов упирается в возможности практической реализации с помощью традиционных способов механообработки. В этом случае на помощь приходят современные аддитивные технологий, позволяющие создавать моноструктурные рабочие системы геометрически сложной формы [5].

Целью данного исследования является выявление ключевых факторов, влияющих на эффективность теплоотдачи в пространственных решетчатых структурах. Для достижения этой цели проводилось физическое моделирование с прототипами данных структур, а также выполнялось численное моделирование тепловых процессов в решетчатых структурах.

В качестве рабочих участков в исследованиях использовались пространственные упорядоченные теплообменные элементы (ТЭ) – латтисы, выполненные с помощью аддитивных технологий из хромоникелевой стали марки РН1. Внешний вид и некоторые геометрические характеристики радиаторов представлены на рис. 1 и 2. В соответствии с принятой классификацией [4] представленные радиаторы можно отнести к объемно-центрированному кубическому типу.

В ходе исследования были разработаны и протестированы решетчатые структуры, позволяющие значительно улучшить теплоотдачу и охлаждение электрооборудования [5].

Как следует из качественной картины теплоотдачи, представленной на рис. 3, распределения температурных полей для всех режимов нагрева представляют собой подобие кривых, описывающих нормальное распределение Гаусса–Лапласа. При этом с ростом тепловой нагрузки температурные поля яркого цвета, соответствующие более высокой температуре, ожидаемо смещаются от подложки в сторону торцевой поверхности радиатора.

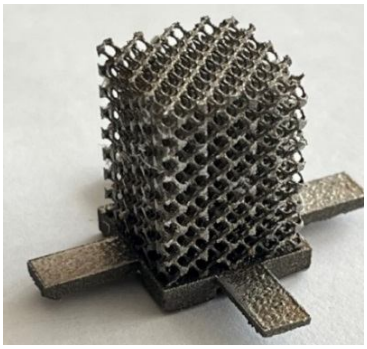


Рис. 1. Внешний вид ТЭ № 1. Степень пористости П1 = 0,12461

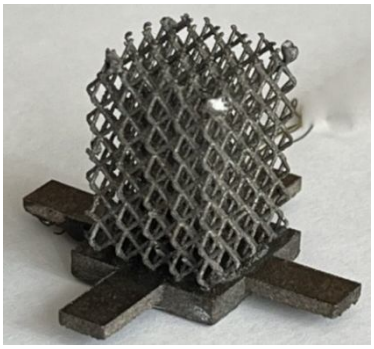


Рис. 2. Внешний вид ТЭ № 2. Степень пористости П2 = 0,0676

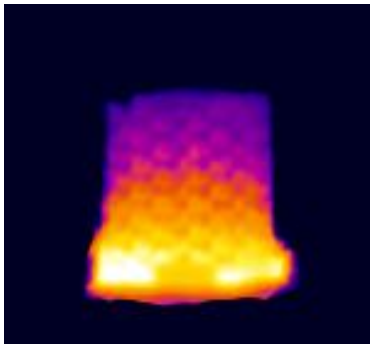


Рис. 3. Результаты тепловизионной съемки ТЭ№ 1 (8 Вт)

Для количественной оценки температуры на решетчатом радиаторе было выделено три условных уровня фиксации параметров: подложка (h = 0 мм), средний (h = 10 мм), торцевой (h = 20 мм). Температура на этих уровнях фиксировалась двумя способами: с помощью замера выносной термопарой, а также тепловизионной съемкой. Распределение температур по уровням ТЭ № 1 для тепловой нагрузки 2 и 4 Вт представлено на рис.4. Вполне прогнозируемо максимальное значение температуры соответствует уровню h = 0 мм (подложки) при 2 и 4 Вт. Аналогичная ситуация прослеживается и при других значениях тепловой нагрузки. С увеличением высоты отслеживаемого уровня температурного поля снижаются разницы температур, соответствующие нагреву 2 и 4 Вт.

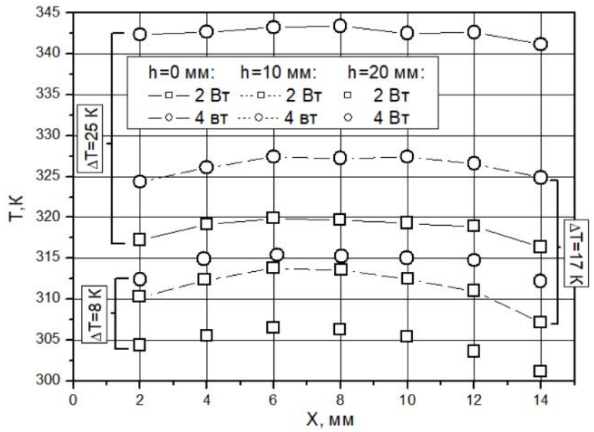


Рис. 4. Распределение температуры по высоте решетчатого ТЭ, мощность 2 Вт и 4 Вт

На рис. 5 представлены значения теплоотдачи для исследуемых радиаторов. В условиях малых тепловых нагрузок в диапазоне Re < 20 000 наблюдаются близкие значения теплоотдачи для обоих рабочих участков. При этом характер зависимости – монотонное снижение теплоотдачи, свидетельствует о том, что в теплообменных процессах в заданном диапазоне режимных параметров участвуют, прежде всего, внешние поверхности трехмерных решетчатых структур. Это обусловлено высокой плотностью размещения ячеек в конструкции латтисов. Можно предположить, что в центральной части радиаторов наблюдается застойные конвективные зоны, а теплообмен происходит в основном за счет теплопроводности. При дальнейшем росте числа Релея наблюдается расслоение кривых, соответствующих теплооб-

менным элементам № 1 и № 2. При этом на участке № 2 в диапазоне Re = 20 000–85 000 наблюдается некоторый участок автомодельности теплоотдачи, что может свидетельствовать о стабилизации теплообменных процессов, связанных с выравниванием температурных потоков внутри трехмерной структуры. Схожесть характеров зависимостей (ТЭ № 1 и № 2) свидетельствует об аналогичности процессов, протекающих в трехмерных решетчатых структурах. При этом различия в режимных параметрах отражают разницу геометрической структуры самих латтисов.

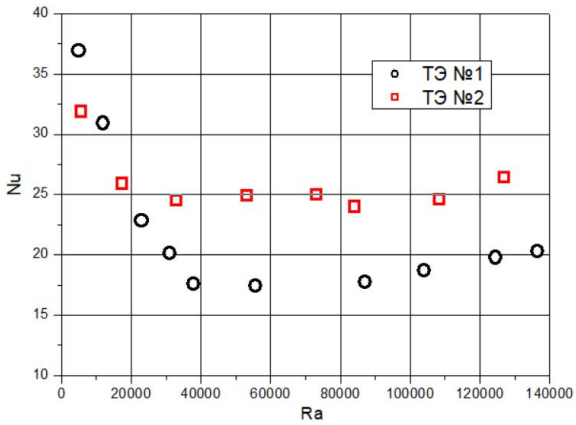


Рис. 5. Теплоотдача ТЭ № 1 и ТЭ № 2

Согласно профилю распределения температур и данным по теплоотдаче решетчатых радиаторов можно сделать следующие выводы: в условиях свободной конвекции большей эффективностью с точки зрения отвода тепла обладает внешняя поверхность радиатора. Там реализуются механизмы развитой естественной конвекции, в то время как внутри решетчатой структуры преобладает теплообмен, реализуемый механизмами теплопроводности. Таким образом, поиск оптимальных дизайнов и материалов для решетчатых структур становится важным шагом в современной электронике, где эффективность и долговечность являются приоритетами.

Литература

1. Лопатин А. А., Николаева Д. В. Экспериментальные и численные исследования теплоотдачи в свободно-конвективной системе охлаждения с осевым оребрением // Труды Академэнерго. 2018. № 3. С. 23–32.

2. Lopatin A. A., Ahmed Israa S., Gabdullina R. A. Intensification of heat transfer in the cooling systems of radio electronic equipment under free and forced convection // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. Vol. 765. 1st Intern. Conf. of Electromechanical Engineering and its Applications (ICEMEA-2020). 25–26 February 2020, Baghdad, Iraq.

3. Дахин С. В. К определению параметров оребрения при термостатировании поверхности теплообмена в условиях конвективной теплоотдачи // Вестн. Воронежского гос. техн. ун-та. 2018. Т. 14, № 6. С. 87–91.

4. Popov Igor, Shchelchkov Alexey, Skrypnik Artem, Yarkaev M. Z., Al-Kharbavi H. A. Теплообменные аппараты с интенсификацией теплоотдачи // Энергетика Татарстана. 2014.

5. Deng Fanghang, Nguyen Quang-Kha, Zhang Pu. Multifunctional liquid metal lattice materials through hybrid design and manufacturing // Additive Manufacturing. 2020. Vol. 33. P. 101117.

6. Bradley Hanks, Joseph Berthel, Mary Frecker, Simpson Timothy W. Mechanical properties of additively manufactured metal lattice structures: data review and design interface // Additive Manufacturing. 2020. Vol. 35. P. 101301.

УДК 532.529

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ С ПЕРЕМЕННОЙ ПОРИСТОСТЬЮ

Ан. А. Лукьянов, И. С. Вожаков, В. В. Чеверда

Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведено численное моделирование тепловой цилиндрической трубки с переменной пористостью (изменяется в радиальном направлении). Показано, что эффективность тепловой трубы при низких перепадах температур увеличивается и отсутствует инвертированное течение жидкости при более высоких перепадах температур.

Ключевые слова: *тепловая труба, пористость, OpenFOAM.*

Тепловая труба является пассивным и эффективным теплопередающим устройством, которое работает за счёт испарения и конденсации рабочей жидкости внутри замкнутой трубки. Жидкость испаряется в испарительной области и пар движется в сторону конденсатора. В области конденсатора происходит конденсация и движение рабочей жидкости по пористому телу обратно в испаритель. Вследствии того факта, что теплота парообразования существенно выше теплоёмкости рабочей жидкости, тепловая трубка может эффективно переносить большое колличество тепла на длинные расстояния при относительно малых перепадах температур. Путём подбора рабочей жидкости можно осуществлять эффективный теплообмен в широком диапазоне температур: от криогенных (–200 °C) до жидких металлов (+1500 °C). Поэтому тепловые трубки широко используются в разных областях: охлаждение электроники, термостабилизация криогенной аппаратуры, теплоперенос в ядерных реакторах [1–3].

Явление переноса жидкости в пористой среде под действием капиллярных сил широко используется в устройствах микротечения [4], топливных ячейках [5], в струйных принтерах [6] и других устройствах. Подобное движение жидкости вызвано отрицательным перепадом. Для создания модели пористая структура может быть упрощена путём замены пористого тела трубкой с эффективным радиусом эквивалентному среднему радиусу пор. Первое моделирование капиллярного течения в пористой среде выполнено Лукашом [7] и Вошборном [8] и установлена связь между глубиной проникновения и временем. В данной работе был проведён численный анализ работы пористой тепловой трубы с переменной пористостью. Для расчета скорости потока в фитиле была использована модель Дарси:

$$u = -\frac{k}{\mu}\nabla p.$$

Здесь k – коэффициент проницаемости, μ – динамическая вязкость жидкости, ∇p – градиент давления в тепловой трубе.

Коэффициент проницаемость пропорционален квадрату размера пор в пористом материале, а коэффициент пропорциональности зависит от геометрии этих пор: $k = Cr^2$. В настоящей работе использован коэффициент, который получен в работе Джанга [9]:

$$C = \frac{1}{150}\frac{\varepsilon^2}{(1-\varepsilon)^2}.$$

Здесь ε – пористость пористого тела.

Градиент давления в трубке предполагался линейным, а давление в конденсаторе и испарителе определялось давлением насыщения при заданных температурах и капиллярным давлением:

$$\nabla p = \frac{p_e - \left(p_c + \frac{2\sigma}{r} \right)}{L}.$$

Здесь $p_c = p_s\left(T_c\right)$ – давление насыщения в конденсаторе, $p_e = p_s\left(T_e\right)$ – давление насыщения в испарителе, σ – коэффициент поверхностного натяжения, r – радиус пор в фитиле, L – длина трубки. Таким образом, при заданных геометрических параметрах тепловой трубы, перепад давления определяется разностью температур между испарителем и конденсатором $\Delta T = T_e - T_c$. Проведены расчеты теплового потока, ограничиваемого перемещением жидкости по пористому фитилю тепловой трубы. В качестве рабочей жидкости выбрана вода. Фитиль рассматривался как круглый канал диаметром 2 мм и длиной 5 см, который заполнен пористой структурой с радиусом пор r = 10 мкм и пористостью 0.5. Очевидно, что при повышении перепада температур между испарителем и конденсатором скорость перемещения жидкости по фитилю будет снижаться, поскольку давление в испарителе будет нарастать. Результат расчета теплового потока представлен на рис. 1, причем чем больше размер пор, а значит меньше капиллярное давление, тем сильнее будет эта зависимость. Однако с уменьшением размера пор будет снижаться проницаемость, а значит, и тепловой поток. Результат расчета для пор меньшего размера (r_2 = 1 мкм) представлен на рис. 2.

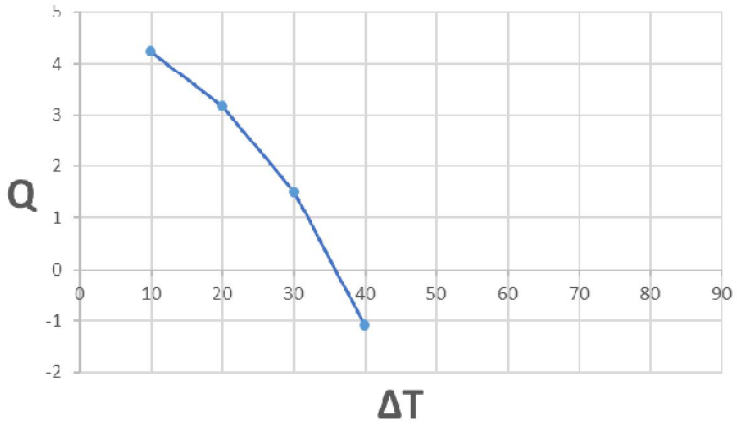


Рис. 1. Зависимость теплового потока от перепада температур в фитиле диаметром 2 мм и размером пор r = 10 мкм

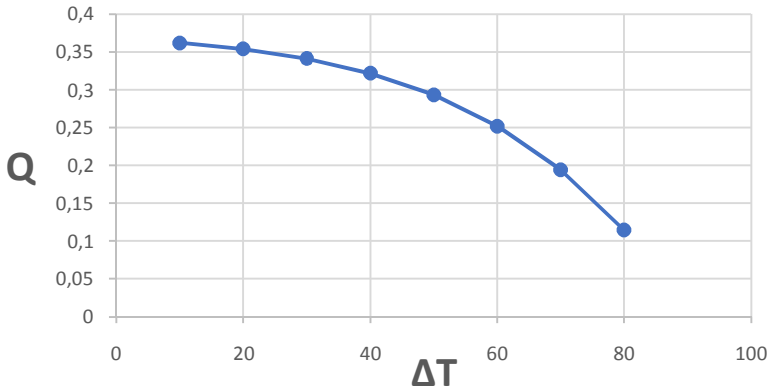


Рис. 2. Зависимость теплового потока от перепада температур в фитиле диаметром 2 мм и размером пор r = 1 мкм

Эти два эффекта можно использовать для того, чтобы увеличить эффективность тепловой трубы при низких перепадах температур и избежать инвертирования течения жидкости при более высоких перепадах. На рис. 3 представлены результаты теплового потока при комбинации пор разного диаметра (r_1 = 10 мкм, вторая пористость с радиусом пор r_2 = 1 мкм) в фитиле тепловой трубки. При расчете области с разным размером пор считались независимыми. В случае когда скорость течения жидкости в одной из областей становилась отрицательной, тепловой поток в этой области обнулялся. Полный тепловой поток рассчитывался как сумма тепловых потоков в разных областях. На рисунке видно, что при малом перепаде температур тепловой поток быстро падает с увеличением перепада. Затем при достижении перепадом температур 40 градусов тепловой поток испытывает излом и остается положительным вплоть до 80 градусов.

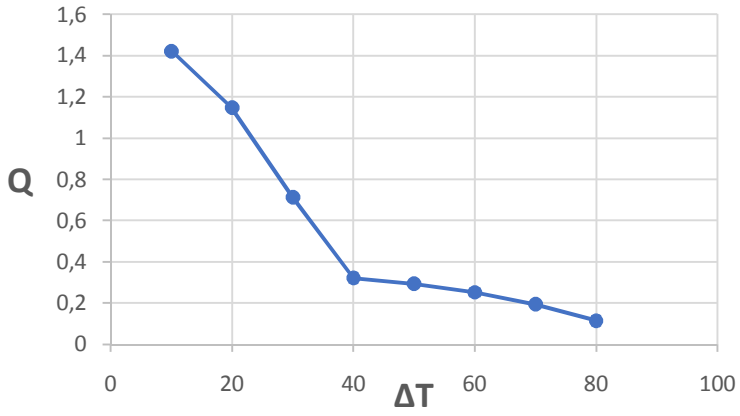


Рис. 3. Зависимость теплового потока от перепада температур. Круглый канал диаметром 2 мм заполнен двумя пористыми структурами с шириной полосы 0.5 мм. Радиус пор в первой области r_1 = 10 мкм, во второй r_2 = 1 мкм

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ 122022800489-6).

Литература

1. Chernysheva M. A., Yushakova S. I. and Maydanik Yu. F. Copper-water loop heat pipes for energy-efficient cooling systems of supercomputers // Energy. 2014. Vol. 69. P. 534–542.

2. Dobre T., Parvulescu O. C., Stoica A., Iavorschi G. Characterization of cooling systems based on heat pipe principle to control operation temperature of high-tech electronic components // Appl Therm Eng. 2010. Vol. 30 (16). P. 2435–2441.

3. Vasiliev L. L. Heat pipes in modern heat exchangers // Applied Thermal Engineering. 2005. Vol. 25 (1). P. 1–19.

4. Xu Li, Junfei Tian, and Wei Shen. Thread as a versatile material for low-cost microfluidic diagnostics // ACS Applied Materials & Interfaces. 2010. Vol. 2 (1). P. 1–6.

5. Ge J., Schirhagl R., Zare R. N. Glucose-driven fuel cell constructed from enzymes and filter paper // J. Chem. Educ. 2011. Vol. 88 (9) P. 1283–1286.

6. Clarke A., Blake T. D., Carruthers K., and Woodward A. Spreading and imbibition of liquid droplets on porous surfaces // Langmuir. 2002. Vol. 18. P. 2980–2984.

7. Lucas R. Ueber das zeitgesetz des kapillaren aufstiegs von flussigkeiten // Kolloid-Zeitschrift. 1918. Bd. 3. S. 15–22.

8. Edward W. Washburn the dynamics of capillary flow // Phys. Rev. 1921. Vol. 17. P. 273.

9. Chang, C. et al. Efcient solar-thermal energy harvest driven by interfacial plasmonic heating-assisted evaporation // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2016. Vol. 8. P. 23412–23418.

УДК 536.248.2

АНАЛИЗ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА ИЗ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ В ПЛАСТИНЧАТОМ ТЕПЛООБМЕННОМ АППАРАТЕ НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

А. С. Матяш, В. Д. Лычаков

ОАО "Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И. И. Ползунова", г. Санкт-Петербург, Россия

В ОАО «НПО ЦКТИ» проведены теплогидравлические испытания головного образца пластинчатого теплообменного аппарата со сварным пакетом пластин в режиме «парогазовая смесь–вода» с целью подтверждения возможности обеспечения заданного режима работы при эксплуатации в режиме охлаждения парогазового выпара во вспомогательных системах АЭС. При анализе полученных результатов была поставлена задача провести анализ имеющихся методик расчёта конденсации пара из парогазовой смеси с целью выбора оптимальной методики и её адаптации, при необходимости, для дальнейшего применения в расчётах пластинчатых теплообменных аппаратов.

Ключевые слова: *конденсация пара в присутствии неконденсирующихся газов, пластинчатый теплообменник.*

На комплексном стенде КС 10606 ОАО «НПО ЦКТИ» были проведены испытания опытного образца теплообменного аппарата пластинчатого со сварным пакетом теплообменных пластин (далее – ТА). Испытания проводились с целью выбора оптимальной методики теплогидравлического расчёта и её адаптации по результатам экспериментов для расчёта серии ТА схожей конструкции. Испытания проводились в режимах: «вода–вода», «воздух–вода», «чистый пар–вода», «парогазовая смесь–вода». При испытаниях в режиме «парогазовая смесь–вода» в качестве газа применялся сжатый воздух. В данной работе приведен анализ результатов в режиме «парогазовая смесь–вода», так как он представляет наибольший интерес.

Конструктивно теплообменный аппарат состоял из двух сварных пакетов теплопередающих пластин круглой формы. Охлаждающая среда (вода) проходила через четные каналы внутри первого пакета пластин, затем через вынесенный за пределы корпуса патрубок направлялась во второй пакет. Охлаждаемая среда (парогазовая смесь) подавалась в патрубок корпуса, после чего проходила вниз через нечетные каналы между пластинами и корпусом ТА, затем конденсат отводился через нижний патрубок, а газ разворачивался на 180°, после чего влажный газ проходил вверх по второму ходу, где он доохлаждался. Схема движения сред приведена на рисунке.

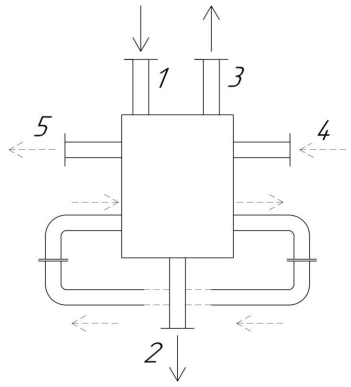


Схема движения теплоносителей в ТА: 1 – вход парогазовой смеси; 2 – выход конденсата; 3 – выход охлажденного газа; 4 – вход охлаждающей воды; 5 – выход охлаждающей воды

Испытанный ТА имел следующие геометрические характеристики: число ходов по охлаждающей и охлаждаемой среде – 2; схема движения сред – противоточная; число пластин в первом по ходу движения охлаждаемой среды пакете – 40; число пластин во втором ходе – 24; площадь поверхности теплообмена одной пластины 0,079 м^2; площадь проходного сечения одного канала внутри пакета пластин 0,000810 м^2; площадь проходного сечения одного канала между пакетом пластин и корпусом 0,000664 м^2; профиль пластин синусоидальный; глубина прессовки каналов 0,003 м; шаг между выступами 0,009 м; угол наклона к вертикали 106°. При проведении испытаний контролиро-

вались следующие параметры: температуры пара и сжатого воздуха перед узлом смешения, температура парогазовой смеси на входе в ТА, температуры охлаждающей воды на входе и выходе из ТА, температуры конденсата на выходе из первого хода ТА и влажного воздуха на выходе из второго хода ТА, давления парогазовой смеси и охлаждающей воды на входе в ТА, разность давлений между входом и выходом воды и парогазовой смеси, а также расходы охлаждающей воды, пара и воздуха перед узлом смешения. Дополнительно контролировался уровень конденсата в ТА для исключения «затопления» части теплопередающей поверхности, а также снижения возможности уноса капель конденсата во второй ход. В качестве экспериментальных данных, принимаемых для дальнейшей обработки и анализа, принимались средние значения измеряемых параметров за 50 с, измеренные после достижения стационарного режима (изменение температур сред не более 0,1 °С/мин). Относительная погрешность цепи измерения температуры составила не более 0,75 °С, измерения давления и разности давлений не более 0,3%, измерения расхода не более 1%. Анализу подвергались 19 режимов. Диапазон изменения температуры смеси на входе в ТА составил 134–157 °С, давления смеси от 0,110 до 0,169 МПа абс., расход воздуха изменялся в диапазоне 0,0025–0,021 кг/с, расход пара 0,030–0,118 кг/с.

На основе полученных экспериментальных данных вычислялась тепловая мощность ТА по греющей и нагреваемой средам, затем для дальнейших расчётов принималось её среднее значение и на основании вычисленного температурного напора определялся экспериментальный коэффициент теплопередачи ($k_э$). Расчётный коэффициент теплоотдачи от охлаждающей воды к стенке (α_2) рассчитывался по эмпирическим соотношениям, полученным при испытаниях ТА в режиме «вода–вода», проведенным ранее.

Число Нуссельта при конденсации пара из ПГС определялось по эмпирическому соотношению, полученному ранее при испытаниях в режиме охлаждения воздуха, но число Прандтля было заменено на диффузионное число Прандтля:

$$\mathrm{Nu}_D = 0{,}033 \cdot \mathrm{Re}_{см}^{\,0{,}81} \mathrm{Pr}_D^{\,0{,}33}, \tag{1}$$

$$\mathrm{Pr}_D = \frac{\nu_{см}}{D}. \tag{2}$$

Коэффициент диффузии определялся по соотношению

$$D = D_0 \frac{P_0}{P_{ПГС}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,5}. \tag{3}$$

Коэффициент теплоотдачи от ПГС к стенке находился как

$$\alpha_1 = \mathrm{Nu}_D D \frac{P_{ПГС} r}{R_П T_{ПГС} (T_{ПГС} - T_{ГР}) d_Г} ln\left(\frac{P_{ГР}}{P_{ПГС}} \right). \tag{4}$$

После этого был определен расчётный коэффициент теплопередачи:

$$k_р = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1}. \tag{5}$$

Для оценки точности описанной методики было выполнено сопоставление расчетного ($k_р$) и экспериментального ($k_э$) коэффициентов теплопередачи. Среднее значение отношения $k_р/k_э$ составило 0,99, максимальное отклонение – 19%, а стандартное отклонение по выборке равно 0,101, что позволяет судить о корректности описанной методики применительно к расчётам пластинчатых теплообменных аппаратов.

Обозначения

Nu_D – число Нуссельта диффузионное; $Re_{см}$ – число Рейнольдса ПГС; Pr_D – число Прандтля диффузионное; $\upsilon_{см}$ – кинематическая вязкость смеси, м^2/с; D_0 – коэффициент диффузии при давлении и температуре справочный, м^2/с; P_0 – давление при котором определен коэффициент диффузии справочный, кПа; $P_{ПГС}$ – полное давление парогазовой смеси, кПа; T – температура парогазовой смеси, °С; T_0 – температура при которой определен коэффициент диффузии справочный, °С; r – удельная теплота парообразования, Дж/кг; $R_п$ – универсальная газовая постоянная пара, Дж/(кг·°С); $T_{ПГС}$ – температура парогазовой смеси, °С; $T_{гр}$ – температура на поверхности пленки конденсата, °С; $d_г$ – гидравлический диаметр канала, м; $P_{гр}$ – парциальное давление на поверхности пленки конденсата, кПа.

Литература

1. Готовский М. А., Суслов В. А. Тепломассобмен в технологических установках ЦБП: 3-я часть учеб. пособия. СПБ ГТУ РП. СПб., 2012. – 120 с.

2. РД 24.035.05-89. Тепловой и гидравлический расчет теплообменного оборудования АЭС. НПО ЦКТИ. Л., 1991.

3. РБ 040-09. Расчетные соотношения и методики расчета гидродинамических и тепловых характеристик элементов и оборудования водоохлаждаемых ядерных энергетических установок. М., НТЦ ЯРБ, 2009.

4. VDI Heat Atlas. 2 ed. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2010.

УДК 662.7, 54.061, 544.3.032.4

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПОЗИТНЫХ БИОТОПЛИВ РАЗЛИЧНОГО КОМПОЗИЦИОННОГО СОСТАВА

М. В. Мурадова[1,2], А. А. Пономарева [1,2], А. Г. Бобу[2], С. Н. Мокрин[1]

[1]Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия
[2]Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена изучению пеллет различного композиционного состава, в основе которых лежит берёзовый луб, в качестве биотоплив. Исследуются калориметрические параметры разработанных пеллет. Приводится сравнение низшей теплоты сгорания разработанных пеллет с используемыми топливами на ТЭС.

Ключевые слова: *биотоплива, древесные пеллеты, березовый луб.*

Использование пеллет в качестве топлива – относительно новый способ, распространённый в Европе, США, Канаде и Японии. Интерес к древесным топливам возник из-за необходимости утилизации отходов деревообрабатывающей и лесозаготовительной промышленности на примере лубовых отходов.

Луб – часть древесной коры, обладающая высокой гидрофильностью. Гидрофильность луба является одновременно и преимуществом, и недостатком. Луб может быть использован для получения сорбентов [1]. Однако отходы луба, оставленные на несанкционированных свалках на длительное хранение, приводят к загрязнению местной окружающей среды, нарушению санитарного состояния и биологического равновесия между различными звеньями лесной экосистемы [2].

В данной работе исследовались калориметрические параметры пеллет с березовым лубом в качестве основной компоненты с составами: луб–бурый уголь, луб–нефтесодержащие отходы в различных процентных соотношениях.

Низшая теплота сгорания является одним из основных параметров при выборе топлива и определении расхода топлива. На данный момент на российских тепловых электростанциях (ТЭС) чаще используются следующие виды твердых топлив: каменный и бурый угли.

Для проведения исследований предварительно были подготовлены материалы компонентов, подобраны технологические параметры и спрессованы пеллеты, описанных ниже составов:

1. Пеллеты серии «Луб–уголь», полученные под давлением 70 бар из смесей мелкоразмерного луба и мелкоразмерного бурого угля Павловского месторождения марки 1Б с содержанием луба по массе: 9/10, 3/4, 1/2, 1/4 (рис. 1).

2. Пеллеты серии «Луб–нефть», полученные под давлением 90 бар из смесей мелкоразмерного луба и нефтесодержащих отходов из нефти Западно-Усть-Балыкского месторождения с содержанием луба по массе: 3/4, 1/2, 1/3 (рис. 2).

Для эксперимента по изучению низшей теплоты сгорания пеллет на основе берёзового луба использовались термостат IKA RC2 basic (Германия), калориметр IKA C 6000 isoperibol (Германия) и весы Ohaus Explorer (США).

Полученные во время эксперимента данные и справочные данные для углей и природного газа приведены на рис. 3. На графике по оси абсцисс отмечены доли луба в композитных пеллетах, по оси ординат – низшая теплота сгорания топлив в кДж/кг. Цветными линиями показаны удельные теплоты сгорания привычных топлив, данные взяты из источника [3]. Точками отмечены низшие теплоты сгорания для пеллет с различными составами.



Рис. 1. Пеллеты, сделанные из берёзового луба фракции <0,25 мм с добавлением бурого угля: a, b, c, d – содержание березового луба 90, 75, 50 и 25% соответственно

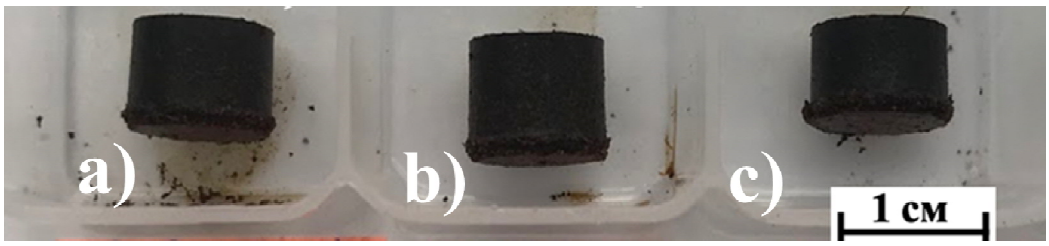


Рис. 2. Пеллеты, сделанные из березового луба фракции 0,2 мм с добавлением нефтесодержащих отходов (НСО): a, b, c – содержание березового луба 75, 50 и 33% соответственно

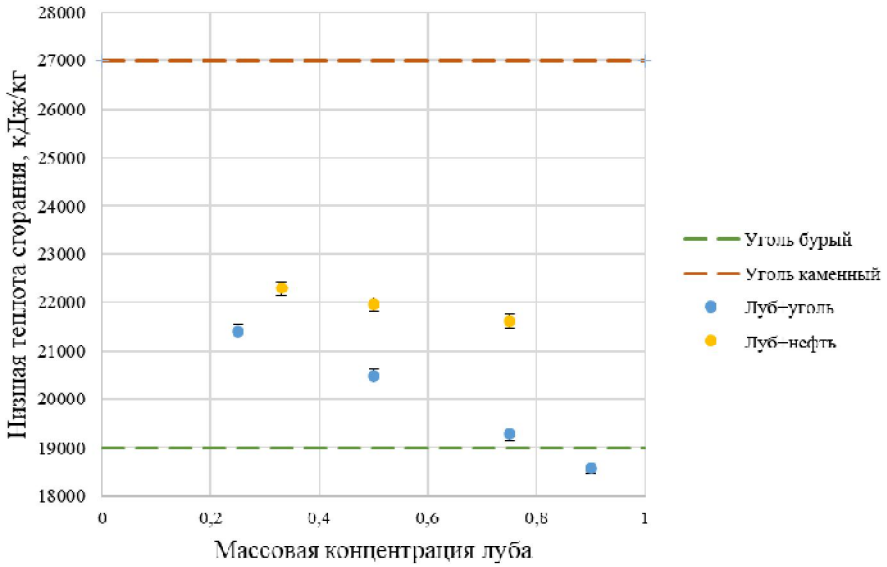


Рис. 3. Зависимость низшей теплоты сгорания композитных пеллет от содержания луба

Для анализа разработанных пеллет на графике представлено сравнение теплоты сгорания пеллет с теплотворными способностями используемых на ТЭС твердых видов топлив. Из графика видно, что теплотворные способности большинства пеллет находятся между значениями бурого угля и каменного. Также можно заметить, что для обоих составов наблюдается тенденция уменьшения низшей теплоты сгорания при увеличении доли луба в составе пеллет. Эти тенденции для составов луб–нефть и луб–уголь описываются следующими линейными уравнениями соответственно: $y = -1559{,}6x + 22\,785$, $y = -4403{,}7x + 22\,580$.

В результате калориметрического исследования установлена математическая зависимость величины теплоты сгорания от массовой концентрации березового луба в смеси с бурым углем и нефтесодержащими отходами. Показано, что значения низшей теплоты сгорания у пеллет серий «луб–уголь» и «луб–нефть» у всех исследуемых образцов находятся в близком диапазоне этих параметров, характерных для твердых топлив, применяемых на ТЭС.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FZNS-2024-0003).

Литература

1. Веприкова Е. В, Кузнецова С. А, Скворцова Г. П. и др. Свойства и применение сорбционных материалов из луба коры берёзы // Журн. Сибирского федерального ун-та. Химия. Красноярск, 2008. С. 286–292.

2. Володин В. В., Шубаков А. А., Володина С. О., Шергина Н. Н., Василов Р. Г. // Аграрная наука Евро-Северо-Востока. 2022. Т. 23 (5). С. 611.

3. Удельная теплота сгорания топлива и горючих материалов // Электронный ресурс: (http://thermalinfo.ru/eto-interesno/udelnaya-teplota-sgoraniya-topliva-i-goryuchih-materialov; дата обращения 28.10.2023).

УДК 658.261:621.56

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ПОЛИГЕНЕРАЦИОННЫЕ УСТАНОВКИ НА ДИОКСИДЕ УГЛЕРОДА

А. В. Овсянник, В. П. Ключинский

Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого, г. Гомель, Беларусь

Разработана схема для совместного производства электрической энергии, теплоты, холода, жидкой и газообразной углекислоты (полигенерация). Отличительной особенностью предложенной схемы является отсутствие системы оборотного охлаждения. Также данная схема может быть использована для снижения углеродного следа предприятий. Источником энергии могут выступать продукты сгорания газотурбинных установок, продукты сгорания производственных печей, топлива с низкой теплотворной способностью и другие вторичные энергетические ресурсы. В работе представлены основные характеристики предложенной полигенерационной установки, а также определены ее технико-экономические показатели. В качестве источника энергии выступала ГТУ мощностью 82 МВт. Динамический срок окупаемости полигенерационной установки составил 4,9 года при ставке дисконтирования 20%.

Ключевые слова: *полигенераци, снижение выбросов, повышение эффективности, производство диоксида углерода, технико-экономические показатели, углеродный след, ОЦР.*

Важнейшей задачей энергосбережения является эффективное и рациональное использование топливно-энергетических ресурсов. Одним из способов повышения эффективности производства различных видов продукции может выступать полигенерация. Продуктами производства предлагаемой полигенерационной установки (рисунок) выступают электрическая энергия, теплота, холод и углекислота в жидком и газообразном агрегатных состояниях. Отличительной особенностью данной схемы полигенерации от схем, представленных в работах [1–4], является отсутствие системы оборотного охлаждения. Предложенная схема также может быть использована для снижения углеродного следа предприятия путем изъятия диоксида углерода из продуктов сгорания. Часть производимой углекислоты может быть использована для подпитки ОЦР цикла установки. В качестве источника энергии могут выступать продукты сгорания газотурбинных установок, продукты сгорания производственных печей, топлива с низкой теплотворной способностью и другие вторичные энергетические ресурсы. В рассматриваемом варианте установки в качестве источника энергии выступала ГТУ мощностью 82 МВт.

Схема (см. рисунок) состоит из следующих элементов: 1 – теплообменный аппарат; 2 – котел-утилизатор; 3 и 4 – соответственно цилиндр высокого и низкого давления турбины; 5 – турбогенератор; 6 – теплообменный аппарат – конденсатор; 7 – насос подпитки цикла; 8 – насос питательный; 9 – газоочистительная установка; 10 – теплообменный аппарат; 11 – абсорбер (происходит поглощение диоксида углерода моноэтаноламином); 12 – насос подачи моноэтаноламина; 13 – десорбер (происходит выделение диоксид углерода из моноэтаноламина); 14 и 15 – соответственно отделитель брызг диоксида углерода и его осушитель; 16 – инжектор; 17 – сборный бак; 18 – углекислотный компрессор; 19 – конденсатор; 20 – дросселирующее устройство (первая ступень); 21 и 24 – отделитель паров диоксида углерода; 22 и 25 – испарители двух температурных уровней; 23 – дросселирующее устройство (вторая ступень).

Расчет полигенерационной установки производился в специализированной программе [5], основные характеристики предлагаемой полигенерационной установки представлены в табл. 1. Технико-экономические показатели полигенерации определялись при помощи методики, разработанной [4, 6, 7], и представлены в табл. 2.

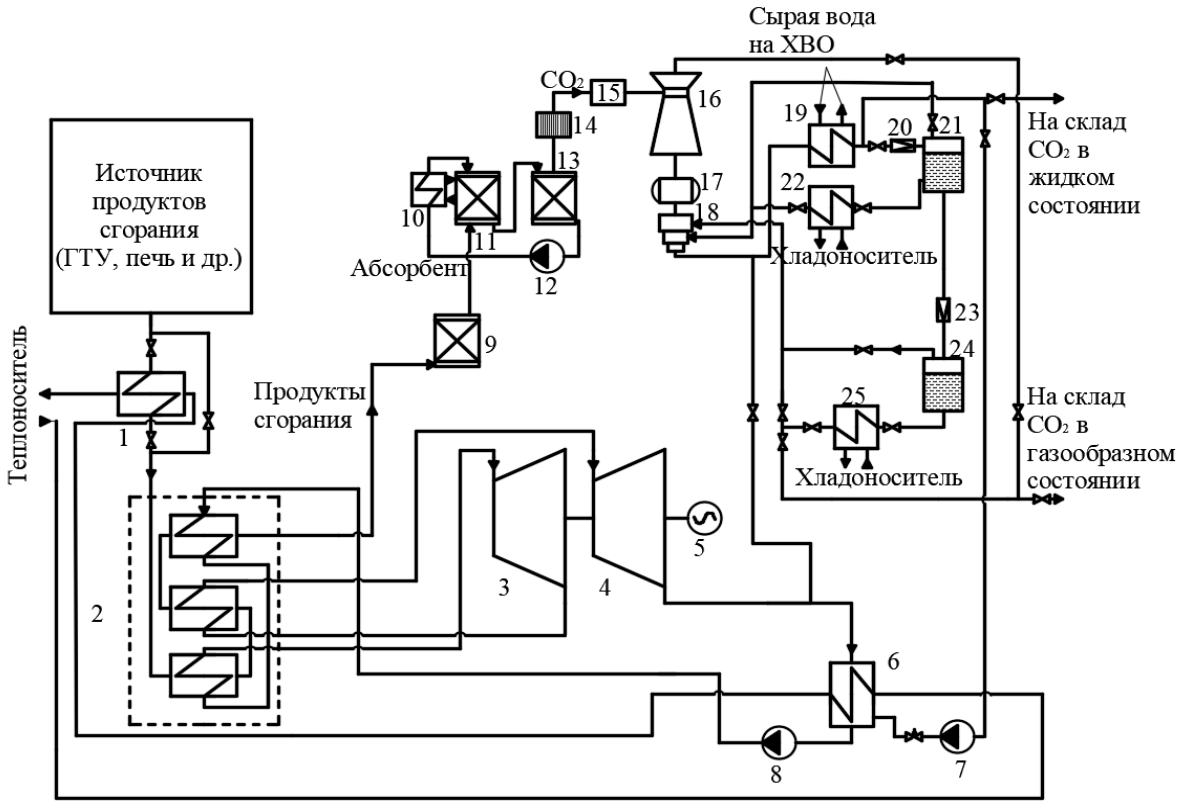


Рис. 1. Схема полигенерационной установки

Таблица 1

Характеристики полигенерационной установки

Показатель	Значение
Мощность котла-утилизатора, МВт	111,0
Мощность турбоустановки на диоксиде углерода, МВт	19,2
Параметры рабочего тела в турбоустановке: перед ЧВД турбины температура, °С давление, МПа перед ЧНД турбины температура, °С давление, МПа	 250 18,2 215 12,2
Расход рабочего тела в турбоустановке, т/ч	1157
Мощность подогревателя горячего водоснабжения, МВт	87,0
Температурный график ГВС, °С	15/65
Расход воды на ГВС, т/ч	1654
Производительность установки по производству холода и углекислоты жидкий CO_2, кг/ч газообразный CO_2, кг/ч холод (t = +4 °С), МВт холод (t = –18 °С), МВт	 190 380 0,2 0,3
Мощность компрессора установки по производству холода и углекислоты, МВт	0,1
Абсорбирующее вещество установки по производству холода и углекислоты	Раствор моноэтаноламина

Таблица 2

Технико-экономические показатели полигенерации

Показатель	Значение
Отпуск электрической энергии, МВт·ч/год	136 709
Отпуск тепловой энергии на ГВС, МВт·ч/год	647 802
Отпуск холод (+4) МВт·ч/год	1489
Отпуск холод (–18) МВт·ч/год	2234
Отпуск жидкой CO_2, т/год	1415
Отпуск газообр. CO_2, т/год	2830
Экономический эффект, тыс. рос. руб/год	1 413 600
Эксплуатационные расходы, тыс. рос. руб/год	184 160
Ориентировочная Σ стоимость установки (без ГТУ), тыс. рос. руб	3 157 467
Простой (статический) срок окупаемости, лет	2,9
Внутренняя норма доходности, %	34,3
Динамический срок окупаемости*, лет	4,9
Чистый дисконтированный доход*, тыс. рос. руб	2 131 387

* При ставке дисконтирования 20%

Таким образом, предложенная полигенерационная установка (см. рисунок), утилизирующая выхлопные газы ГТУ мощностью 82 МВт, позволяет произвести 136 709 МВт·ч/год электрической энергии 647 802 МВт·ч/год тепловой энергии для нужд горячего водоснабжения, 3723 МВт·ч/год холода различных температурных уровней, изъять для полезного использования 4245 т диоксида углерода в год. Совместное производство различных видов продукции позволяет снизить стоимость установки и эксплуатационные расходы, а динамический срок окупаемости составляет 4,9 года.

Литература

1. Ovsyannik A. V. et al. Trigeneration units on carbon dioxide with two-time overheating with installation of turbo detainder and recovery boiler // J. of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1683. № 042010.

2. Овсянник А. В., Ключинский В. П. Тригенерационные турбоустановки на основе низкокипящих рабочих тел // Энергетика. Известия высших учебных заведений и энергетических объединений СНГ. 2022. № 3 (65). С. 263–275.

3. Овсянник А. В., Ключинский В. П. Тригенерационная и полигенерационная утилизация вторичных энергетических ресурсов // Высшая школа: научные исследования: сб. науч. ст. в 2 ч. Ч. 2. М.: Издательство Инфинити, 2023. С. 108–115.

4. Ключинский В. П., Овсянник А. В. Термодинамический и технико-экономический анализ тригенерационных установок на органическом цикле Ренкина // Вестн. ГГТУ им. П.О. Сухого. 2022. № 1. С. 80–89.

5. Овсянник А. В., Ключинский В. П. Разработка компьютерной программы для оптимизации параметров низкокипящего рабочего тела в турбодетандерной установке // Вестн. ГГТУ им. П. О. Сухого. 2020. № 3/4. С. 108–115.

6. Овсянник А. В., Ключинский В. П. Технико-экономический анализ полигенерационных турбоустановок на основе диоксида углерода // Энергетика. Известия высших учебных заведений и энергетических объединений СНГ. 2023. № 4 (66). С. 387–400.

7. Ovsyannik A. V., Kliuchinski V. P. Calculation of technical and economic indicators of turbine units at ORC with low-boiling working fluids at supercritical parameters // Scientific researchof the SCO countries: synergy and integration. Beijing: Scientific publishing house Infinity, 2023. С. 149–156.

УДК 658.261:621.56

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ОЗОНОБЕЗОПАСНЫХ ХЛАДАГЕНТОВ И ИХ МАСЛОФРЕОНОВЫХ СМЕСЕЙ В КОНДЕНСАТОРАХ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН

А. В. Овсянник, В. П. Ключинский, В. П. Никитенко

Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого, г. Гомель, Беларусь

Разработана методика проведения экспериментального исследования конденсации озонобезопасных хладагентов (R404A, R407C, R410A) и их маслофреоновых смесей. Для решения этой задачи и для исследования теплообмена при конденсации фреонов и их маслофреоновых смесей на теплоотдающих поверхностях на кафедре «Промышленная теплоэнергетика и экология» ГГТУ имени П.О. Сухого разработана экспериментальная установка [1].

Исследуемая поверхность гладкая и продольно оребрённая с трапециевидной формой ребра. В ходе проведения эксперимента определены температуры основной поверхности и ребра на вершине, в середине и у основания. По результатам измерений температур и тепловых потоков рассчитан коэффициент теплоотдачи при конденсации фреонов и их маслофреоновых смесей с концентрацией масла 0, 5 и 10% на гладких и оребрённых поверхностях. Анализ полученных данных свидетельствует о влиянии концентрации масла на коэффициент теплоотдачи при различных значениях плотности теплового потока.

Ключевые слова: *озонобезопасные хладагенты, маслофреоновые смеси, теплообмен, конденсация.*

Исследование процессов теплообмена при конденсации озонобезопасных хладагентов и их маслофреоновых смесей является важным и перспективным направлением в области исследования работы энергетического оборудования. Холодильная промышленность оказывает весьма заметное влияние на глобальные климатические изменения по двум причинам. Во-первых, при производстве искусственного холода используется значительное количество электрической энергии, большая часть которой генерируется при сжигании органического топлива. Во- вторых, гидрофторуглероды, которые используются в настоящее время в качестве рабочих тел в холодильном и теплонасосном оборудовании, являются парниковыми газами. По-прежнему серьёзной технологической проблемой при внедрении новой холодильной техники остаётся её переход на озонобезопасные хладагенты с низким потенциалом глобального потепления. Следовательно, актуальной становится работа по исследованию процессов фазовых переходов маслофреоновых смесей в холодильных, теплонасосных установках с целью повышения интенсивности процессов кипения и конденсации на поверхностях теплообмена.

Цель работы – теоретическое и экспериментальное исследование процессов теплообмена при конденсации озонобезопасных хладагентов и их маслофреоновых смесей на теплообменных поверхностях, установление зависимостей между режимными параметрами и теплофизическими свойствами жидкостей, определяющих интенсивность теплообмена при конденсации на охлаждающих поверхностях.

Исследования процесса теплообмена при конденсации озонобезопасных хладагентов (R404A, R407C, R410A) и их маслофреоновых смесей с концентрацией масла 0, 5 и 10% проводились на экспериментальной установке, представленной на рис. 1, при плотностях теплового потока 2,896–61,413 кВт/м^2 и давлениях насыщения $p_н$ = 0,96–1,1 МПа.

Расположение термопар, фиксирующих изменение температуры при заданной тепловой нагрузке, на исследуемом образце изображено на рис. 2.

Оребрение труб пучка позволяет, во-первых, увеличить общую площадь поверхности конденсации, а во-вторых – использовать силы поверхностного натяжения, которые стяги-

вают образующуюся плёнку конденсата к основанию рёбер. Оба фактора приводят к существенной интенсификации процесса теплопереноса в горизонтальных конденсаторах с оребрёнными трубами.

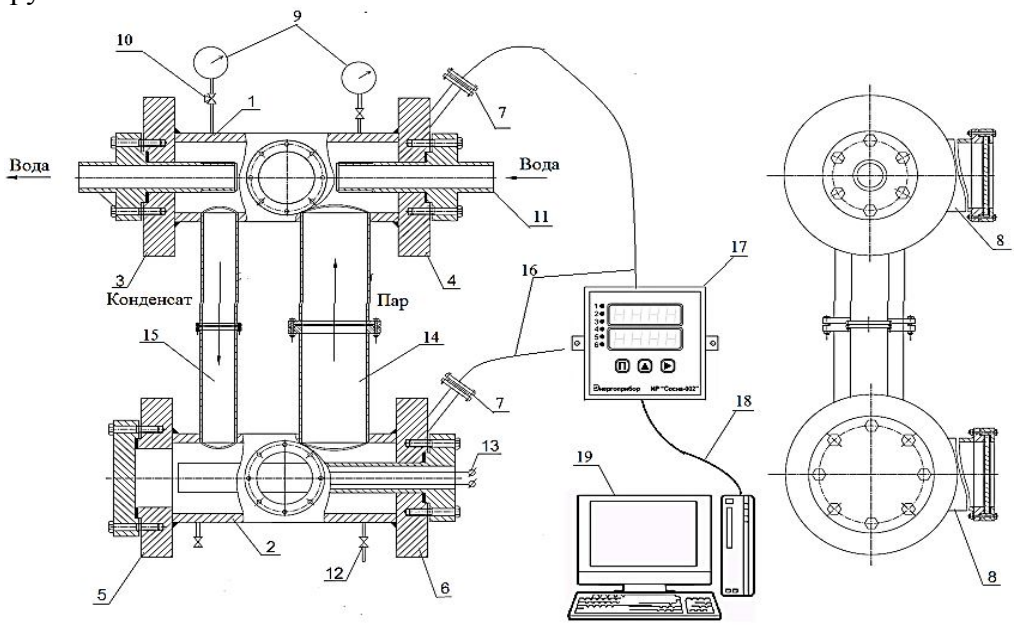


Рис. 1. Экспериментальный стенд: 1, 2 – рабочая камера конденсации и кипения; 3–6 – фланцы; 7 – разъем для подвода термопар; 8 – смотровой иллюминатор; 9 – манометр; 10, 12 – кран; 11 – штуцер; 13 – электрический нагреватель; 14, 15 – паровой и жидкостной каналы; 16, 18 – кабель; 17 – аналого – цифровой преобразователь; 19 – персональный компьютер

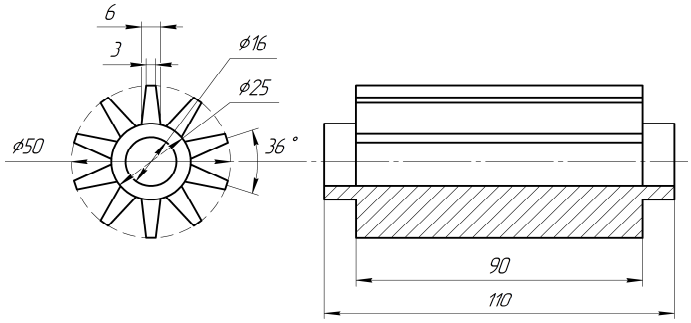


Рис. 2. Расположение термопар на исследуемом образце

Исходные данные, полученные в ходе проведения эксперимента: температуры на гладкой и оребрённой поверхностях; габаритные размеры исследуемой поверхности теплообмена; плотность теплового потока; температура насыщения.

Коэффициент теплоотдачи при конденсации фреонов на горизонтальных поверхностях определялся по известной зависимости

$$\alpha_{общ} = \frac{q_{общ}}{\Delta t_{общ}},$$

где $q_{общ}$ – плотность теплового потока, воспринимаемая поверхностью; $\Delta t_{общ}$ – общий температурный напор теплоотдающей поверхности.

Также определялись коэффициенты теплоотдачи для межрёберной поверхности и ребра.

На основании полученных результатов были построены зависимости коэффициентов теплоотдачи от температурного напора для маслофреоновых смесей при различных концентрациях масла в смеси 0, 5 и 10%, представленные на рис. 3. Экспериментальные данные

свидетельствуют о влиянии концентрации масла на коэффициент теплоотдачи от температурного напора. Наибольшее значение коэффициента теплоотдачи для маслофреоновых смесей наблюдается при меньших значениях температурного напора, чем для чистых фреонов. Дальнейшее увеличение концентрации масла приводит к снижению коэффициента теплоотдачи на ребре и на общей поверхности [2].

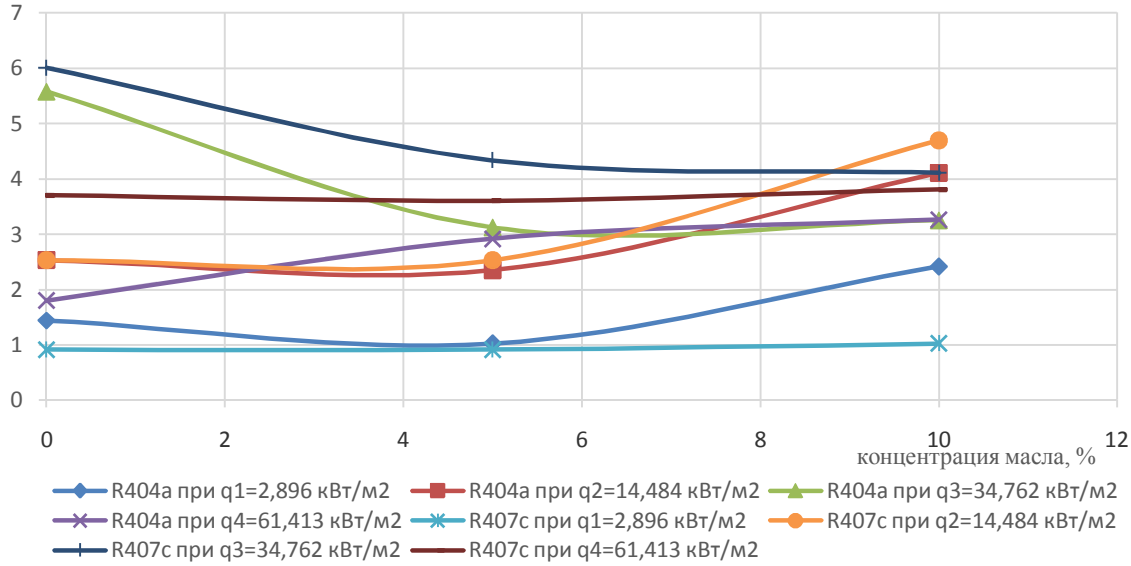


Рис.3. Графические зависимости $\alpha = f(\omega_{масла})$ для фреонов R404a, R407c

Добавление масла негативно сказывается на процессе конденсации паров фреонов, уменьшение коэффициента теплоотдачи связано с увеличением толщины плёнки конденсата за счёт дополнительного термического сопротивления масляной плёнки. Масло захватывается парами хладагента и уносится из камеры кипения в камеру конденсации. Визуально было замечено наличие масляного тумана при исследовании процесса конденсации маслофреоновой смеси рассмотренных фреонов.

Литература

1. Овсянник А. В. Теплообмен и моделирование при кипении на теплоотдающих поверхностях. LAMBERT Academic Publishing, 2018. – 348 с.

2. Овсянник А. В., Ключинский В. П., Никитенко В. П. Экспериментальное исследование теплообмена при конденсации смесевых хладагентов и их маслофреоновых смесей на горизонтальных теплообменных поверхностях // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П.О. Сухого. 2023. № 3. С. 58–66.

УДК 544.3, 536.46, 661.48

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ РЕГЕНЕРАЦИИ ФТОРА И ЛИТИЯ ИЗ ТЕТРАФТОРБОРАТА ЛИТИЯ ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВОДОРОДСОДЕРЖАЩИМИ ВЕЩЕСТВАМИ И КИСЛОРОДОМ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

М. А. Олисов[1], Д. С. Пашкевич[1,2], А. А. Плетнёв[1], В. В. Капустин[1,3]

[1]Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», г. Санкт-Петербург, Россия
[2]ООО «Новые химические продукты», г. Санкт-Петербург, Россия
[3]АО «РНЦ «Прикладная химия (ГИПХ)», г. Санкт-Петербург, Россия

С помощью термохимических расчётов и расчётов термодинамически равновесных составов веществ в системах элементов Li-B-F-O-H и Li-B-F-O-H-C показана целесообразность регенерации фтора и лития из тетрафторбората лития (компонента электролита литий-ионных аккумуляторов) при его взаимодействии с водородом или метаном и кислородом в режиме горения для замыкания цикла «производство–эксплуатация–утилизация» литий-ионных аккумуляторов по фтору и литию.

Ключевые слова: *тетрафторборат лития, фторид лития, трифторид бора, фторид водорода, горение, термодинамическое равновесие.*

Тетрафторборат лития $LiBF_4$ и гексафторфосфат лития $LiPF_6$ являются основными компонентами электролита современных литий-ионных аккумуляторов (ЛИА). В 2030 году планируется производство ЛИА суммарной энергоёмкостью до 2500 ГВт·ч. Для этого потребуется примерно 20 тыс. т лития и 350 тыс. т *HF*. В настоящее время производство лития в мире составляет около 100 тыс. т, а производство *HF* – около 1,5 млн. т в год. Таким образом, только по *HF* потребуется расширение его производства на 20%. В то же время электролит ЛИА через несколько лет эксплуатации меняет свой химический состав, энергоёмкость батареи снижается, и электролит целесообразно перерабатывать, регенерируя литий и фтор и направляя их на производство $LiBF_4$ и $LiPF_6$.

Известно, что регенерировать фтор в виде *HF* из различных фторидов целесообразно при их взаимодействии с водородсодержащими веществами и кислородом в режиме горения [1, 2]. В этом случае продуктами реакции являются *HF*, оксид или фторид элемента или сам элемент, входивший в состав исходного фторида, а процесс можно рассматривать как высокотемпературный гидролиз, когда температура в зоне реакции формируется за счёт химического тепловыделения. Также известно, что при взаимодействии некоторых фторидов с водородсодержащими веществами и кислородом в режиме горения за время пребывания веществ в зоне пламени достигается состав продуктов, близкий к термодинамически равновесному [3], а *HF* является одним из наиболее термостабильных соединений фтора [4]. Поэтому были проведены термохимические и термодинамические расчёты для обоснования целесообразности переработки $LiBF_4$ в режиме горения.

При температуре выше 600 °C $LiBF_4$ разлагается с образованием *LiF* и BF_3. Для реакций

$$2LiF_{тв} + H_2O_{газ} \rightarrow Li_2O_{тв} + 2HF_{газ}, \quad (1)$$

$$BF_{3\,газ} + 1{,}5H_2O_{газ} \rightarrow 0{,}5B_2O_{3\,жидк/газ} + 3HF_{газ} \quad (2)$$

были рассчитаны зависимости $\Delta G(T)$ и показано, что реакция (1) термодинамически запрещена во всём реальном диапазоне изменения температуры, а реакция (2) не запрещена при температуре выше 1400 К.

Это значение температуры может быть достигнуто в режиме горения при использовании в качестве донора водорода метана

$$LiBF_{4\,газ} + 0{,}75CH_{4\,газ} + 1{,}5O_{2\,газ} \rightarrow$$
$$\rightarrow LiF_{жидк} + 0{,}5B_2O_{3\ жидк/газ} + 3HF_{газ} + 0{,}75CO_{2\,газ} - 428\ кДж,\ T_{ad} \approx 2100\ К, \qquad (3)$$

или водорода с избытком топлива и окислителя

$$LiBF_{4\,газ} + 1{,}5H_{2\,газ} + 0{,}75O_{2\,газ} \rightarrow$$
$$\rightarrow LiF_{жидк} + 0{,}5B_2O_{3\ жидк/газ} + 3HF_{газ} - 77\ кДж, T_{ad} \approx 766\ К, \qquad (4)$$

$$LiBF_{4\,газ} + 2H_{2\,газ} + O_{2\,газ} \rightarrow$$
$$\rightarrow LiF_{жидк} + HBO_{2\ жидк/газ} + 3HF_{газ} + H_2O_{газ} - 367\ кДж, T_{ad} \approx 1700\ К. \qquad (5)$$

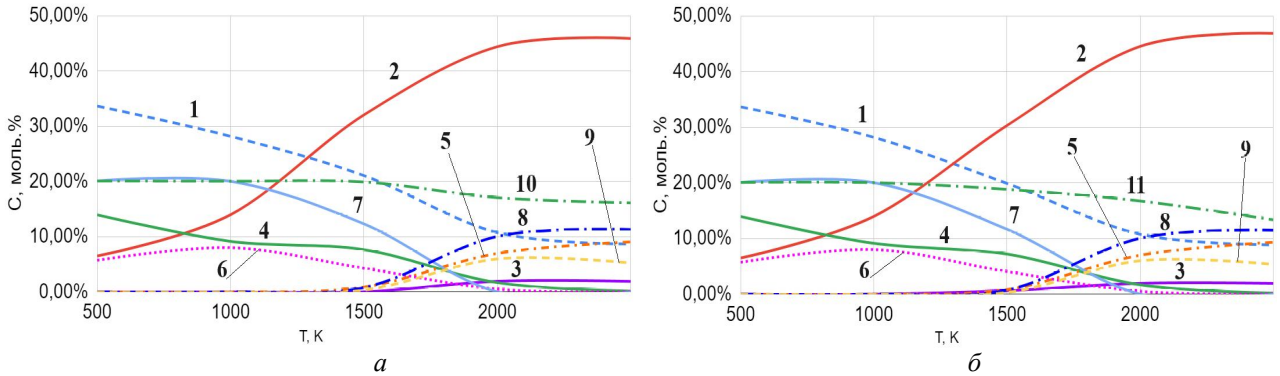
При гидролизе BF_3 может быть получен фторид-оксид бора FBO, и BF_3 может быть не полностью гидролизован. Для процесса

$$BF_{3\,газ} + 1{,}5H_2O_{газ} \rightarrow y_1BF_{3\,газ} + y_2FBO_{газ} + y_3B_2O_{3\,тв/жидк} + y_4HF_{газ} + y_5H_2O_{газ} \qquad (6)$$

были проведены расчёты термодинамически равновесного состава веществ с помощью собственного расчётного кода, основанного на принципе поиска минимума энергии Гиббса для смеси веществ при варьировании коэффициентов y_1 и y_2 в следующих диапазонах: $0 \le y_1 \le 1$ с шагом 0,004; $0 \le y_2 \le (1 - y_1)$ с шагом 0,005. Значения $y_3 - y_5$ рассчитывали, исходя из условия баланса атомов: $y_3 = 0{,}5(1 - y_1 - y_2)$, $y_4 = 3 - 3y_1 - y_2$, $y_5 = 1{,}5 - y_2 - 3\ y_3$. В результате расчёта было показано следующее: при температуре порядка 1600–1800 К термодинамически не запрещена практически полная регенерация фтора из BF_3 гидролизом в виде HF, при этом концентрация HF в его смеси с водой превышает 85%; при температуре ниже 1200 К степень регенерации фтора из BF_3 в виде HF не превышает 10%, основным фторсодержащим веществом является BF_3.

Для верификации полученных результатов и их уточнения путём учёта иных веществ, в том числе HBO_2, CF_4, COF_2, соединений лития и др., были проведены расчёты термодинамически равновесного состава веществ в системах элементов *Li-B-F-O-H* и *Li-B-F-O-H-C* в зависимости от температуры и для различных соотношений количеств атомов. Расчёты проводили с использованием программного комплекса «АСТРА-4», разработанного в МГТУ им. Н. Э. Баумана и основанного на поиске максимума энтропии смеси веществ.

Результаты расчётов для соотношения количеств атомов *Li-B-4F-4O-8H* и *Li-B-4F-4O-4H-C* без учёта соединений, концентрация которых была ниже 1%, представлены на рисунке.



а *б*

Концентрация компонентов С (моль.%) в термодинамически равновесной смеси веществ в системе элементов *B-4F-Li-4O-8H* (*а*) и *B-4F-Li-C-4O-4H* (*б*) в зависимости от температуры *T*: 1 – H_2O; 2 – *HF*; 3 – HBO_2; 4 – BF_3; 5 – *FBO*; 6 – F_2BOH; 7 – *k*LiF*; 8 – *LiF*; 9 – $LiBO_2$; 10 – O_2; 11 – CO_2

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

При использовании в качестве доноров водорода метана и водорода составы продуктов подобны во всём диапазоне изменения температуры. При использовании метана единственным углеродсодержащим веществом является CO_2. При температуре выше 2000 К основными фторсодержащими веществами являются HF и LiF. Кроме того, присутствует FBO, содержание фтора в составе которого составляет 11% от его общего количества. При температуре ниже 1000 К FBO в термодинамически равновесной смеси отсутствует. Известно, что при температуре ниже 1500 К FBO превращается в $(FBO)_3$, который, в свою очередь, разлагается на BF_3 и B_2O_3 при температуре 1200 К.

Таким образом, фтор может быть регенерирован из электролита ЛИА в виде HF (72% фтора), LiF (17% фтора) и BF_3 (11% фтора).

При температуре выше 2000 К основными литийсодержащими соединениями являются LiF (72% лития) и $LiBO_2$ (28% лития). При температуре ниже 1000 К $LiBO_2$ в термодинамически равновесной смеси отсутствует.

Таким образом, процесс регенерации фтора в виде HF и BF_3, лития в виде LiF и $LiBO_2$ из $LiBF_4$ целесообразно проводить при его взаимодействии с водородсодержащими веществами и кислородом в режиме горения. Получаемые соединения фтора и лития могут быть направлены вновь на производство $LiBF_4$. Это позволит замкнуть цикл производства, эксплуатации и утилизации электролита ЛИА по фтору, бору и литию.

Обозначения

T – температура, К; T_{ad} – адиабатическая температура продуктов реакции без учёта их диссоциации, К; $\Delta G(T)$ – изменение энергии Гиббса в зависимости от температуры, кДж; y_1, y_2, y_3, y_4, y_5 – стехиометрические коэффициенты; C – концентрация компонентов, моль.%.

Литература

1. Pashkevich D. S. Regeneration of fluorine in the form of hydrogen fluoride from volatile fluorine-containing wastes in a hydrogen-containing fuel–oxygen-containing oxidant flame // Russian J. of Physical Chemistry B. 2019. Vol. 13, No. 6. P. 993–1003.

2. Pashkevich D. S., Mamaev A. V. Production of hydrogen fluoride by processing fluorine-containing wastes and by-products of modern industries. Southamton, Boston: WITpress, 2018. Vol. 231. P. 111–123.

3. Pashkevich D. S., Alekseev Yu. I., Mukhortov D. A., Kambur P. S. et al. obtaining hydrogen fluoride during the interaction of uranium hexafluoride with hydrogen and oxygen in a combustion regime. Experiment // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2021. Vol. 94, No. 4. P. 1335–1342.

4. Kapustin V. V., Pashkevich D. S., Talalov V. A. et al. Stability of hydrogen fluoride under water-gas-reaction conditions // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2019. Vol. 92, No. 4. P. 889–898.

УДК 620.9:662.92; 662.939.9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЖИГАНИЯ ТВЕРДОГО БИОТОПЛИВА С ОРГАНОПОЛИМЕРНЫМИ ОТХОДАМИ В ЦИКЛОННО-СЛОЕВОЙ ТОПКЕ С КИПЯЩИМ СЛОЕМ

Е. А. Пицуха[1], Ю. С. Теплицкий[1], Э. К. Бучилко[1], В. А. Дубина[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]ОАО «Головное специализированное конструкторское бюро по комплексу оборудования для микроклимата», г. Брест, Беларусь
pit.ea@mail.ru, tep@hmti.ac.by, ebuchilko@gmail.com

Приведены результаты экспериментального исследования совместного сжигания биотоплив с органополимерными отходами в циклонно-слоевой топке мощностью 25 кВт. Получены зависимости концентраций CO, NO_x, SO_2 в уходящих газах от коэффициента избытка воздуха α. Изучено влияние массовой доли компонент ТКО в топливной смеси на концентрацию вредных веществ в уходящих газах. Установлено, что термоизоляция поверхностей нагрева камеры дожигания позволяет существенно снизить химический недожог топлива.

Ключевые слова: *циклонно-слоевая топка, твердые коммунальные отходы, биотопливо, камера дожигания, топливная смесь, вредные выбросы.*

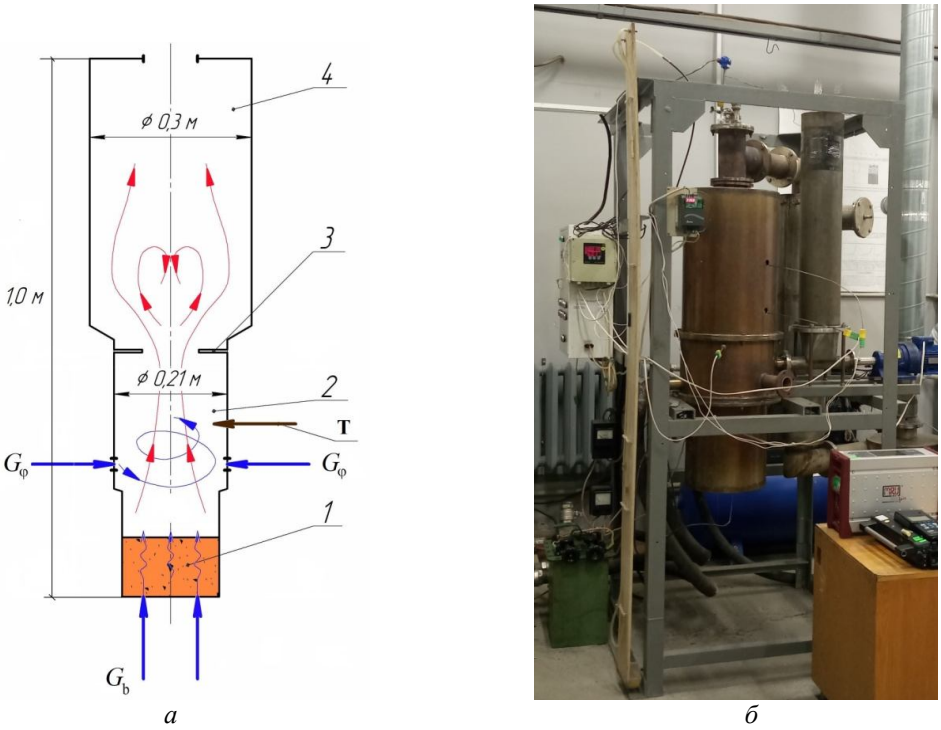
В настоящее время среди термических методов переработки органических отходов (твердых коммунальных отходов, осадка сточных вод, растительных сельскохозяйственных отходов и др.) наибольшее распространение получило сжигание отходов с выработкой тепловой и электрической энергии. Как правило, в топочных устройствах осуществляется слоевое сжигание отходов на подвижных решетках или сжигание в кипящем слое [1]. Сложность сжигания отходов заключается в их неоднородном и непостоянном составе в процессе работы топочного устройства. Состав отходов может изменяться в течение довольно короткого промежутка времени – порядка десятка минут. Например, для твердых коммунальных отходов (ТКО), характерной особенностью является многокомпонентный и отчасти неопределенный состав. Основными компонентами ТКО являются пищевые отходы (30–40%), отходы бумаги и картона (11%), полимеры (7%), текстиль, кожа, резина (2%), древесина (2%), стекло, металл (8%) (средний состав по г. Минску [2]). Достаточно большую долю (30–40%) занимает не классифицируемая мелкая фракция (отсев) с размерами частиц менее 25–50 мм, т. е. фракция неопределенного состава, в которой может присутствовать минеральная часть (например, песок) и перечисленные выше компоненты в измельченном виде, причем содержание тех или иных компонент мелкой фракции плохо выявляется.

Низкое качество отходов как топлива приводит к необходимости увеличения габаритов топочных устройств и камер сгорания для повышения времени пребывания в топке как самих отходов, так и продуктов горения. Изменяемость состава отходов в процессе работы топочного устройства вызывает непостоянство параметров топочного процесса (температурного уровня, состава газовой среды), из-за чего требуется увеличение коэффициента избытка воздуха в топке, который в этом случае достигает $\alpha = 2{,}0$ и выше, для гарантированного дожигания продуктов неполного горения. В ряде случаев требуется использование дополнительного топлива – природного газа – с целью стабилизации температурного режима в процессе сжигания отходов.

Для сжигания органополимерных отходов предлагается использовать циклонно-слоевые топки с кипящим слоем, в которых совмещается слоевое сжигание отходов в кипящем слое с вихревым дожиганием газообразных продуктов неполного горения в надслоевом пространстве. Это позволяет интенсифицировать смесительные процессы продуктов газифика-

ции с воздухом. За счет этого коэффициент избытка воздуха в таких топочных устройствах при сжигании традиционных твердых биотоплив (древесного топлива, торфа) можно уменьшить до низких, не характерных для слоевого сжигания, значений α = 1,15–1,25 [3]. При этом уменьшается химический и механический недожог топлива и, соответственно, увеличивается энергоэффективность котлоагрегатов, оснащенных циклонно-слоевыми топками, а также улучшаются экологические характеристики процесса сжигания. Для стабилизации процесса сжигания органополимерных отходов предлагается сжигать их в смеси с твердым биотопливом, в качестве которого можно использовать древесное топливо или торф, в достаточном количестве имеющихся в Беларуси. Это позволит уменьшить габариты топочных камер, улучшить смесительные процессы в топке, снизить коэффициент избытка воздуха и выбросы загрязняющих веществ в атмосферу.

Экспериментальные исследования особенностей сжигания различных компонент ТКО и других отходов в смеси с твердым биотопливом (древесными пеллетами) проводились в экспериментальной установке с циклонно-слоевой топкой кипящего слоя малого масштаба мощностью 25 кВт (рис. 1).



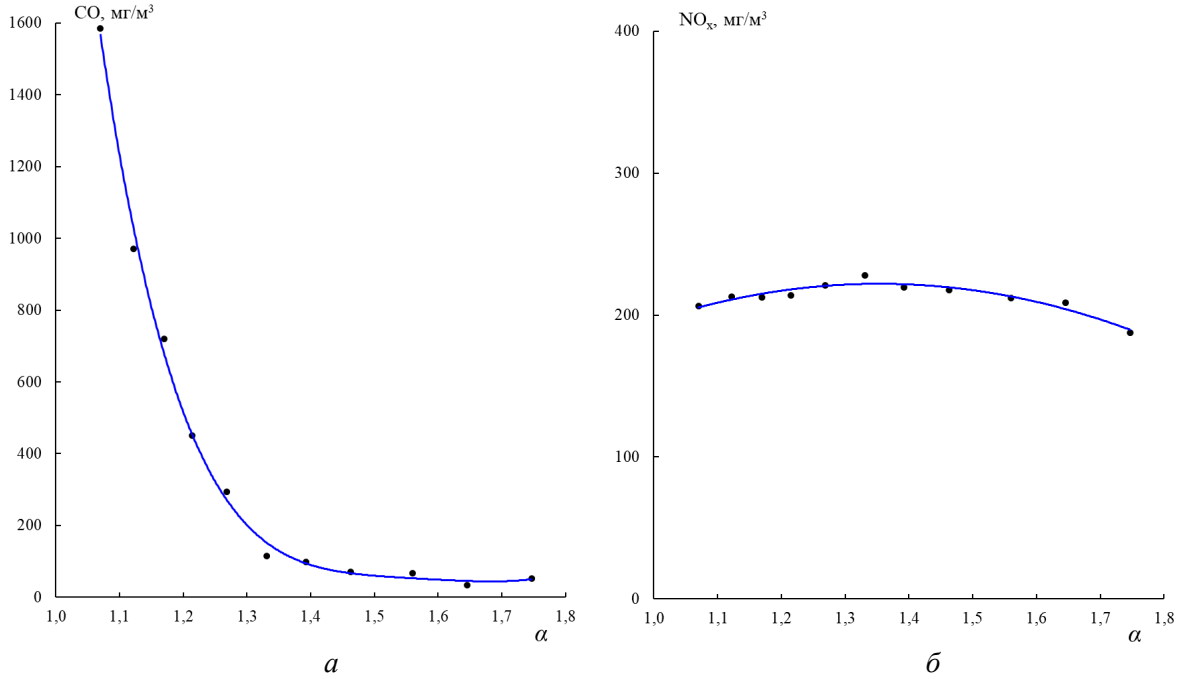
а *б*

Рис. 1. Схема циклонно-слоевой топки (*а*) и общий вид экспериментальной установки с циклонно-слоевой топкой (*б*): 1 – кипящий слой, 2 – камера сгорания, 3 – пережим, 4 – камера дожигания, G_b – ввод первичного воздуха, G_φ – ввод первичного воздуха, Т – ввод топлива

Исследовано сжигание топливных смесей древесных пеллет с компонентами ТКО и других органических отходов, таких как пластик (полиэтилен, полипропилен), отходы бумаги (картон), резина, углеродный остаток от пиролиза резины, осадок сточных вод, термообработанный осадок сточных вод. Первоначально были исследованы наиболее простые модельные топливные комбинации, содержащие ТКО, состоящие из бинарных смесей древесина–пластик, древесина–дробленые отходы резины и др. Затем с целью последовательного приближения к моделированию горения реальных многокомпонентных ТКО исследовались трехкомнонентные топливные смеси, в частности, древесина–пластик–отходы бумаги. Для изучения влияния температуры в топке на концентрацию в уходящих газах монооксида углерода (CO) и оксидов азота (NO_x) принимались два температурных режима работы циклонно-слоевой топки: 1) режим работы топки без внутренней изоляции поверхностей нагрева камеры

дожигания; 2) режим с изоляцией поверхностей нагрева камеры дожигания. Во втором режиме стенки камеры дожигания изнутри покрывались тепловой изоляцией из керамического волокна для увеличения температуры в этой камере, при этом температура на выходе циклонно-слоевой топки увеличивалась примерно на 150 °С.

Получены зависимости концентраций CO, NO_x, SO_2 в уходящих газах от коэффициента избытка воздуха (α) при сжигании компонент ТКО и других отходов с твердым биотопливом (рис. 2).



а *б*

Рис. 2. Концентрация в уходящих газах CO (*а*), NO_x (*б*) в зависимости от коэффициента избытка воздуха (α) при сжигании модельной трехкомпонентной смеси картона (15% по массе), полипропилена (15%) и древесных пеллет (70%) в циклонно-слоевой топке с теплоизолированной камерой догорания

Установлено, в частности, что добавление пластиков в виде частиц различной формы (пластинки, округлые частицы) к древесным пеллетам вызывает существенное увеличение концентрации CO в уходящих газах по сравнению со сжиганием чистых древесных пеллет. Например, добавление пластинчатых частиц полиэтилена к пеллетам сравнительно в небольшом количестве до 10% приводит к увеличению концентрации CO в 2,5–11 раз при избытке воздуха α = 1,2–1,6. Концентрация CO в этом случае составляла C_{CO} = 200–1400 мг/м^3. В процессе сжигания модельных топливных смесей пеллет с пластиком фиксируются повышенные колебания (изменения) концентраций O_2 и CO, которые наиболее выражены при малых избытках воздуха (α = 1,1–1,3). При увеличении избытка воздуха (α = 1,3–1,7) показания O_2 и CO становятся более стабильными.

Получено, что увеличение доли полимеров в двухкомпонентных смесях древесные пеллеты–пластик приводит к некоторому снижению концентрации оксидов азота (NO_x) в уходящих газах (примерно в 1,2–1,3 раза для массового содержания полимеров 20%) по сравнению с чистыми пеллетами и появлению диоксида серы (SO_2) с концентрацией до C_{SO2} = 100–150 мг/м^3 (α = 1,2–1,6) при сжигании смесей с полиэтиленом.

Повышение температуры в камере дожигания на 150–200 °С позволяет заметно уменьшить концентрацию монооксида углерода (CO) в уходящих газах (в 2-3 раза при избытке воздуха α = 1,2–1,6 для двухкомпонентных смесей полипропилена и дробленой резины с древесными пеллетами). Концентрация CO в этом случае составляла C_{CO} = 80–280 мг/м^3.

Литература

1. Тугов А. Н. Энергетическая утилизация твердых коммунальных отходов на ТЭС. М.: ОАО «ВТИ», 2017. – 178 с.

2. Министерство природных ресурсов и охраны окружающей среды Республики Беларусь [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://minpriroda.gov.by/ru/news-ru/view/izuchenie-morfologicheskogo-sostava-kommunalnyx-otxodov-na-20-testovyx-loschadkax-belarusi-v-letnij-sezon-3498/. – Дата доступа: 21.11.2022.

3. Пицуха Е. А., Бучилко Э. К., Теплицкий Ю. С. Особенности процесса сжигания и тепловой расчет двухкамерных циклонно-слоевых топок // ИФЖ. 2023. Т. 96, № 7. С. 1909–1918.

УДК 532.517.6:536.24

ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛООТДАЧИ В ЦИЛИНДРЕ ПОРШНЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ ПРИ ЗАПОЛНЕНИИ СТАЦИОНАРНЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ ВПУСКНЫЕ СИСТЕМЫ РАЗНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Л. В. Плотников, В. А. Шурупов, В. А. Следнев, Д. А. Давыдов, Д. Н. Красильников

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

Представлены результаты экспериментальной оценки интенсивности теплоотдачи по диаметру и высоте цилиндра при его заполнении стационарным потоком воздуха через впускные системы с трубами, имеющими разные поперечные сечения, применительно к поршневым двигателям. Измерения скорости и локального коэффициента теплоотдачи осуществлялись с помощью метода тепловой анемометрии. Установлено, что применение профилированных труб во впускной системе вызывает изменение профиля изменения локального коэффициента теплоотдачи по диаметру цилиндра. Выявлено, что установка квадратной впускной трубы приводит к росту теплоотдачи до 25% по высоте цилиндра, а использование треугольной трубы – подавлению теплоотдачи до 15% по сравнению с базовой конфигурацией системы.

Ключевые слова: *поршневой двигатель, система впуска, поперечное профилирование, цилиндр, стационарный поток, теплоотдача, метод тепловой анемометрии.*

Необходимы непрерывное совершенствование физических процессов (механики, гидрогазодинамики, теплообмена, смазки) и модернизация конструкции поршневых двигателей внутреннего сгорания (ПДВС) с целью повышения их эксплуатационных и экологических показателей, для того чтобы ПДВС оставались востребованными и эффективными преобразователями энергии в долгосрочной перспективе. Одно из самых действенных направлений улучшения КПД и экологичности двигателей заключается в оптимизации газодинамики и теплообмена в цилиндре ПДВС [1, 2].

Сегодня существуют различные способы численного моделирования и экспериментальные подходы для изучения внутрицилиндровых процессов в двигателях [3, 4]. Результаты таких исследований необходимы для оценки влияния внутрицилиндрового теплообмена на тепловые потери, КПД (расход топлива) и прочность элементов камеры сгорания [5, 6]. Также существуют научные работы по созданию новых, более точных математических моделей для расчета интенсивности теплообмена в цилиндре [2, 7, 8]. Следует отметить, что ученые и инженеры уделяют большое внимание влиянию уровню теплообмена в цилиндре на процессы смесеобразования и сгорания топлива [9, 10].

Цель данной работы заключалась в получении и анализе экспериментальных данных об интенсивности теплоотдачи по высоте и диаметру цилиндра при его заполнении стационарным потоком воздуха через впускные системы, имеющие трубы с разными поперечными сечениями.

В качестве объекта исследования использовался цилиндр с внутренним диаметром 82 мм и высотой 100 мм. Воздух в цилиндр поступал через впускную систему, имеющую следующие основные элементы: прямолинейная впускная труба (длина 300 мм, внутренний диаметр 32 мм), криволинейный канал в головке блока цилиндра (длина 150 мм, диаметр 32 мм) и тарельчатый клапан. Опыты проводились при полностью открытом клапане (высота подъема клапана 10 мм). По высоте цилиндра имелись четыре контрольных сечения на расстояниях 11,5 мм (верх цилиндра), 31,5 мм, 51,5 мм и 88,5 мм. По диаметру цилиндра также было четыре контрольных сечения, равноудаленных друг от друга с углом 90^{o}. Расход воздуха через систему q изменялся в диапазоне от 0,018 до 0,058 $м^3/с$. Режим движения воздуха

был стационарным. Температура воздуха в экспериментах составляла 21±1 °С, давление воздуха 98±0,2 кПа.

Измерение локальной теплоотдачи проводилось с помощью термоанемометра постоянной температуры и ниточного датчика. Чувствительный элемент датчика имел длину 5 мм и диаметр 5 мкм. Датчик устанавливался заподлицо со стенкой цилиндра. Осреднение локального коэффициента осуществлялось по диаметру и по высоте цилиндра посредством расчета математического ожидания для конкретного случая. Неопределенность определения локального коэффициента теплоотдачи составляла 10,5%. Используемый метод более подробного описан в [11]. Скорость (расход) воздуха также определялись с помощью метода тепловой анемометрии.

В исследовании использовались три конфигурации впускной трубы. Базовый вариант – труба с круглым поперечным сечением. Также применялись профилированные трубы с квадратным и треугольным поперечными сечениями. Геометрические размеры квадрата и треугольника были выбраны исходя из равенства эквивалентного гидравлического диаметра с базовой конфигурацией. Отдельные результаты исследования показаны на рис. 1 и 2.

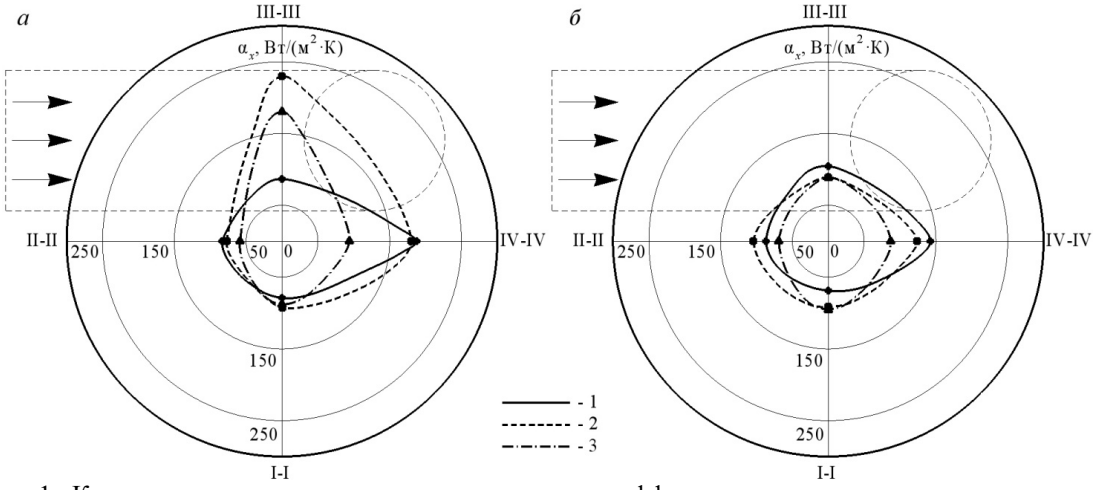


Рис. 1. Круговые диаграмм изменения локального коэффициента теплоотдачи α_x по диаметру цилиндра в сечениях h_x = 11,5 мм (*а*) и h_x = 31,5 мм (*б*) для стационарного течения с расходом q = 0,051 м^3/с при использовании впускных труб с разными поперечными сечениями: 1 – круг; 2 – квадрат; 3 – треугольник

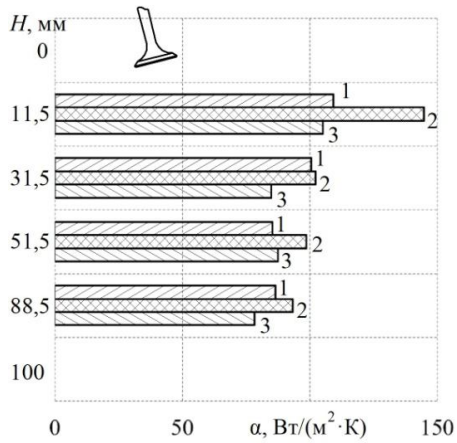


Рис. 2. Диаграммы изменения осредненного коэффициента теплоотдачи α по высоте цилиндра для стационарного течения с расходом воздуха через систему q = 0,051 м^3/с при использовании впускных труб с разными поперечными сечениями: 1 – круг; 2 – квадрат; 3 – треугольник

Установлено, что применение профилированных впускных труб вызывает значимое изменение профиля круговой диаграммы локального коэффициента теплоотдачи по диаметру цилиндра (см. рис. 1). Так максимальные значения α_x имеют место в контрольном сечении IV–IV для базовой впускной системы, тогда как при использовании профилированных труб наибольшие значения α_x наблюдаются в сечении III–III. Профиль круговой диаграммы α_x по диаметру выравнивается вниз по потоку. Выявлено, что применение впускной трубы с квадратным поперечным сечением приводит к росту коэффициента теплоотдачи на 7–25% по сравнению с базовой конфигурацией (рис. 2). При этом установка треугольной трубы, наоборот, вызывает подавление теплоотдачи на 4–15%.

Полученные данные могут быть полезны в качестве исходных данных об интенсивности теплоотдачи в цилиндре двигателя для дальнейших расчетов процессов сжатия, смесеобразования, сгорания, расширения.

Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках научного проекта 23-29-00022.

Обозначения

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); q – объемный расход воздуха, м^3/с; h – высота цилиндра, мм; D – диаметр цилиндра, мм; индекс «x» – местный (локальный) параметр.

Литература

1. Кавтарадзе Р. З. Локальный теплообмен в поршневых двигателях. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2001. – 592 с.

2. Depcik C., Alam S. S., Madani S., Ahlgren N., McDaniel E., Burugupally S. P., Hobeck J. D. Determination of a heat transfer correlation for small internal combustion engines // Ap. Thermal Eng. 2023. Vol. 228. P. 120524.

3. Nemati A., Ong J. C., Walther J. H. CFD analysis of combustion and emission formation using URANS and LES under large two-stroke marine engine-like conditions // Ap. Thermal Eng. 2022. Vol. 216. P. 119037.

4. Kopf A., Frattina V., Bardi M., Endres T., Bruneaux G., Schulz C. In-cylinder thermographic PIV combined with phosphor thermometry using ZnO:Zn // Int. J. Engine Research. 2023. Vol. 24 (1). P. 113–131.

5. Teodosio L., Tornatore C., Marchitto L. Numerical evaluation of heat transfer effects on the improvement of efficiency of a spark ignition engine characterized by cylinder variability // Case Studies in Thermal Eng. 2022. Vol. 35. P. 102125.

6. Reddy D. K. S., Barmavatu P., Das M. K., Aepuru R. Experimental analysis of coated engine cylinder liners // AIP Conf. Proc. 2023. Vol. 2786. P. 030002.

7. Climent H., Tiseira A., Gomez-Soriano J., Darbhamalla A. In-Cylinder Heat Transfer Model Proposal Compatible with 1D Simulations in Uniflow Scavenged Engines // Applied Sciences. 2023. Vol. 13 (6). P. 3996.

8. Cao J., Jia M., Li Y., Liu H. Understanding the influence of unsteady and convection terms in heat transfer model on the predicted heat flux in engines operated under different combustion modes // Int. J. Heat Mass Transfer. 2022. Vol. 196. P. 123255.

9. Wang B., Xie F., Hong W., Du J., Chen H., Li X. Extending ultra-lean burn performance of high compression ratio pre-chamber jet ignition engines based on injection strategy and optimized structure // Energy. 2023. Vol. 282. P. 128433.

10. Goyal H., Panthi N., Almanashi A., Magnotti G. Influence of fuel injection parameters at low-load conditions in a partially premixed combustion (PPC) based heavy-duty optical engine // Ap. Thermal Eng. 2023. Vol. 232. P. 121049.

11. Plotnikov L. V. Thermal-mechanical characteristics of stationary and pulsating gas flows in a gas-dynamic system (in relation to the exhaust system of an engine) // Thermal Science. 2022. Vol. 26 (1A). P. 365–376.

УДК 620.91

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОПОДВОДА К ГЕОТЕРМАЛЬНЫМ ТЕПЛООБМЕННИКАМ

В. Ю. Половников, С. Д. Шелемехова, Е. В. Любивый

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Проведено исследование интенсификации теплоподвода к геотермальным теплообменникам. Установлено, что увеличение влажности песчаной засыпки приводит к росту теплопритоков на 3.5–12.0%. Показано существенное влияние нестационарности переноса на интенсификацию теплообмена в рассматриваемой системе. Испарение влаги приводит к росту теплоподвода на 21.2–21.8%.

Ключевые слова: *геотермальная энергия, геотермальный теплообменник, математическое моделирование, теплопритоки.*

В исследованиях [1–3], посвященных тепловым режимам скважин с коаксиальными геотермальными теплообменниками (КГТ), фиксируется достаточно широкий диапазон линейных плотностей теплового потока (60–300 Вт/м при глубине скважин 2000–3000 м). Такой разброс теплопритоков к КГТ объясняется различными температурами горячих пород и теплофизическими характеристиками исследуемых объектов.

Необходимость обеспечения надежного теплового контакта между КГТ и окружающей его средой приводит к использованию разнообразных засыпок. В качестве засыпок используются различные материалы – от обычного цемента [4] до материалов с фазовыми переходами [5]. В работе [6] было предложено использовать в качестве засыпки распространенный и недорогой материал – увлажненный песок. Целью данной работы является исследование интенсификации теплоподвода к геотермальным теплообменникам.

Прототипом рассматриваемой конструкции КГТ, установленного в скважине, является реальный объект, геометрические и физические параметры которого подробно описаны в [5]. Обсадная колонна, выполняющая в [5] роль несущей конструкции, выполнена из высокопрочного бетона, а наружная труба КГТ – из стали. На рисунке приведена схема области решения рассматриваемой задачи. Предполагается, что до начала эксплуатации КГТ в рассматриваемой области решения поддерживается постоянная температура, равная температуре горячих пород. В момент времени отличный от нуля через КГТ начинает прокачиваться энергоноситель, температура которого ниже, чем начальная температура в области решения. При этом предполагается, что на внутренней наружной трубе КГТ устанавливается постоянная температура, равная температуре энергоносителя, а на границе контакта между увлажненной засыпкой и обсадной колонной реализуется процесс испарения влаги.

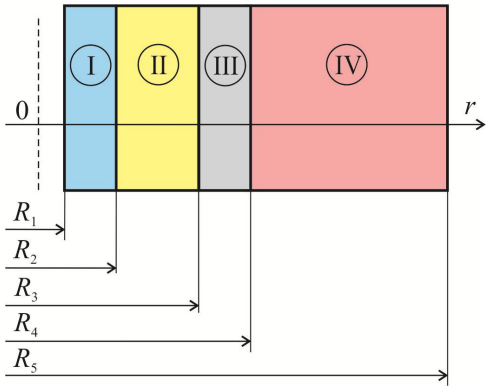


Схема области решения: I – наружная труба КГТ; II – засыпка; III – обсадная колонна; IV – горячие породы

Постановка задачи и метод решения аналогичны описанным в [7]. Теплопроводность λ и теплоемкость c песчаной засыпки при известной плотности ρ и объемной влажности W, вычислялись из следующих соотношений [6]:

$$\lambda = -1.337 + 0.00125\rho + 0.01\,W; \qquad (1)$$

$$c = -0.018 + 0.0009\rho + 0.031\,W. \quad (2)$$

Геометрические параметры (R_1 = 0.05 м; R_2 = 0.055 м; R_3 = 0.14 м; R_4 = 0.25 м; R_5 = 10 м) соответствовали конструкции скважины, описанной в [5]. Начальная температура в рассматриваемой области решения принималась равной температуре разогретых пород 373.15 К. Температура прокачиваемого энергоносителя составляла 278.15 К. Объемная влажность песчаной засыпки варьировалась от начальной (W = 5%) до 25% и была ограничена открытой пористостью. Теплофизические характеристики, использовавшиеся при проведении моделирования, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Теплофизические характеристики

Свойство	λ, Вт/(м·К)	c, Дж/(кг·К)	ρ, кг/м^3
Труба	57.5	466	7860
Засыпка	Расчет по (1)	Расчет по (2)	1900
Цемент [5]	1.78	800	2490
Горячие породы [5]	1.3	775	1990

В табл. 2 и 3 в зависимости от W и времени эксплуатации КГТ представлены результаты расчета теплопритоков в рассматриваемой системе с учетом и без учета эффекта испарения влаги в засыпке КГТ. Изменение величин теплопритоков к КГТ свидетельствуют об их ожидаемом росте с увеличением объемной влажности песчаной засыпки W и закономерном снижении с увеличением времени работы КГТ. Время эксплуатации КГТ (6 месяцев) выбрано исходя из типичной для РФ продолжительности отопительного периода.

Таблица 2

Теплопритоки к КГТ с учетом испарения

Время, мес.	W = 5%	W = 10%	W = 15%	W = 20%	W = 25%
0.03	541.77	558.59	575.05	591.00	606.47
1	237.67	240.28	242.73	245.02	247.19
3	213.55	215.26	217.16	218.95	220.63
6	200.73	202.50	204.16	205.71	207.17

Таблица 3

Теплопритоки к КГТ без учета испарения

Время, мес.	W = 5%	W = 10%	W = 15%	W = 20%	W = 25%
0.03	510.46	527.20	543.58	559.46	574.85
1	202.27	204.79	207.15	209.36	211.45
3	177.79	179.42	181.24	182.95	184.56
6	164.79	166.48	168.06	169.54	170.93

Анализ нестационарности процессов теплопереноса в рассматриваемой системе свидетельствует о её существенном влиянии на уровень теплопритоков к КГТ. За рассматриваемый период эксплуатации КГТ (6 месяцев) снижение теплопритоков во времени составляет около 200% от первоначального уровня. Здесь следует отметить, что результаты моделирования указывают на резкое снижение тепловых потоков в первые дни работы КГТ (аналогичные выводы сделаны в [5] при исследовании материалов с фазовыми переходами). Это объясняется интенсивным охлаждением металлического корпуса КГТ из-за его сравнительно высокой теплопроводности (см. табл. 1). Этот результат имеет конкретное практическое

применение, поскольку позволяет обоснованно выбирать пути регулировки расхода энергоносителя для выравнивания теплосъема от КГТ во времени.

Исследование влияния влажности песчаной засыпки (W = 5–25%) на теплопритоки в конструкции КГТ позволило сделать вывод об увеличении теплопритоков на 12.0% в начальный период эксплуатации КГТ и до 3.5% к концу этого периода. Более высокий рост теплопритоков в начальный промежуток времени объясняется теми же обстоятельствами, что и при анализе нестационарности процессов переноса в рассматриваемой системе.

Учет наличия испарения влаги в засыпке КГТ приводит к заметному увеличению тепловых потоков в рассматриваемой системе. Сопоставление результатов численного моделирования (табл. 2 и 3) свидетельствует о том, что испарение влаги приводит к росту теплоподвода к КГТ на 21.2–21.8%.

Адекватность результатов численного моделирования подтверждается численным сопоставлением с известными данными о работе геотермальных скважин с КГТ [1–5]. В [1–5] линейные плотности теплового потока составляют 60–300 Вт/м, что хорошо согласуется с результатами данной работы (табл. 2 и 3).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 23-29-00464).

Литература

1. Wang Z. H., Wang F. H., Liu J. Field test and numerical investigation on the heat transfer characteristics and optimal design of the heat exchangers of a deep borehole ground source heat pump system // Energy Convers. Manag. 2017. Vol. 153. P. 603–615.

2. Deng J. W., Wei Q. P., Liang M. Field test on energy performance of medium-depth geothermal heat pump systems (MD-GHPs) // Energy Build. 2019. Vol. 184. P. 289–299.

3. Bu X. B., Ran Y. M., Zhang D. D. Experimental and simulation studies of geothermal single well for building heating // Renew. Energy. 2019. Vol. 143. P. 1902–1909.

4. Park H., Lee S., Yoon S., Choi J. Evaluation of thermal response and performance of PHC energy pile: field experiments and numerical simulation // Applied Energy. 2013 Vol. 103. P. 12–24.

5. Cao Z., Zhang G., Liu Y., Zhao X., Li C. Influence of backfilling phase change material on thermal performance of precast high-strength concrete energy pile // Renew. Energy. 2022. Vol. 184. P. 374–390.

6. Журмилова И. А., Штым А. С. Теплофизические свойства увлажненного песка – наполнителя для скважин с грунтовыми теплообменниками // Вестн. Инженерной школы Дальневосточного федерал. ун-та. 2017. № 2 (31). С. 100–109.

7. Половников В. Ю., Шелемехова С. Д. Снижение теплопритоков к геотермальным теплообменникам в условиях длительной эксплуатации // Изв. Томского политехн. ун-та. Инжиниринг георесурсов. 2023. Т. 334, № 9. С. 18–24.

УДК 66.092.2, 54.061, 620.9

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ УГЛЕЙ И БИОТОПЛИВ В РАЗЛИЧНЫХ АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ

А. А. Пономарева[1,2], В. Е. Ситникова[1], Д. Д. Логачева[1], А. В. Лесных[2]

[1]Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия

Проведено исследование физико-химических параметров термического разложения различных видов топлив, таких как бурый уголь, каменный уголь и биоматериал, относящийся к категории отходов лесоперерабатывающих предприятий. Дополнительно в работе методами инфракрасной спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (ИК-спектроскопии НПВО) проведено исследование изменения химической структуры мелкодисперсных частиц бурого и каменного углей в процессе термической обработки при температурах до 350 °С в воздушной атмосфере и при ограничении доступа воздуха. Изучены тепловые эффекты, возникающие при обработке углей в данном температурном диапазоне в схожих атмосферных условиях.

Ключевые слова: *уголь, биотопливо, термогравиметрические исследования, характеристики термического разложения, ИК-спектроскопия.*

В последние годы наиболее остро стоят вопросы эффективного и экологически приемлемого сжигания угля ("чистый уголь") и применение новых видов топлива, включая использование низкокалорийных, бурых углей, применение новых технологий при использовании каменных углей в качестве топлива и активное вовлечение биотоплив в энергетический сектор. Для улучшения сжигания различных топлив многие исследователи склоняются к необходимости учета структуры одиночных топливных частиц и их физико-технических характеристик [1], а также учета характера их воспламенения и выгорания при разработках систем сжигания и горелочных устройств [2–4]. Изучение эффективного сжигания ископаемого топлива актуально для поиска оптимальных режимов сжигания угольных частиц в различных бытовых и промышленных котлах и электростанциях [5, 6].

Термическое разложение углей и биотоплив сопровождается процессами деструкции и поликонденсации, определяющими количество и скорость выхода газообразных и смолистых веществ, причем соотношение этих процессов в значительной мере зависит от скорости и температуры нагрева, а также от структурных особенностей анализируемых веществ [7]. По мере нагрева материала возникают эндо- и экзотермические эффекты, действие которых и положение на температурной шкале зависят от скорости нагрева [2]. Недостаток информации о структуре сложных молекул затрудняет разработку представлений о механизме термического разложения углей, особенно в условиях газовой среды переменного состава.

Изучение термопреобразования при различных скоростях нагревания и влияния содержания кислорода на разложение таких материалов может помочь выявить общую тенденцию их горения в зависимости от химического строения. Информация о кинетических и энергетических параметрах термического разложения и окисления может облегчить разработку новых подходов переработки твердого топлива, особенно в газовой среде переменного состава.

В данной работе проведены комплексные исследования термического преобразования нескольких видов твердых топлив, включая бурый уголь, каменный уголь и биотоплива.

Эксперименты с образцами твердого топлива проводились на термогравиметрическом анализаторе (TG 209 F1 Libra, NETZSCH). Для проведения исследований использовались образцы массой 5±0,2 мг в диапазоне температур от 25 °С до 900 °С в атмосфере N_2 (чистота 99,99%) при постоянной скорости потока 50 мл/мин. Для исследования процессов пиролиза скорости нагрева составляли 10, 15 и 20 град/мин. Перед каждым экспериментом образец

дополнительно измельчали до меньшего размера, чтобы исключить влияние тепловых эффектов на измерения ТГ. В экспериментах по горению использовались синтетические атмосферы воздуха. Для исследования процесса окисления измерения проводились в воздушной атмосфере с различным содержанием кислорода (0, 6, 10, 14 и 20%) при скорости нагрева 10 град/мин и постоянном расходе 50 мл/мин. На рис. 1 представлены кривые потери массы для различных образцов. Из представленных данных видно, что процесс термического разложения зависит от состава атмосферы для всех типов образцов, однако бурый уголь показывает большую чувствительность.

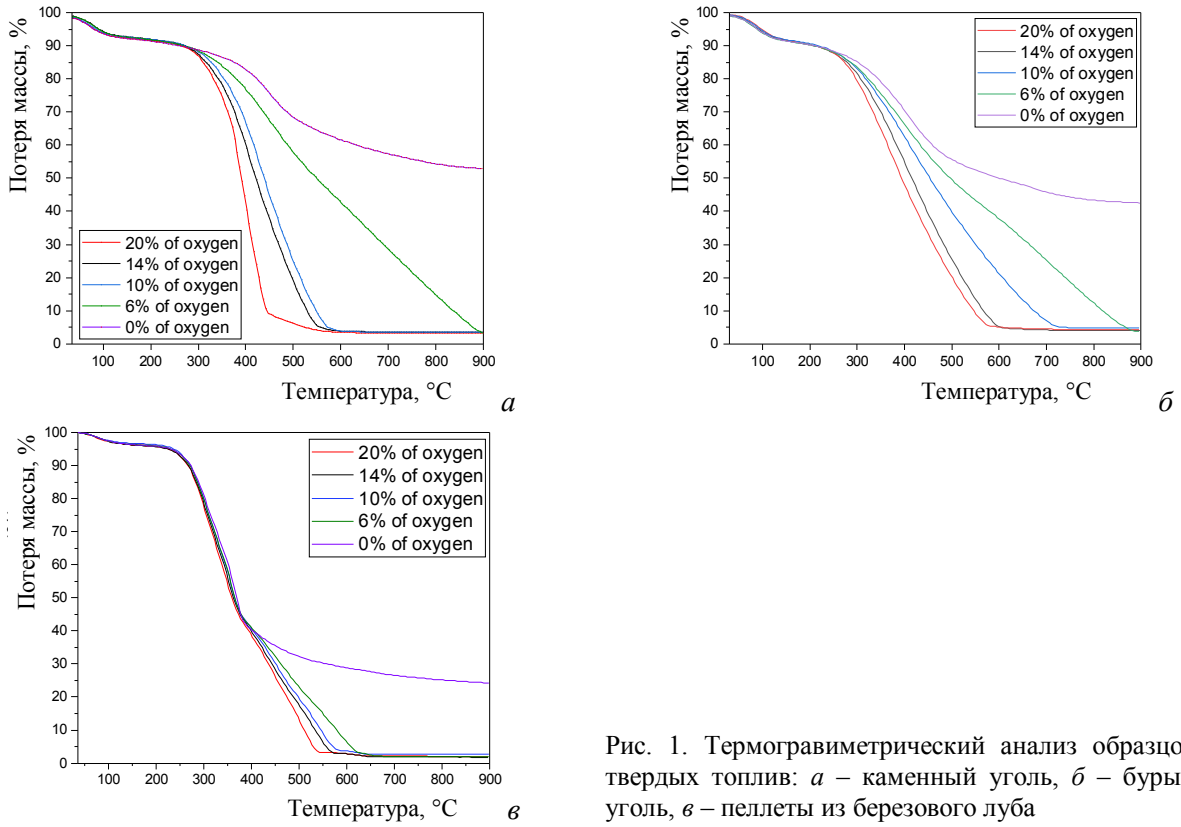


Рис. 1. Термогравиметрический анализ образцов твердых топлив: *а* – каменный уголь, *б* – бурый уголь, *в* – пеллеты из березового луба

По термогравиметрическим данным определены основные параметры термического разложения в зависимости от условий термообработки: температурные диапазоны основных этапов разложения, температуры максимумов скоростей потери массы, временные характеристики. Дополнительно оценены энергии активации процессов разложения с применением моделей на основе аррениусовской теории. Для сравнения характеристик горения у разных типов твердых топлив применялись методы оценки индексов горения.

Колебательные спектры (32 скана) образцов получали на фурье-спектрометре Tensor 37 (Bruker, Германия) с алмазным элементом, реализующим нарушенное полное внутреннее отражение (ИКС НПВО), в диапазоне волновых чисел 4000–600 $см^{-1}$. Перед исследованием образцы выдерживались в эксикаторе в течение трех дней, а затем обрабатывались термическим нагревом при температурах 50, 100, 150, 200, 250 и 300 °C в атмосфере воздуха и в закрытом тигле в течение часа. На рис. 2 представлены результаты исследований для углей, полученных в атмосфере воздуха.

Исследование изменений химического состава и особенностей разложения частиц твердого топлива в процессе термического воздействия актуально и интересно в целях развития математических моделей для описания горения органических твердофазных топлив и мультитопливных систем, а также для более глубокого изучения условий получения угольных сорбентов с улучшенными свойствами.

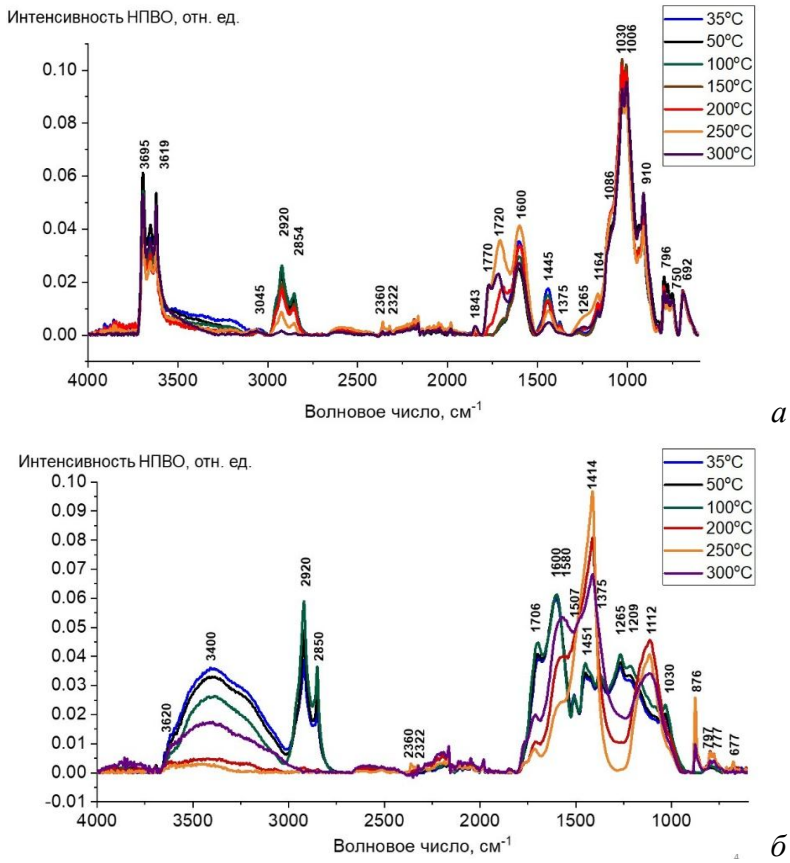


Рис. 2. ИК-спектры образцов каменного угля (*а*) и бурого угля (*б*), прошедших термическую обработку в воздушной атмосфере [8]

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FZNS-2024-0003).

Литература

1. Saloojee F. Kinetics of pyrolysis and combustion of a South African coal using the distributed activation energy model: degree of Master of Science in Engineering. J.: University of the Witwatersrand, 2011. – 155 p.

2. Smith L. K., Smoot L. D., Fletcher T. H., Pugmire R. J. The structure and reaction processes of coal. N.Y.: Plenum Press, 1994. – 485 p.

3. Jelemenský L., Žajdlík R., Markoš J., Remiarová B. // Acta Montanistica Slovaca Ročník. 1998. Vol. 3. № 3. P. 295.

4. 5. Kuznetsov G. V., Mamontov G. Ya., Taratushkina G. V. // Combust Explos Shock Waves. 2004. Vol. 40, № 1. P. 70.

5. Beer J. M. // Prog. Energy Combust. Sci. 2000. Vol. 26. P. 301.

6. Лесных А. В., Штым К. А., Головатый С. В. // Вологодские чтения. 2012. Т. 7, № 4. С. 179.

7. Ульянова Е. В., Малинникова О. Н., Пашичев Б. Н. // ГИАБ. 2020. № 2. С. 71.

8. Ponomareva A. A., Korostyleva E. E., Sitnikova V. E., Tcoi K. A., Lesnykh A. V. // Solid Fuel Chemistry. 2022. Vol. 56, No. 5. P. 315–322.

УДК 62-662

ЗАЖИГАНИЕ И ГОРЕНИЕ ТОПЛИВНЫХ ПЕЛЛЕТ НА ОСНОВЕ БИОМАССЫ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ОТХОДОВ

Д. С. Романов, К. Ю. Вершинина, П. А. Стрижак, Г. С. Няшина, В. В. Дорохов

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований зажигания и горения пеллетированных топлив на основе древесной биомассы. При подготовке пеллет в качестве дополнительного компонента использовались угольный шлам, торф, агропромышленный отход. Установлено, что использование добавок замедляет процесс воспламенения образцов на 20–60% в зависимости от доли используемой добавки и температуры в камере сгорания. Удельная теплотворная способность смесевых пеллет на 10–15% выше, чем у традиционных древесных пеллеты. Согласно полученным данным использование добавок приводит к снижению выбросов оксидов серы на 30–60%.

Ключевые слова: *биомасса; угольные отходы; пеллетированное топливо; горение; зажигание.*

Топливные пеллеты представляют особый интерес для сжигания в маломощных котлах. В последнее время многие научные коллективы выполняют работы по определению энергетических, экологических и эксплуатационных характеристик пеллетированного топлива. Гранулирование и пеллетирование сырья позволяет расширять номенклатуру компонентов для теплоэнергетики, поскольку прямое сжигание ряда компонентов без предварительной обработки затруднено в связи с совокупностью эксплуатационных и теплотехнических ограничений. Пеллеты из биомассы характеризуются рядом преимуществ по сравнению с традиционными топливами (углем и мазутом), поскольку их использование позволяет снизить антропогенное воздействие на окружающую среду, упростить процесс транспортировки и уменьшить топливные издержки. Одним из недостатков топливных пеллет на основе биомассы является сниженная теплотворная способность по сравнению с традиционным топливом [1]. Для решения данной проблемы целесообразно использовать добавки, которые позволяют увеличить теплотворную способность топлива. Например, в ряде работ использовались бурый и каменный уголь [2, 3], подсолнечный [4] и кокосовый [5] жмыхи. В работах [6, 7] было предложено использовать бытовые и аграрные отходы в качестве дополнительных компонентов пеллетированного топлива. Также ранее были изучены топливные пеллеты, содержащие полиэтилен [7], рисовую шелуху [8], солому [9], кукурузные отходы [10] и осадок сточных вод [11]. Использование различных групп отходов в топливном секторе является одной из наиболее перспективных технологий по снижению затрат и антропогенного воздействия на окружающую среду при выработке энергии [12].

В настоящей работе изучено влияние добавления низкосортных компонентов и отходов в состав топливных пеллет на основе древесины на характеристики их зажигания и горения. Основные экспериментальные подходы к определению данных параметров описаны в [13]. На рис. 1 представлены результаты по определению времени задержки газофазного зажигания топливных пеллет на основе опилок с добавками рисовой шелухи, соломы, торфа и угольного шлама. Установлено, что использование добавок приводит к росту времени задержки зажигания пеллетированного топлива в 1.2–2.1 раза. Результат обусловлен, в основном, снижением удельной концентрации летучих веществ в составе топлива, которые при нагревании формируют горючую смесь с воздухом в приповерхностной области топливного пеллета. Топливные пеллеты без добавок при варьировании температуры в камере сгорания в диапазоне 700–900 °C зажигались быстрее, чем составы с добавками соломы и рисовой шелухи, угольного шлама и торфа на 20–40%, 30–50% и 40–50% соответственно.

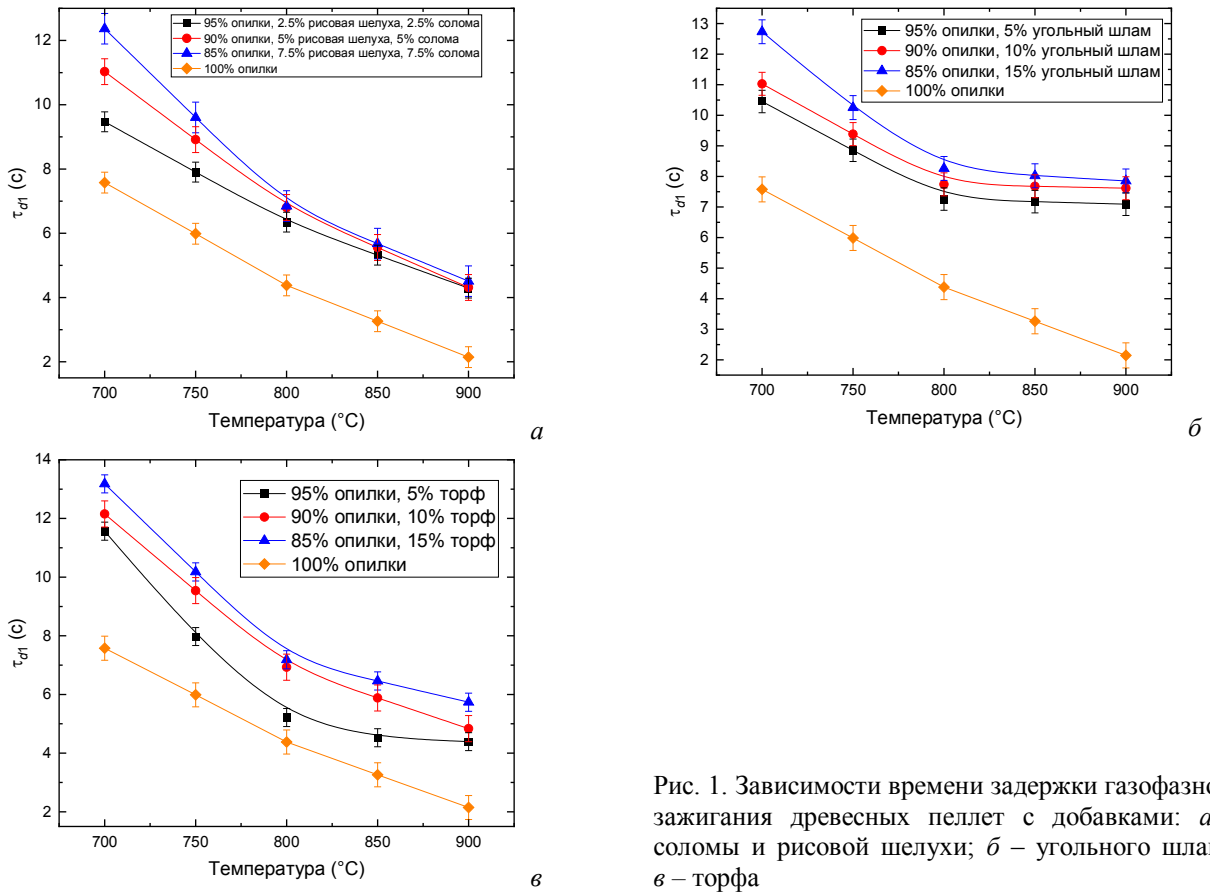


Рис. 1. Зависимости времени задержки газофазного зажигания древесных пеллет с добавками: *а* – соломы и рисовой шелухи; *б* – угольного шлама; *в* – торфа

На рис. 2 представлены результаты по определению концентраций оксидов серы в составе дымовых газов, получаемых при сжигании топливных пеллет с добавками угольного шлама и торфа. Использование угольного шлама в составе топливной композиции приводило к увеличению концентраций оксидов серы на 38–47% в зависимости от доли добавки и температуры в камере сгорания. Полученный результат связан с увеличением серосодержания топливной смеси и ростом температуры в камере сгорания, который способствует более полному выгоранию топливного образца с более полным окислением соединений серы. Для топливных смесей с торфом зарегистрирована противоположная тенденция. Использование добавки приводило к снижению концентраций оксидов серы в 1,5–2 раза.

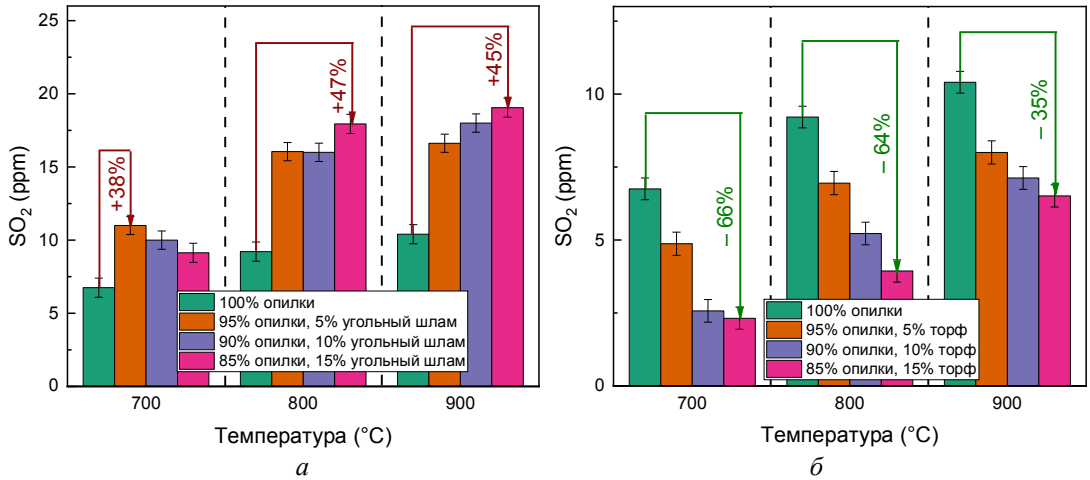


Рис. 2. Концентрации оксидов серы в дымовых газах при сжигании топливных пеллет с добавкой угольного шлама (*а*) и торфа (*б*)

В частности, при сжигании биомассы с торфом гетерогенный процесс сульфатирования хлорида калия в камере сгорания происходит за счет сульфидов и сульфатов из торфа. Гомогенный механизм включает образование аэрозоля сульфата щелочного металла из хлорида щелочного металла в газовой фазе. Сера в торфе окисляется до SO_2 и SO_3 в процессе горения и сульфатирует газообразный KCl. При этом концентрации SO_2 в продуктах сгорания снижаются. Полученные результаты позволяют сделать вывод о целесообразности использования различных добавок в качестве компонентов композиционных топливных пеллет для расширения сырьевой базы энергетического сектора.

Использование отходов и низкосортного топлива в качестве дополнительных компонентов топливных пеллет позволит расширить сырьевую базу энергогенерирующих предприятий. В настоящем исследовании установлено, что добавление торфа, угольного шлама, рисовой шелухи и соломы в древесные пеллеты позволяет увеличить удельную теплоту сгорания на 10–15%. Также установлено, что использование добавок приводит к снижению выбросов оксидов серы на 30–60%. Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации режимов работы котлов, сжигающих низкосортное топливо.

Исследование поддержано Российским научным фондом, грант 23-79-10098.

Литература

1. García R. et al. Co-pelletization of pine sawdust and refused derived fuel (RDF) to high-quality waste-derived pellets // J. Clean. Prod. Elsevier, 2021. Vol. 328. P. 129635.

2. Guo F. et al. Thermogravimetric analysis on the co-combustion of biomass pellets with lignite and bituminous coal // Energy. Elsevier Ltd, 2020. Vol. 197. P. 117147.

3. Guo F., Zhong Z. Co-combustion of anthracite coal and wood pellets: Thermodynamic analysis, combustion efficiency, pollutant emissions and ash slagging // Environ. Pollut. Elsevier Ltd, 2018. Vol. 239. P. 21–29.

4. Kułażyński M. et al. Technological aspects of sunflower biomass and brown coal co-firing // J. Energy Inst. Elsevier, 2018. Vol. 91, № 5. P. 668–675.

5. Pua F. L. et al. Characterization of biomass fuel pellets made from Malaysia tea waste and oil palm empty fruit bunch // Mater. Today Proc. Elsevier, 2020. Vol. 31. P. 187–190.

6. Stachowicz P., Stolarski M. J. Short rotation woody crops and forest biomass sawdust mixture pellet quality // Ind. Crops Prod. 2023. Vol. 197, March.

7. Wei Z., Cheng Z., Shen Y. Recent development in production of pellet fuels from biomass and polyethylene (PE) wastes // Fuel. Elsevier, 2024. Vol. 358. P. 130222.

8. Kizuka R. et al. Improvement of biomass fuel properties for rice straw pellets using torrefaction and mixing with wood chips // Waste and Biomass Valorization. Springer Science and Business Media B.V., 2021. Vol. 12, № 6. P. 3417–3429.

9. Isemin R. et al. Torrefaction and combustion of pellets made of a mixture of coal sludge and straw // Fuel. 2017. Vol. 210. P. 859–865.

10. Pang Y., Shen S., Chen Y. High temperature steam gasification of corn straw pellets in downdraft gasifier: preparation of hydrogen-rich gas // Waste and Biomass Valorization. Springer Netherlands, 2019. Vol. 10, № 5. P. 1333–1341.

11. Yilmaz E., Wzorek M., Akçay S. Co-pelletization of sewage sludge and agricultural wastes // J. Environ. Manage. Academic Press, 2018. Vol. 216. P. 169–175.

12. Sarker T. R. et al. Complementary effects of torrefaction and pelletization for the production of fuel pellets from agricultural residues: a comparative study // Ind. Crops Prod. Elsevier, 2022. Vol. 181. P. 114740.

13. Vershinina K. Y. et al. Combustion stages of waste-derived blends burned as pellets, layers, and droplets of slurry // Energy. Pergamon, 2022. P. 123897.

УДК 66.011

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ СУШКЕ ТЕЛ РАЗНОЙ ФОРМЫ В НЕПРЕРЫВНО ДЕЙСТВУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ВЫСОКОЙ И СВЕРХВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

С. П. Рудобашта[1], Э. М. Карташов[2], Г. А. Зуева[3]

[1]Российский государственный аграрный университет – МСХА имени К. А. Тимирязева, г. Москва, Россия
[2]Российский технологический университет – МИРЭА (Институт тонких химических технологий им. М. В. Ломоносова), г. Москва, Россия
[3]Ивановский государственный химико-технологический университет, г. Иваново, Россия

Рассмотрено математическое описание процесса электромагнитного нагрева (токами высокой и сверхвысокой частоты) тел разной формы (пластина, цилиндр, шар) с учетом испарения из них влаги и конвективного тепло- и массообмена тел с внешней газовой средой. Сформулированные задачи решены аналитически – методом интегральных преобразований. Решения для тел разной формы однотипны по структуре, однако для получения требуемой точности расчета по ним необходимо использовать решение именно для тела конкретной формы. Полученные зависимости позволяют рассчитывать процесс тепломассопереноса как при чисто электромагнитном, так и при комбинированном конвективно-электромагнитном подводе энергии к обрабатываемым в аппарате телам.

Ключевые слова: *электромагнитный нагрев, сушка, аналитическое решение, кинетика, форма тела.*

В настоящее время наряду с традиционной конвективной сушкой значительное внимание уделяется электромагнитной сушке (сушке токами высокой и сверхвысокой частоты – ТВЧ- и СВЧ-сушке). При надлежащей интенсивности электромагнитного энергоподвода высушивать при непрерывном энергоподводе можно также термолабильные материалы без их перегрева [1]. В [2] приведены математические модели для «чистого» (без массообмена) электромагнитного нагрева тела в форме пластины при постоянном внутреннем источнике теплоты, а также при непрерывном источнике, зависящем от координаты по экспоненциальному закону. В отличие от [2] в данной работе рассмотрены математические модели, описывающие тепломассоперенос при ТВЧ- и СВЧ-сушке тел разной формы (пластина, цилиндр, шар) при постоянном внутреннем источнике теплоты, конвективном тепло- и массообмене тел с внешней газовой средой и с учетом испарения из тел влаги.

Удельную мощность внутреннего объемного источника теплоты q_{V} (Вт/м^3) можно определить из теплового баланса аппарата, содержащего электромагнитный источник энергии, из которого получаем

$$q_{\text{V}} = N_{эм}\eta_t/(V_{\text{раб}}(1-\varepsilon)). \qquad (1)$$

Сформулируем линейную одномерную (температура изменяются только по «*x*» координате, где x – декартова координата для пластины; $x \equiv r$ – радиальная координата для цилиндра и шара) задачу непрерывного электромагнитного нагрева единичного тела, находящегося в аппарате, поместив начало координат в центральную плоскость пластины либо в центр цилиндра или шара, в виде

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{b}{x}\frac{\partial t}{\partial r}\right) + q_{\text{v}}^{*}, \qquad 0 < x < R,\ \tau > 0; \qquad (2)$$

$$t(x,\tau)\big|_{\tau=0} = t_{\text{н}},\ 0 \le x \le R; \qquad (3)$$

$$-\lambda\frac{\partial t(x,\tau)}{\partial x}\bigg|_{x=R}=\alpha\Big[t(x,\tau)\big|_{x=R}-t_{\text{c}}\Big]+r^{*}\cdot i,\quad \tau>0; \tag{4}$$

$$\frac{\partial t(x,\tau)}{\partial x}\bigg|_{x=0}=0,\quad \tau\geq 0, \tag{5}$$

где a, b, q_{v}^{*}, i , λ, r^{*}, α, $t_{\text{н}}$, t_{c} = const; b = 0 – для пластины, b =1 – для цилиндра, b =2 – для шара. Интенсивность сушки i в общем случае является функцией времени и может быть выражена из решения задачи массопроводности [3].

При формулировке и решении задачи (2)–(5) были приняты следующие условия: у поверхности тела имеет место его конвективный тепло- и массообмен с внешней газовой средой в соответствии с граничными условиями теплообмена [2] и массообмена [3] 3-го рода; температура внешней среды постоянна; в момент начала процесса температура в теле распределена равномерно; испарение влаги происходит у поверхности тела (внутренние фазовые стоки теплоты отсутствуют); усадка тела отсутствует. При $t_{x=R}>t_{\text{c}}$ имеет место сток теплоты от тела, нагреваемого электромагнитным источником, во внешнюю среду, а при $t_{x=R}<t_{\text{c}}$ будет происходить комбинированный конвективно-электромагнитный нагрев тела.

Решения задач (2)–(5) были получены отдельно для каждого тела (пластины, цилиндра и шара) [1,4] методом интегральных преобразований по таблицам Э. М. Карташова [5]. Решение для локальной температуры в пластине в безразмерных переменных имеет вид

$$W(z,\text{Fo})=2\text{Bi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\mu_n{}^2+\text{Bi}^2)\cos\mu_n\cos\mu_n z}{\mu_n{}^2+\text{Bi}^2+\text{Bi}}\int_0^{\text{Fo}}\varphi(\xi)\exp(-\mu_n{}^2(\text{Fo}-\xi))\text{d}\xi+$$

$$+2q_0\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\mu_n{}^2+\text{Bi}^2)\sin\mu_n\cos\mu_n z}{\mu_n{}^3(\mu_n{}^2+\text{Bi}^2+\text{Bi})}(1-\exp(-\mu_n{}^2\text{Fo})), \tag{6}$$

Соответственно для среднеобъемной температуры $\overline{W}(\text{Fo})=\int_0^1 W(z,\text{Fo})z\text{d}z$:

$$\overline{W}(\text{Fo})=\text{Bi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\mu_n{}^2+\text{Bi}^2)\sin 2\mu_n}{\mu_n(\mu_n{}^2+\text{Bi}^2+\text{Bi})}\int_0^{\text{Fo}}\varphi(\xi)\exp(-\mu_n{}^2(\text{Fo}-\xi))\text{d}\xi+$$

$$+q_0\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\mu_n{}^2+\text{Bi}^2)\sin^2\mu_n}{\mu_n{}^4(\mu_n{}^2+\text{Bi}^2+\text{Bi})}(1-\exp(-\mu_n{}^2\text{Fo})). \tag{7}$$

Здесь

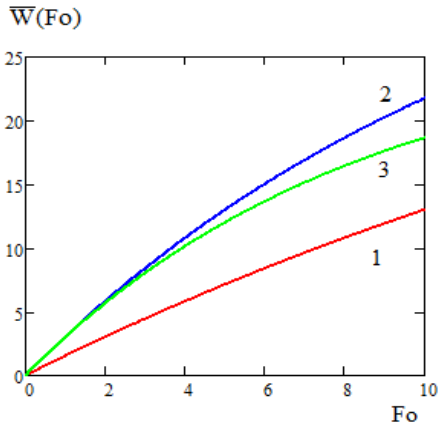
$$\varphi(\text{Fo})=1-\frac{r^{*}}{\alpha(t_{\text{c}}-t_{\text{н}})}i(\text{Fo}),\quad i(\text{Fo})=\left[\frac{\rho_0 a}{b_1 R}\text{Lu}\sum_{k=1}^{\infty}B_k\mu_k^2\exp(-\mu_k^2\text{Lu}\,\text{Fo})\right](u_{\text{н}}-u_{\text{р}}),$$

коэффициент b_1 = 1 для пластины, b_1 = 2 – для цилиндра и b_1 = 3 – для шара; м; Lu – k/a – число Лыкова. Коэффициенты B_k, μ_k определяются формой тела и числом Био, формулы для их определения приведены в [3].

Аналогичный по структуре вид имеют решения для цилиндра и шара.

Был проведен анализ влияния формы облучаемого тела на его нагрев в электромагнитном поле, результаты которого показаны на рисунке. Видно, что зависимость $\overline{W}=f(\text{Fo})$ для всех трех тел возрастающая, быстрее всего растет температура у цилиндра, а медленнее – у пластины. Таким образом, форма тела оказывает существенное влияние на темп его нагрева

в электромагнитном поле и в инженерных расчетах необходимо брать решение для конкретного тела. Полученные решения могут быть использованы для инженерных расчетов.



Зависимости $\overline{W} = f(\mathrm{Fo})$ при нагреве тел в электромагнитном поле: 1 – пластина, 2 – цилиндр, 3 – шар (t_c = 20°C; $t_н$ = 18°C; λ = 0,5 Вт/(м К); c = 1250 Дж/(кг °C); ρ = 2000 кг/м^3; $a = 2\cdot10^{-7}$ м^2/с; η_t = 0,9; $V_{раб}$ = 0,16 м^3; ε = = 0,45; $r^* = 2400\cdot10^3$ Дж/кг; R = 0,002 м; $k = 0{,}5\cdot10^{-7}$ м^2/с; α = 10 Вт/(м^2 К); Bi = 0,04; Lu = 0,25; Bi$_m$ = 100)

В некоторых случаях может иметь место сушка тела в первом периоде (периоде постоянной скорости сушки). Для него можно принять, что вся подводимая к телу теплота расходуется на испарение влаги и температура тела в процессе тепломассообмена не изменяется.

Для этого случая были сформулированы задачи и получены их решения [1, 4], позволяющие рассчитывать температуру поверхности тел и далее с ее использованием находить интенсивность сушки по уравнению массоотдачи. Методика этих расчетов приведена в [1, 4].

Обозначения

$a = \lambda/(c\rho)$ – коэффициент температуропроводности тела, м^2/с; c – массовая теплоемкость тела, Дж/(кг К); $q_v^* = q_v/(c\rho)$ – мощность электромагнитного источника в аппарате, отнесенная к единице объема твердой фазы и к ее объемной теплоемкости, °C/с; i – интенсивность сушки, кг/(м^2 с); k – коэффициент массопроводности, м^2/с; $N_{эм}$ – мощность электромагнитного источника, Вт; R – половина толщины пластины, радиус цилиндра или шара, м; r^* – теплота парообразования, включая теплоту десорбции влаги, Дж/кг; $t_н$ – начальная температура тела, °C; t_c – температура внешней газовой среды, °C; u – влагосодержание тела, кг/(кг сух. м-ла); $V_{раб}$ – рабочий объем аппарата, м^3; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); ε – доля рабочего объема аппарата, не занятая материалом, м^3/м^3; η_t – термический КПД; λ – коэффициент теплопроводности тела, Вт/(м К); ρ – плотность тела, кг/м^3; ρ_0 плотность абсолютно сухого тела, кг/м^3; τ – время, с; Bi = $\alpha R/\lambda$ – число Био; Fo = $a\tau/R^2$ – число Фурье; $q_0 = (q_v^* R^2)/(a(t_c - t_н)$ – безразмерный параметр; $W = (t(x,\tau) - t_н)/(t_c - t_н)$ – относительная температура; $z = x/R$ – относительная координата. Индексы: н – начальный; р – равновесный; с – среда; m – массообменный.

Литература

1. Rudobashta S. P. , Kartashov E. M., Zueva G. A. Heat and masstransfer in the drying of a cylindrical body in a continuous electromagnetic field of high and superhigh frecuency // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2022. Vol. 56, No. 5. P. 810–218.

2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа. 1968. – 600 с.

3. Рудобашта С. П. Массоперенос в системах с твердой фазой. М.: Химия, 1980. – 248 с.

4. Рудобашта С. П., Карташов Э. М., Зуева Г. А. Тепломассоперенос при сушке пластины в непрерывно действующем электромагнитном поле // ТОХТ. 2021. Т. 55, № 2. С. 3–9.

5. Рудобашта С. П., Карташов Э. М. Химическая технология: диффузионные процессы. Ч. 2. М.: Юрайт, 2018. – 296 с.

УДК 621.438:621.311.22

ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИКИ СВЯЗАННЫХ МЕЖДУ СОБОЙ РЕАКТОРОВ С ЦИРКУЛИРУЮЩИМ КИПЯЩИМ СЛОЕМ ДЛЯ ОДНОВРЕМЕННОГО УЛАВЛИВАНИЯ CO_2 И ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЕЗНЫХ ПРОДУКТОВ

Г. А. Рябов, О. М. Фоломеев, Д. С. Литун

ОАО «Всероссийский дважды ордена Трудового Красного Знамени теплотехнический научно-исследовательский институт», г. Москва, Россия

Дано краткое описание возможностей использования технологии кипящего слоя для улавливания CO_2 и получения полезных продуктов. Показано, что вопросы гидродинамики реакторов с циркулирующим кипящим слоем крайне важны, так как необходимо получить очень большие расходы циркулирующих частиц для выравнивания температур в связанных между собой реакторах. Приведены результаты расчетных оценок новой системы с пятью связанными между собой реакторами для получения водорода.

Ключевые слова: *улавливание CO_2, циркулирующий кипящий слой, связанные реакторы, водород.*

В последнее время за рубежом получили развитие так называемые полигенерирующие системы с получением электроэнергии, тепла и полезных продуктов (генераторный газ, смолы, моторные топлива). Практически эти системы представляют собой энерготехнологические установки с пиролизом и твердым теплоносителем. Установка состоит из двух связанных между собой реакторов с кипящим (КС) и циркулирующим кипящим (ЦКС) слоями. В реакторе с КС происходит паровая газификация (пиролиз при подаче газов рециркуляции) твердых топлив с получением генераторного газа с теплотой сгорания 12–16 МДж/м^3. Тепло для процесса подводится твердым теплоносителем из реактора (котла) с ЦКС, в котором дожигается кокс. Генераторный газ после очистки может быть использован в поршневых машинах для получения электроэнергии, а также для получения моторных топлив (процесс Фишера–Тропша), так как отношение концентраций водорода и моноксида углерода близко к оптимальному (1,5–2,5). Химические циклы с оксидами металлов – носителями кислорода (CLC) – также основаны на связанных между собой реакторах с циркулирующим кипящим слоем. Ведутся разработки и эксплуатируются уже около 35 пилотных проектов мощностью до 3 МВт для сжигания угля, газа, нефти и биомассы [1]. Производство водорода с использованием технологии химического цикла вызывает все больший интерес в последние годы, потому что производительность процесса получения водорода довольно велика и происходит улавливание диоксида углерода. В таких системах используются три связанных между собой реактора [2].

Как показывает опыт сжигания различных топлив, в CLC помимо свойств частиц – носителей кислорода и их массы – важнейшим является обеспечение надежной и очень высокой кратности циркуляции между реакторами. Для химического цикла с ЦКС мощностью 1000 МВт$_т$ общая масса загрузки 400–2500 т, а соответствующая кратность циркуляции – 3600–30 000 т/ч. Наличие очень большого количества сыпучих материалов обуславливает главную проблему коммерческого химического цикла с ЦКС – надежное обеспечение циркуляции. При требуемой массе загрузке 100–200 кг/МВт$_т$ оценочная стоимость частиц составит 5,2 дол./кг (4 евро/кг). В [3] приводится также удельный расход циркуляции, который составляет 4 кг/(с·МВт$_т$). Эти значения характерны для поддержания разницы температур в реакторах на уровне 50 ^{o}C.

В целом можно отметить, что собственно гидродинамика каждого из реакторов вполне может быть рассчитана по многочисленным зависимостям. Например, методика расчета гид-

родинамики аппаратов с ЦКС, разработанная в ВТИ [4], заключается в определении аксиального профиля концентраций по ее высоте и удельного расхода материала с учетом внутренней циркуляции за счет сепарации части материала в зоне потолка топки. В зависимостях используются традиционные критерии Архимеда, Рейнольдса, Фруда, что дает возможность их использования и для различных газовых сред. Однако они содержат эмпирические коэффициенты, значит для точного определения профиля концентраций и расхода частиц следует провести эксперимент на относительно крупных установках при реальных температурах и средах с повышенным содержанием водяных паров (паровая газификация) и CO_2 (кислородное дутье с рециркуляцией CO_2). Кроме того, в схемах с производством водорода необходимо учесть, что реакторы работают под давлением около 2–3 МПа.

Авторы предложили новую схему получения водорода с использованием полигенерирующей системы с аллотермической паровой газификацией биомассы вместо газогенератора с парокислородным дутьём. Она состоит из пяти связанных между собой реакторов. Первые два реактора представляют собой паровой газификатор и реактор с ЦКС для дожигания кокса. В газогенераторе используется подсушенная биомасса, что делает всю систему углеродонейтральной. Генераторный газ поступает в систему из трех реакторов с оксидами железа (топливный, паровой и окислительный). Вся система рассчитывалась на тепловую мощность по топливу около 82 МВт, расчетный расход водорода составил 0,52 кг/с. Исходя из условий поддержания оптимальных температур в реакторах, были определены требуемые значения расхода циркулирующих частиц. Например, для системы газогенератор–реактор с ЦКС требуемый для поддержания температуры в газификаторе 800 °С и в реакторе с ЦКС 950 °С расход составляет около 100 кг/с. Этот расход заметно меньше указанного ранее для системы химических циклов по причине существенно большей допустимой разницы температур в реакторе с ЦКС и газификаторе.

Вариантные расчеты реактора с ЦКС показали, что при среднем размере частиц 0,15 мм и скорости газов 1,5 м/с (скорость витания 0,4 м/с) высота реактора должна составлять 7 м. При этом расчетный расход материала равен 107,4 кг/с. Далее рассчитывался циклон и система возврата для обеспечения необходимой эффективности улавливания и надежного перетока между реактором с ЦКС и газификатором. Газификатор рассчитывался таким образом, чтобы унос частиц был минимальным. На рис. 1 представлен эскиз реактора с ЦКС системы газификатора. Аналогичным образом рассчитывалась система химических циклов. При заданных по тепловым эффектам реакций параметрах определена температура в топливном (699 °С), паровом (823 °С) и окислительном (967 °С) реакторах. Требуемый расход составил около 40 кг/с. Необходимо было выполнить циклоны так, чтобы высота их и системы возврата с линией отвода из пневмозатвора в реактор были меньше высоты от распределительной решетки реактора до входного патрубка циклона. Эта задача наиболее сложно решалась для циклонов реактора с ЦКС. В результате была принята схема с двумя циклонами. На рис. 2 приведена схема компоновки реакторов и циклонов системы газогенератора.

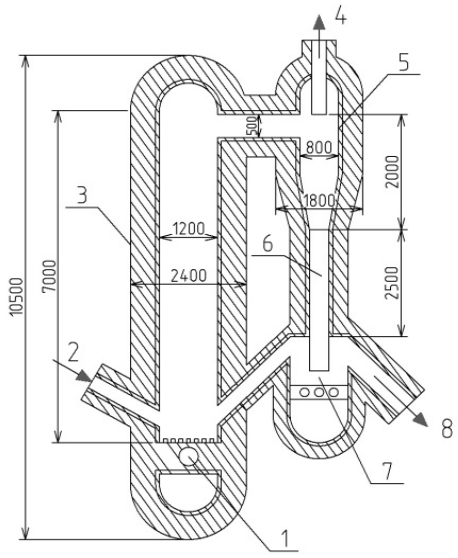


Рис. 1. Эскиз реактора ЦКС системы газификатора: 1 – патрубок подачи воздуха; 2 – патрубок подвода твердых частиц из газификатора, 3 – реактор с ЦКС; 4 – патрубок отвода газов на утилизацию тепла; 5 – циклон; 6 – опускной стояк; 7 – пневмозатвор; 8 – патрубок отвода частиц к газогенератору

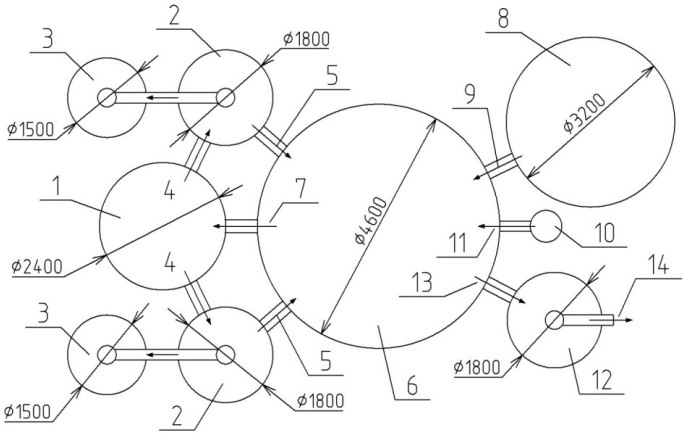


Рис. 2. Вид установки газификации сверху: 1 – реактор ЦКС; 2 – циклоны реактора ЦКС; 3 – теплообменники утилизации тепла реактора ЦКС; 4 – патрубки отвода газов и частиц из ректора ЦКС к циклонам; 5 – патрубки отвода циркулирующих частиц от циклона реактора ЦКС к газогенератору; 6 – газогенератор (размер по верхней части); 7 – патрубок подвода циркулирующих частиц от газогенератора в реактор ЦКС; 8 – бункер подсушенной щепы; 9 – подвод топлива в газогенератор; 10 – бункер песка; 11 – подвод песка в газогенератор; 12 – циклон газогенератора; 13 – патрубок подвода газов к циклону газогенератора; 14 – патрубок отвода генераторного газа к керамическому фильтру

Важно определить приведенную стоимость продукта за жизненный цикл работы полигенерирующей системы и сравнить ее с известными аналогами по стоимости водорода. Именно такой подход принят в ряде зарубежных исследований. Полученная нами приведенная за жизненный цикл стоимость водорода в 1,36 дол. США/кг относится к условиям использования биомассы, т. е. при отсутствии учитываемых выбросов CO_2. Около 2/3 расхода CO_2 уже готово к захоронению, поэтому остается удалить CO_2 только из потока дымовых газов от реактора с ЦКС газогенератора. Указанная стоимость водорода значительно ниже по сравнению с широко распространённой в мире технологией парового риформинга природного газа с улавливанием CO_2 (около 2,39 дол. США/кг). Предложенная схема получения водорода в химических циклах с оксидами железа с использованием газогенератора со связанными между собой реакторами вполне жизнеспособна.

При более жестких требованиях к разнице температур между реакторами в [5] предлагается использовать поток внутренней циркуляции, который зависит от улавливания частиц на потолке реактора и учитывает изменение концентрации потока по его высоте. Предполагается использование специальных лотков на боковых стенах реактора с ЦКС и его возврату в топливный реактор. Общее направление на увеличение циркуляции частиц не вызывает сомнений. ОАО «ВТИ» в настоящее время рассматриваются некоторые варианты, которые могут являться патентоспособными.

Литература

1. New IEAGHG Technical Report: 2019-09 ‘Further Assessment of Emerging CO_2 Capture Technologies for the Power Sector and their Potential to Reduce Costs’ https://ieaghg.org/ccs-resources/blog/new-ieaghg-technical-report-2019-09-further-assessment-of-emerging-co2-capture-technologies-for-the-power-sector-andtheir-Potential-to-reduce-costs, accessed January 2, 2020.

2. Luo M., Yia Y., Wang S. et al. Review of hydrogen production using chemical-looping technology // Renewable and Sustainable Energy Reviews. January 2018. Vol. 81. Part 2. P. 3186–3214.

3. Lyngfelt A. Solid fuels in chemical-looping combustion – feeding of fuel and distribution of volatiles // Proc. of 22nd FBC. June, 2015. Finland, Turku.

4. Рябов Г. А., Фоломеев О. М., Санкин Д. А., Мельников Д. А. Результаты расчетных и экспериментальных исследований гидродинамики циркуляционных контуров в аппаратах с циркулирующим кипящим слоем и системах со связанными реакторами // Теплоэнергетика. 2015. № 2. С. 33–40.

5. Lyngfelt A., Pallarès D., Linderholm C. et al. Achieving adequate circulation in chemical looping combustion_design proposal for a 200 MWth chemical looping combustion circulating fluidized bed boiler // Energy Fuels. 2022. 36. P. 9588−9615.

УДК 536.332:629.78

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ОСТЫВАНИЯ КАПЕЛЬНОГО ХОЛОДИЛЬНИКА ИЗЛУЧАТЕЛЯ С УЧЕТОМ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ И СБОРА КАПЕЛЬНОГО ПОТОКА

А. А. Сафронов

АО ГНЦ «Центр Келдыша», г. Москва, Россия

Проанализированы существующие методики расчета радиационного остывания капельного потока космического капельного холодильника – излучателя (КХИ). Показано, что при формальной правильности полученных ранее результатов они не могут быть использованы на практике из-за неверного выбора определяющего параметра – размера капель. Из-за особенностей капиллярных течений в микрогравитации реальный размер капель в КХИ на порядок превосходит ранние оценки. Предложена методика расчета радиационного остывания потока, состоящего из капель крупного размера. С её помощью рассчитана оптимальная структура капельного потока, исследовано влияние степени полидисперсности потока на закономерности остывания.

Ключевые слова: *радиационный теплообмен, космическая энергетика, капельный холодильник – излучатель.*

Решение ряда задач, связанных с использованием космического пространства, требует качественного повышения мощности энергетических установок (ЭУ) космических аппаратов (КА). При создании таких систем возникает задача отведения низкопотенциального тепла. Как правило, в космосе она решается с помощью панельных холодильников – излучателей. Однако при повышении отводимой мощности быстро растет площадь, а с ней и метеоритная уязвимость таких систем. Бронирование поверхности излучателя неприемлемо повышает массу конструкции. Выходом представляется использование капельного холодильника – излучателя (КХИ), идея которого заключается в радиационном остывании распространяющегося дисперсного потока [1]. Создание капельной пелены осуществляется с помощью генератора капель, сбор остывшего потока – уловителем капель (рис. 1).

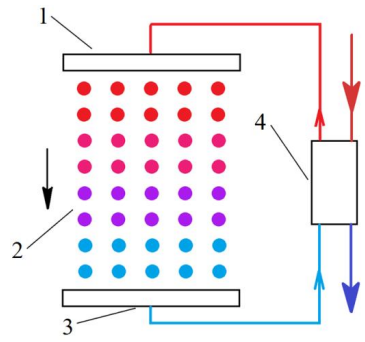


Рис. 1. Принципиальная схема КХИ: 1 – генератор капель; 2 – капельный поток; 3 – уловитель капель; 4 – теплообменник энергетической установки

Применительно к созданию КХИ ранее был проведен ряд исследований процессов генерации капель, их остывания, сбора остывших частиц в условиях микрогравитации и глубокого вакуума, электризации капельной пелены, синтеза жидких теплоносителей для КХИ, обладающих низким давлением насыщенных паров и т. д. Однако зачастую решение этих задач проводилось разными исследовательскими группами независимо друг от друга. Несогласованность решения различных задач привела к тому, что хотя каждая отдельная задача из перечисленных решалась формально верно, полученные решения зачастую неприменимы для использования в реальном КХИ.

Ранние публикации, посвященные задаче расчета радиационного остывания капельной пелены КХИ, принадлежат Р. Зигелю [2, 3]. Результаты Зигеля развил Л.А. Домбровский [4, 5]. В работах этих авторов капельный поток описывался как сплошная среда с некоторыми осредненными свойствами. Задача остывания решалась для протяженной плоской капельной пелены в квазиодномерной стационарной постановке. Математическая модель имела следующий вид (капли движутся вдоль оси x):

$$\rho u c \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{\partial q}{\partial y}. \quad (1)$$

Зигель показал, что остывание потока, описываемого уравнением (1), происходит в два этапа. В окрестности генератора капель происходит переходной процесс согласования распределения температуры и функции источника рассеяния, затем остывание с сохранением установившегося профиля температуры. Домбровский провел расчеты остывания с помощью методики Зигеля с учетом оптических свойств капель малых размеров, рассчитанных с помощью теории Ми. Домбровский также подробно исследовал закономерности процесса установления равновесного профиля температуры. Модель остывания, разработанная Зигелем и Домбровским, позднее использовалась в ряде работ для моделирования КХИ, например, в работе [6].

В модели Зигеля–Домбровского капельная пелена КХИ рассматривается как облако частиц, каждая из которых в отдельности практически прозрачна для излучения. Выбор данной модели был обусловлен тем, что первоначально считалось, что в КХИ будут использоваться малые капли диаметром менее 50 мкм [7]. Однако космические эксперименты с моделями КХИ «Пелена-2» и «Капля-2», а также ряд других экспериментальных и теоретических исследований показали, что из-за особенностей капиллярной гидродинамики в условиях микрогравитации невозможно создать капельный поток для реального КХИ с частицами такого размера с приемлемыми величинами скорости и угловой расходимости [8]. С учетом данных ограничений характерный размер частиц в реальном КХИ будет составлять не менее 200 мкм [6]. Параметр дифракции таких капель качественно выше, чем это предполагалось в модели Зигеля–Домбровского; становится применимой модель геометрической оптики. Кроме того, из-за относительно большого размера эффективная степень черноты отдельной капли приближается к единице [9].

Изменения оптических свойств капель вынуждают вместо облаков частиц использовать в КХИ структурированный поток, состоящий из нескольких слоев капель (рис. 2). Для описания радиационного взаимодействия капельных слоев предложено обобщение понятие углового коэффициента излучения – функция распределения коэффициента переоблучения. С ее помощью уравнения остывания i-го капельного слоя записываются в виде

$$\alpha_i \frac{\partial T_i}{\partial x} = -T_i^4 + \varepsilon_i \sum \int T_i^4 \left(x + x'\right) f_{i,j}\left(x'\right) dx' + \Psi_i. \quad (2)$$

Предложен ряд методик для расчета кинетических коэффициентов переноса излучения в капельной пелене, основанных как на компьютерных вычислениях, так и на аналитических моделях и статистических закономерностях. Рассчитаны зависимость характерного размера области радиационного взаимодействия в капельном потоке от параметров потока, интенсивность влияния внешнего излучения на капли в потоке и т. д.

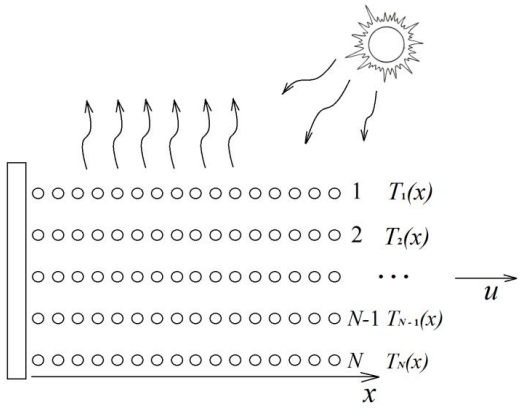


Рис. 2. Остывание структурированного капельного потока, состоящего из N капельных слоёв. Температура в i-м капельном слое равна $T_i(x)$

Исследованы динамические свойства системы (2). Рассчитаны равновесные профили температуры капельных потоков произвольной оптической толщины. Исследованы закономерности установления равновесного профиля температуры, в том числе с учетом дальних радиационных взаимодействий и влияния внешнего излучения. Описаны решения типа тепловой волны, отсутствующие в упрощенной модели (1).

С помощью разработанной методики теплового расчета определена оптимальная структура капельного потока КХИ, максимизирующая характеристики ЭУ КА. Исследовано влияние на остывание капельного потока излучения Солнца. Проведено исследование влияния степени полидисперсности капельного потока на поле температуры в нем, а также на рабочие характеристики КХИ. Показано, что для низкопотенциальных КХИ ($T \sim 400$ К) при умеренной степени немонодисперсности потока влияние этого фактора на закономерности остывания капельной пелены минимально.

Дополнительно проведен анализ того, как полученные результаты влияют на требования к системам генерации и сбора капельного потока КХИ.

Обозначения

ρ – плотность среды, кг/м^3; c – теплоемкость рабочего тела, Дж/(кг·К); u – скорость капель, м/с; T – температура, К; q – тепловой поток, Вт/м^2; d – диаметр частиц, м; ε – интегральная степень черноты капли; i – номер капельного слоя; α – константа, характеризующая теплофизические свойства капель, м·К^3; $f_{i,j}$ – функция распределения коэффициента переоблучения слоев i и j; Ψ – интенсивность внешнего излучения, К^4.

Литература

1. Коротеев А. А., Сафронов А. А., Филатов Н. И. Влияние структуры капельной пелены на мощность бескаркасных космических излучателей и эффективность энергетических установок // ТВТ. 2016. Т. 54, № 5. С. 817–820.

2. Siegel R. Transient radiative cooling of a droplet-filled layer // J. Heat Transf. 1987. Vol. 109 (1). P. 159–164.

3. Siegel R. Transient radiative cooling of a layer filled with solidifying drops // J. Heat Transf. 1987. Vol. 109 (4). P. 977–982.

4. Dombrovsky L. A., Baillis D. Thermal Radiation in Disperse Systems: An Engineering Approach. Begell House. 2010. – 677 p.

5. Dombrovsky L. A. Liquid droplet radiator for space applications. DOI: 10.1615/thermopedia.000212.

6. Qin H., Wang C., Zhang D. Parametric investigation of radiation heat transfer and evaporation characteristics of a liquid droplet radiator // Aerospace Science and Technology. 2020. Vol. 106. P. 106214.

7. Mattick A. T., Hertzberg A. The liquid droplet radiator – an ultra lightweight heat rejection system for efficient energy conversion in space // Acta Astronaut. 1982. Vol. 9, No. 3. P. 165–172.

8. Коротеев А. А., Сафронов А. А., Филатов Н. И., Григорьев А. Л., Хлынов А. В. Исследование генераторов капель бескаркасных систем теплоотвода в космосе. Космическая техника и технологии. 2023. № 1 (40). С. 83–94.

9. Ohta K. O., Graf R. T., Ishida H. Evaluation of space radiator performance by simulation of infrared emission // Applied Spectroscopy. 1988. Vol. 42, No. 1. P. 114–120.

УДК 536.24.08: 533.6.011.6: 533.697.4

ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКРУЧЕННОГО ТЕЧЕНИЯ ПАРА В КОРОТКИХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ

А. В. Серяков, А. В. Конькин, Анд. П. Алексеев

ООО РУДЕТРАНССЕРВИС, г. Великий Новгород, Россия

Повышение коэффициента теплопередачи коротких линейных тепловых труб (ТТ) представляет собой сложную научную и технологическую задачу, несколько вариантов различных способов ее решения были рассмотрены ранее [1, 2]. Закручивание парового потока в выполненном в виде сопла Лаваля паровом канале ТТ (рис. 1) длиной 100 мм и диаметром 20 мм при больших температурных напорах на испаритель приводит к интенсификации конденсации пара на плоской поверхности верхней крышки ТТ и увеличению коэффициента теплопередачи $K_{ТТ}$. На схеме: 1 – верхняя крышка; 2 – цилиндрический корпус; 3 – запорный узел; 4 – многослойная сетчатая вставка с большим количеством рабочей жидкости – диэтилового эфира $C_4H_{10}O$ в порах; 5 – нижняя крышка; 6 – инжекторные капиллярные каналы диаметром 1 мм, наклоненные к продольной оси под углом $\varphi = 0–60°$; 7 – многослойный плоский сетчатый испаритель; 8, 9 – емкостные датчики для измерения толщины, температуры и частоты вращательных пульсаций пленки конденсата

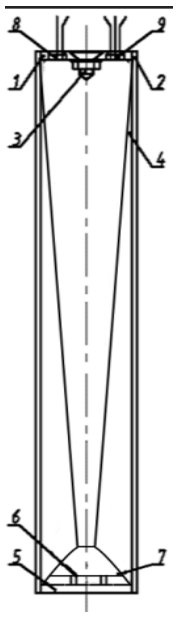


Рис. 1. Схема ТТ

Закручивание струйного потока пара над плоским испарителем создается наклонными инжекторными каналами (рис. 2) диаметром 1 мм с углом наклона φ в диапазоне $0° < \varphi° < 60°$. Инжекторные каналы выполнены на диаметре критического сечения сопла парового канала ТТ, пронизывают всю толщину испарителя 3.5 мм, и их продольные оси наклонены под углом φ° к продольной оси ТТ в тангенциальном направлении. Инжекторные каналы расположены на диаметре d, меньшем критического диаметра парового сопла $d_{кр}$, $d < d_{кр}$, их внешний вид показан на рис. 2.

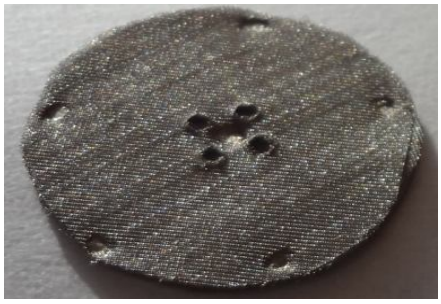


Рис. 2. Схема инжекторных каналов в одном из пяти фрагментов плоского испарителя ТТ с выполненным в виде сопла Лаваля паровым каналом. Фрагменты привариваются контактной сваркой к нижней крышке ТТ и к сетчатой вставке, образуя единую гидравлическую систему доставки диэтилового эфира в испаритель

Были проведены расчеты закрученных течений в паровом канале ТТ с помощью программы ANSYS FLUENT, результаты показаны на рис. 3 (результаты получены с помощью численного моделирования на основе CFD программы, температурный напор на испарителе $\delta T = T_{ev} - T_B = 20$ K) и рис. 4.

Проведенное численное моделирование с помощью программы ANSYS FLUENT коэффициента гидравлического сопротивления ξ_φ, выполненного в виде закрытого сопла Лаваля парового канала, при течении в нем закрученного струйного потока влажного пара $\gamma_{dr} = 0.2$ показало систематическое снижение ξ_φ при увеличении угла закрутки в диапазоне

$0° < \varphi < 30°$ и в диапазоне скоростей 1 м/с < $w \leq 100$ м/с. Величина снижения в этом диапазоне достигает $(\xi_\varphi - \xi_0)/\xi_0 \cdot 100\% \leq 40\%$, и при дальнейшем увеличении угла закрутки $\varphi > 30°$ начинается резкий рост сопротивления ξ_φ.

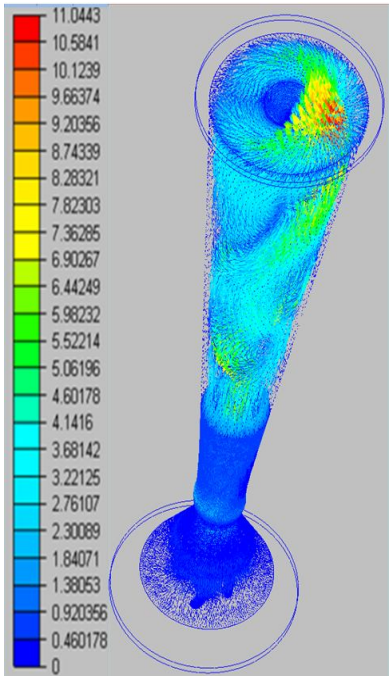


Рис. 3. Частично закрученный поток пара над инжекторными каналами над испарителем и в выполненном в виде сопла Лаваля паровом канале коротких ТТ, и вблизи поверхности конденсации, подтверждающий ненулевое значение азимутальной скорости вращения тороидального вихря конденсирующегося пара вблизи поверхности верхней крышки ТТ

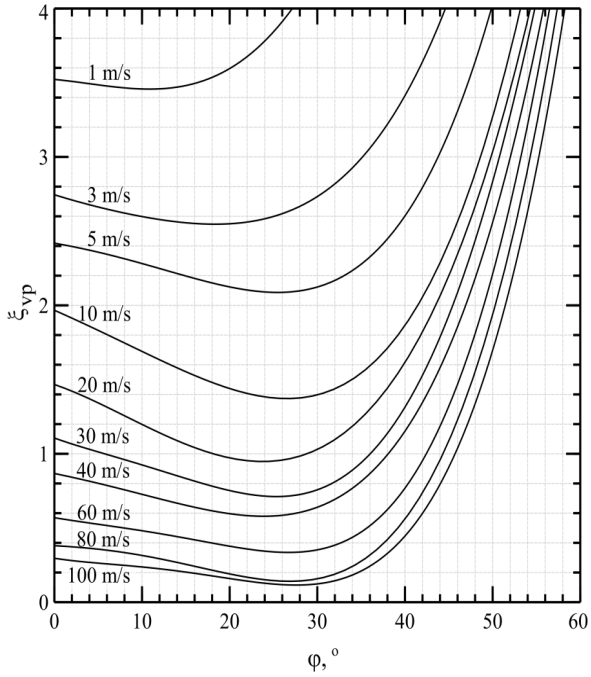


Рис. 4. Зависимость коэффициентов гидравлического сопротивления ξ_{vp} закрытого плоскими крышками парового канала с инжекторными струйными течениями при различных углах наклона φ в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_{vp} = 10^3$–10^5. Цифры на кривых означают среднюю скорость течения пара в паровом канале ТТ, м/с

Были созданы девять дополнительных ТТ с тождественными размерами и массой заправки диэтиловым эфиром, $\delta m/m \leq$. 0.1%. Погрешности изготовления плоских испарителей, инжекторных каналов с углами наклона φ не превышали стандартных, погрешность задания углов наклона каналов $\delta\varphi \leq 0.5°$. На рис. 5 показаны результаты сопоставления полученных коэффициентов теплопередачи K_{TT}.

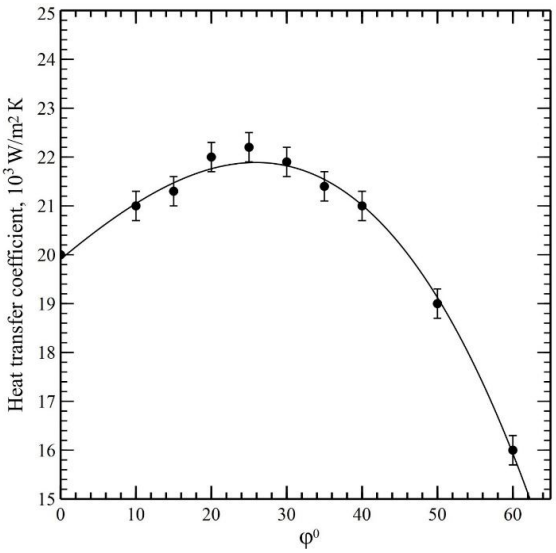


Рис. 5. Зависимость опытных значений коэффициентов теплопередачи K_{TT} коротких ТТ с различными углами наклона инжекторных каналов 1 мм в плоском испарителе φ = 0–60°, при постоянном температурном напоре на испаритель $\delta T = T - T_B = 20K$. Все ТТ идентичны по габаритным размерам и с отклонением масс заправки диэтиловым эфиром $\delta m/m$ < 0.1%. Максимум K_{TT} определен нами при угле закрутки потока пара φ = 26°±2°

Повышение коэффициента теплопередачи $К_{ТТ}$ при частичной закрутке парового потока над испарителем ТТ с помощью наклона инжекторных каналов диаметром 1 мм обусловлено возникновением дополнительного азимутального вращения тороидального вихря конденсирующегося пара, формирующегося вблизи плоской поверхности конденсации – поверхности верхней крышки ТТ, отчетливо фиксируемого на рис. 3. Азимутальное вращение тороидального вихря приводит к дополнительному снижению статического давления в его центре на продольной оси и увеличению перепада давления во всем паровом канале ТТ между испарителем и центром тороидального вихря [3].

Литература

1. Seryakov A. V. Computer modeling of the vapour vortex orientation changes in the short low-temperature heat pipes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 140. P. 243–259.

2. Seryakov A. V. Resonant vibration heat transfer coefficient increase of short low-temperature heat pipes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2020. Vol. 158. P. 1–22.

3. Серяков А. В., Конькин А. В., Алексеев А. П. Повышение коэффициента теплопередачи коротких тепловых труб путем закручивания парового потока // Тез. докл. IX междунар. конф. «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках». Нижний Новгород, 10–12 октября 2023. С. 173–175.

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В ВОЗДУШНО-ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕПЛООБМЕННЫХ СИСТЕМАХ

С. Л. Соловьев, С. Г. Калякин, М. К. Седов, М. А. Стародубцев

АО «ВНИИАЭС», г. Москва, Россия

Некоторые технические устройства в реакторах с жидкометаллическим теплоносителем (ЖМТ) находятся в условиях смешанной конвекции, а теплообменная поверхность представляет собой каналы малого удлинения ($L/D < 20$). Современные справочники и руководства по расчету параметров теплоотдачи (например, «Hand book on Lead-bismuth Eutectic Alloy and Lead Properties, Materials Compatibility, Thermal Hydraulic sand Technologies», OECDNEA Nuclear Science 2015) малоинформативны, так как относятся исключительно к вынужденной конвекции для каналов большого удлинения ($L/D > 200$).

Единственный инструмент, который позволяет избежать постановки натурного эксперимента и снять возникающую неопределенность параметров теплообмена, это CFD моделирование в рамках уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу. Данный подход успешно используется во многих прикладных задачах, где требуется определить силовые и тепловые нагрузки для ключевых элементов конструкции реакторных установок.

Определенную трудность представляют собой малые числа Прандтля ЖМТ, однако за последние 10–15 лет исследования в области турбулентного теплопереноса позволили выработать новые подходы по моделированию теплообмена с учетом высокой теплопроводности металлов, пригодные для практической реализации.

В настоящей работе численно исследуется вариант теплообменной системы воздух–стенка–ЖМТ в условиях смешанной конвекции в канале малого удлинения и турбулентного движения теплоносителя с малым числом Прандтля.

УДК 621.565.93

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИИ ЯЧЕЙКИ КЕРАМИЧЕСКОГО РЕГЕНЕРАТИВНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА НА ГИДРОДИНАМИКУ И ТЕПЛООБМЕН

О. В. Соловьева, С. А. Соловьев, Я. П. Голубев, Р. З. Шакурова

Казанский государственный энергетический университет, г. Казань, Россия

Керамические регенеративные теплообменники применяются для повторного использования тепловой энергии во многих отраслях промышленности. Структурные параметры теплообменника значительно влияют на его тепловые характеристики. В данной работе проведены исследования теплообмена и гидродинамики в пористых керамических теплообменниках, имеющих различные геометрии ячеек.

Ключевые слова: *пористый керамический теплообменник, геометрия ячейки, теплообмен, гидродинамика, численное моделирование.*

Керамические регенеративные теплообменники нашли применение во многих отраслях промышленности, таких как энергетика, металлургия, химическая промышленность, жилищно-коммунальный сектор и т. д. Регенеративные теплообменники применяют для регенерации отработанного тепла и повышения таким образом энергоэффективности предприятия [1, 2]. Теплообменники изготавливают, как правило, в виде труб или пластин с гладкой или оребренной поверхностью. Преимуществом трубчатых и пластинчатых регенераторов является простота их изготовления. Явным недостатком таких регенераторов является низкая удельная площадь поверхности, которая обеспечивает и низкий тепловой КПД теплообменника. Сегодня трубчатые и пластинчатые керамические теплообменники часто заменяют на пористые с сотовой структурой [3], которые благодаря высокой удельной площади поверхности обеспечивают высокий тепловой КПД, при этом благодаря упорядоченной структуре керамические сотовые теплообменники также просты в производстве [4–6]. В современной литературе опубликовано большое количество работ, посвященных исследованию теплообмена в сотовых керамических теплообменниках, в частности, учеными исследовано влияние таких факторов как вид керамики [7], пористость [8], размер ячеек [9], структура [10] на теплообмен и гидродинамику. Тем не менее в известной литературе мало изучено влияние формы ячейки на время нагрева и перепад давления в сотовом керамическом теплообменнике. Путем численного моделирования в программном комплексе ANSYS Fluent (v.19.2) мы провели исследования времени нагрева и перепада давления в керамических регенераторах. Для решения этой задачи построены 3D-модели ячеек регенераторов квадратной формы, в которых горизонтальные перегородки наклонены под углом α, который изменяется от 0 до 40° (рис. 1). Помимо угла α варьировались длина ячейки – 6 и 20 мм, скорость потока воздуха – 1 и 3 м/с и его температура – 30 и 700 °C.

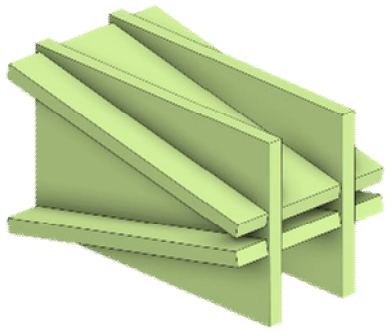


Рис. 1. 3D-модель ячейки керамического регенеративного теплообменника с перегородками, наклоненными под углом α

Для оценки времени нагрева в каждой геометрии ячеек строились 10 сечений по длине ячейки. Далее проводилась оценка средней температуры в каждом сечении. По достижении средней минимальной температуры в каждом сечении 29 и 699 °C расчет останавливался. Таким образом, мы считали, что теплообменник прогрелся. Результаты исследований представлены на рис. 2–5. Как мы видим из графиков, увеличение угла α наклона перегородок

способствует интенсификации теплообмена и, как следствие, снижению времени нагрева, что объясняется изменением гидродинамики потока, и это справедливо для всех исследованных моделей регенераторов. Так, при скорости потока воздуха 3 м/с и температуре 30 °С увеличение угла α от 0 до 40° в регенераторе длиной 6 мм происходит снижение времени нагрева с 92 до 74,5 с. Увеличение длины регенератора и повышение температуры потока воздуха приводит к повышению времени нагрева, а увеличение скорости воздушного потока, напротив, способствует снижению времени, необходимого для прогрева регенератора. Так, при скорости потока воздуха 1 м/с и температуре 700 °С ячейка регенератора длиной 20 мм с углом α 9° прогревается за 307 с, а при скорости 3 м/с – за 154 с. Исследования перепада давления показали, что увеличение угла α наклона перегородок способствует повышению перепада давления. Так, при увеличении угла α от 3 до 12° перепад давления в ячейке регенератора длиной 20 мм повышается с 2 до 52 Па (при скорости потока воздуха 1 м/с). Таким образом, регенератор с ячейками, имеющими наклоненные горизонтальные перегородки, прогревается быстрее, чем стандартный регенератор квадратной формы с параллельными перегородками. Вместе с тем происходит повышение перепада давления, поэтому регенераторы с такой геометрией подходят для приложений, в которых важна высокая скорость нагрева теплообменника.

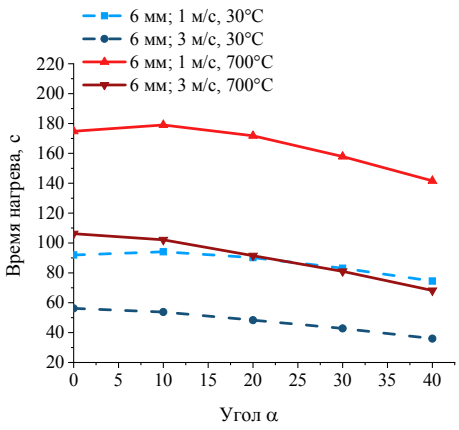


Рис. 2. Время нагрева теплообменника 6 мм в зависимости от угла α, скорости потока воздуха и его температуры

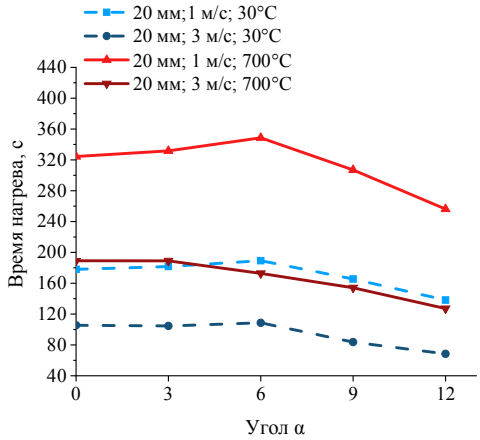


Рис. 3. Время нагрева теплообменника 20 мм в зависимости от угла α, скорости потока воздуха и его температуры

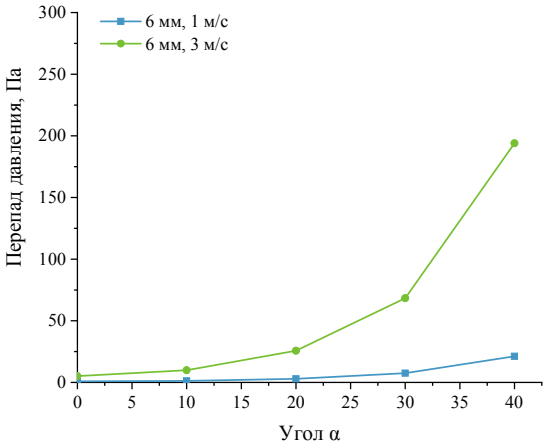


Рис. 4. Перепад давления в теплообменника 6 мм в зависимости от угла α и скорости потока воздуха при температуре 30 °С

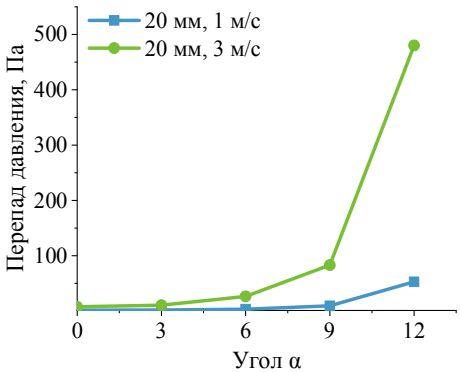


Рис. 5. Перепад давления в теплообменника 20 мм в зависимости от угла α и скорости потока воздуха при температуре 30 °С

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10406.

Литература

1. Ataeiyan B., Kouravand S., Chegini G. Robust design of a novel regenerative heat exchanger with high porosity ceramic matrix to waste heat recovery of flue gas // Experimental Heat Transfer. 2023. Vol. 36, No. 1. P. 26–46.

2. Zhang H., Zhang J., Liu Z., Li Z., Chen H. Simulation study of using macroporous ceramic membrane to recover waste heat and water from flue gas // Separation and Purification Technology. 2021. Vol. 275. P. 119218.

3. Sans M., Schick V., Parent G., et al. Experimental characterization of the coupled conductive and radiative heat transfer in ceramic foams with a flash method at high temperature // Int. J. Heat Mass Transf. 2020. Vol. 148. P. 119077.

4. Соловьева О. В., Соловьев С. А., Шакурова Р. З. Обзор современных керамических ячеистых материалов и композитов, применяемых в теплотехнике // Изв. вузов. Проблемы энергетики. 2023. Т. 25, № 1. С. 82–103.

5. Soloveva O. V., Solovev S. A., Talipova et al. Study of heat transfer in models of FCC, BCC, SC and DEM porous structures with different porosities // J. Phys. Conf. Ser. 2022. Vol. 2373, No. 2. P. 022040.

6. Solovev S. A., Soloveva O. V., Gilmurahmanov B. S., et al. Numerical investigation of the ethylbenzene dehydrogenation reaction in a fixed bed reactor with catalyst granules of various sizes // J. Phys. Conf. Ser. 2019. Vol. 1399, No. 5. P. 055022.

7. Otitoju T. A. et al. Advanced ceramic components: materials, fabrication, and applications // Journal of Industrial and Engineering Chemistry. 2020. Vol. 85. P. 34–65.

8. Kultayeva S. et al. Effects of porosity on electrical and thermal conductivities of porous SiC ceramics // J. of the European Ceramic Society. 2020. Vol. 40, No. 4. P. 996–1004.

9. Barreto G., Canhoto P., Collares-Pereira M. Parametric analysis and optimisation of porous volumetric solar receivers made of open-cell SiC ceramic foam // Energy. 2020. Vol. 200. P. 117476.

10. Chen D. et al. Functionally graded porous structures: analyses, performances, and applications – a review // Thin-Walled Structures. 2023. Vol. 191. P. 111046.

УДК 621.565.93

РАСЧЕТ ТЕПЛООБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ В ПЛАСТИНЧАТЫХ РАДИАТОРАХ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ

О. В. Соловьева, С. А. Соловьев, Р. З. Шакурова

Казанский государственный энергетический университет, г. Казань, Россия

Электронные устройства и компоненты применяются повсеместно в современном мире. Их стабильная работа, высокая производительность и скорость обработки данных во многом зависят от работы системы охлаждения. Мощности современных электронных устройств увеличиваются с каждым годом, соответственно для их охлаждения необходимы более мощные и сложные системы, способные отводить большое количество тепла за единицу времени. Пластинчатый радиатор является основным элементом системы охлаждения, площадь его поверхности является основным фактором, определяющим скорость отвода тепла. В связи с этим специалисты в данной области проводят исследования, направленные на увеличение площади поверхности радиатора. Нередко увеличение площади поверхности сопровождается увеличение размеров (т. е. объёма) радиатора, вследствие чего конструкция системы охлаждения становится более металлоемкой, громоздкой и тяжелой. Целью данной работы является повышение теплового потока от пластинчатого радиатора путем увеличения площади его поверхности при сохранении фиксированного объема.

Ключевые слова: *теплообменник, численное моделирование, площадь поверхности, тепловой поток, перепад давления, система охлаждения.*

Выделение тепла от компонентов электронных устройств отрицательно сказывается на их производительности и скорости работы. Воздушное охлаждение является эффективным и недорогим способом отвода тепла от электронных компонентов [1]. Охлаждение электронных компонентов осуществляется с помощью пластинчатого или штыревого радиатора и вентилятора. Скорость отвода тепла системой охлаждения во многом зависит от конструкции радиатора. Из теории тепло- и массообмена известно, что повышению теплового потока способствует увеличение площади поверхности радиатора и турбулизация потока теплоносителя [2, 3]. С целью улучшить тепловые характеристики радиаторов учеными в данной области проводились исследования по влиянию геометрии ребер [4], их размера [5, 6], наличия или отсутствия перфораций [7] на теплообмен и гидродинамику. Известно также об исследованиях влияния на характеристики радиатора таких факторов, как частичный нагрев [8], расположение входных/выходных каналов [9], а также материал радиатора [10]. Таким образом, учеными в данной области решено множество различных задач, направленных на повышение тепловых характеристик радиаторов систем охлаждения. В большинстве случаев исследователи разрабатывают новые конфигурации радиаторов с целью увеличить площадь его поверхности, что зачастую приводит к увеличению размеров радиатора. Вместе с тем увеличиваются металлоемкость и масса радиатора. Целью данной работы является повышение теплового потока от пластинчатого радиатора путем увеличения площади его поверхности при сохранении фиксированным его объема.

Численно решена задача обтекания потоком воздуха моделей пластинчатых радиаторов, имеющих фиксированный объем и разные значения площади поверхности, которые регулировались путем изменения количества ребер и расстояния между ними. Построены 3D-модели пластинчатых радиаторов, характеристики которых представлены в таблице (δ – расстояние между ребрами, мм; F – площадь поверхности, м^2, V – объем радиатора, м^3). В программном комплексе ANSYS Fluent (v.19.2) проведены параметрические расчеты теплового потока и перепада давления в моделях радиаторов. В качестве входных параметров задавали скорость воздушного потока v, которая изменялась от 1 до 7 м/с, и температуру нагревателя T, расположенного под радиатором, которая изменялась в диапазоне от 323 до 353 K. Поми-

мо скорости потока воздуха и температуры нагревателя, также меняли положение вентилятора: расчеты проводились при вертикальном и горизонтальном обдуве. Результаты параметрических расчетов представлены на рис. 1–3.

Характеристики 3D-моделей пластинчатых радиаторов

Название модели	Количество ребер	δ, мм	F, м^2	V, м^3
N27	27	2,135	0,3898	$1{,}252 \cdot 10^{-4}$
N43	43	1,13	0,4256	$1{,}252 \cdot 10^{-4}$

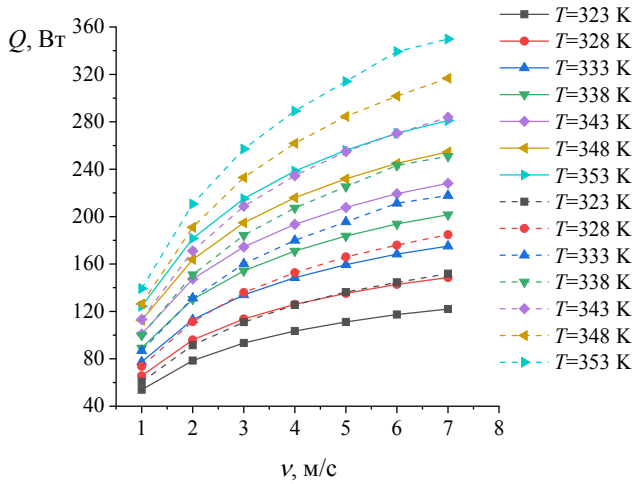


Рис. 1. Изменение теплового потока от скорости потока воздуха для радиаторов N27 (сплошные линии) и N43 (штриховые линии) при горизонтальном обдуве

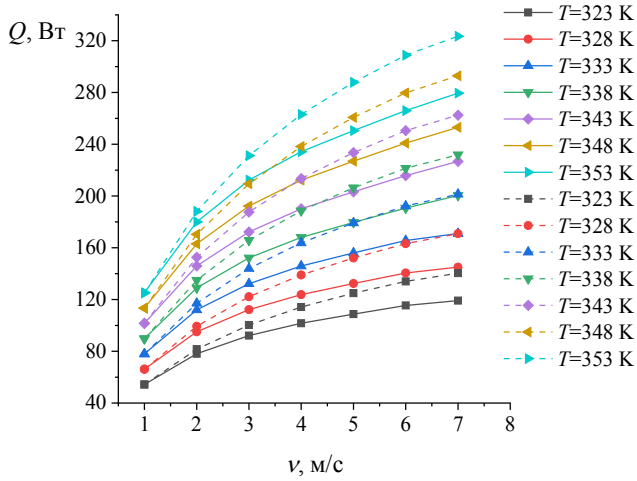


Рис. 2. Изменение теплового потока от скорости потока воздуха для радиаторов N27 (сплошные линии) и N43 (штриховые линии) при вертикальном обдуве

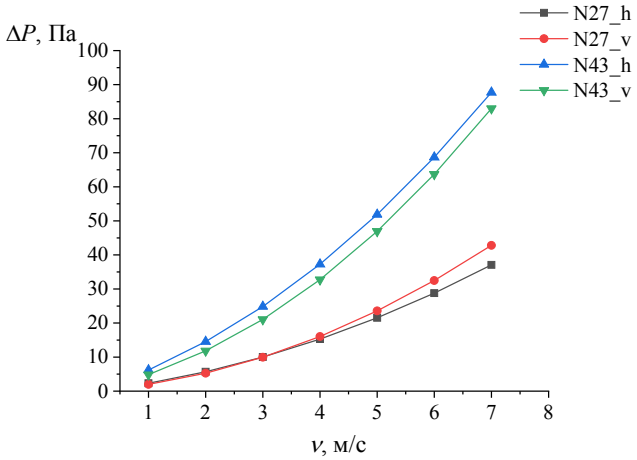


Рис. 3. Изменение перепада давления в зависимости от скорости потока воздуха при горизонтальном (h) и вертикальном (v) обдуве

На рис. 1 и 2 представлены графики изменения теплового потока от радиаторов N27 и N43 при горизонтальном и вертикальном обдуве. Во всех исследованных случаях радиатор N43 обеспечивает более высокий тепловой поток, чем N27. Радиатор N43 имеет на 9,2% более высокую площадь поверхности, а максимальный прирост теплового потока составил 24,4% (при $T = 353$ K, $\nu = 7$ м/с). На рис. 3 представлен график изменения перепада давления в зависимости от скорости потока воздуха при горизонтальном и вертикальном обдуве. Результаты исследования показывают, что ввиду бóльшего количества ребер и меньшего расстояния между ними, радиатор N43 обеспечивает бóльший перепад давления, чем N27. Таким образом, сохраняя неизменными объем и вместе с ним массу радиатора, возможно увеличить площадь его поверхности и величину теплового потока, улучшив тем самым отвод тепла от электронных устройств.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10406.

Литература

1. Xie L., Yuan X., Wang W. Thermal modeling of fan-cooled plate–fin heatsink considering air temperature rise for virtual prototyping of power electronics // IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology (14 July 2020). New York City. 2020. Vol. 10, No. 11. P. 1829–1839.

2. Solovev S. A., Soloveva O. V., Akhmetova I.G., et al. Numerical simulation of heat and mass transfer in an open-cell foam catalyst on example of the acetylene hydrogenation reaction // ChemEngineering. 2022. Vol. 6, No. 1. P. 11.

3. Soloveva O., Solovev S., Khusainov R., et al. Mathematical modelling of heat transfer in open cell foam of different porosities // Energy Management of Municipal Facilities and Sustainable Energy Technologies EMMFT 2019 (10-13 December 2019). Springer International Publishing, Cham. 2019. P. 371–382.

4. Koca F., Güder T. B. Numerical investigation of CPU cooling with micro-pin–fin heat sink in different shapes // Eur. Phys. J. Plus. 2022. Vol. 137, No. 11. P. 1276.

5. Alam M. W., Bhattacharyya S., Souayeh B., et al. CPU heat sink cooling by triangular shape micro-pin-fin: numerical study // Int. Commun. Heat Mass Transf. 2020. Vol. 112. P. 104455.

6. Bhattacharyya S., Souayeh B., Banerjee A., et al. Numerical analysis of micro-pin-fin heat sink cooling in the mainboard chip of a CPU // Eur. Phys. J. Plus. 2020. Vol. 135. P. 1–10.

7. Al-Damook A., Kapur N., Summers J. L., et al. An experimental and computational investigation of thermal air flows through perforated pin heat sinks // Appl. Therm. Eng. 2015. Vol. 89. P. 365–376.

8. Lee J. J., Kim H. J., Kim D. K. Experimental study on forced convection heat transfer from plate-fin heat sinks with partial heating // Processes. 2019. Vol. 7, No. 10. P. 772.

9. Shahsavar A., Shahmohammadi M., Askari I. B. The effect of inlet/outlet number and arrangement on hydrothermal behavior and entropy generation of the laminar water flow in a pin-fin heat sink // Int. Commun. Heat Mass Transf. 2021. Vol. 127. P. 105500.

10. Hanumanthrappa R., Dassappa S., Ananda G. K. Thermal analysis on heat sink made up of aluminium alloys with copper compositions // Mater. Today: Proc. 2021. Vol. 42. P. 493–499.

УДК 621.565.93

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ПЛАСТИНЧАТЫХ РАДИАТОРАХ С ФИКСИРОВАННОЙ ПЛОЩАДЬЮ ПОВЕРХНОСТИ

О. В. Соловьева, С. А. Соловьев, Р. З. Шакурова

Казанский государственный энергетический университет, г. Казань, Россия

Пластинчатый радиатор является основным элементом систем охлаждения различных электронных устройств. С развитием технологий сформировалась тенденция к уменьшению размеров электронных устройств и их компонентов при одновременном увеличении их мощности. В связи с этим к радиаторам предъявляются требования компактности при сохранении высоких тепловых характеристик. Целью данной работы является исследование возможности повышения теплового потока от радиатора при одновременном уменьшении его размеров. Для решения поставленной задачи проводится численное исследование теплового потока и перепада давления в моделях пластинчатых радиаторов с фиксированной площадью поверхности и различными размерами.

Ключевые слова: *теплообменник, пластинчатый радиатор, численное моделирование, теплообмен, гидродинамика.*

Развитие компьютерных и электронных технологий сопровождается постоянным ростом мощности устройств и скорости обработки данных, при этом размеры самих устройств с каждым годом уменьшаются. В процессе управления, обработки, хранения и обмена данными электронные устройства нагреваются и создают большое количество тепла. Перегрев устройства приводит к снижению его производительности, отключению и поломке [1, 2]. Для обеспечения его качественной и быстрой работы требуется применение системы охлаждения [3], основным элементом которой является радиатор. Традиционно применяют пластинчатые или штыревые радиаторы, конфигурация которых может быть различной, что существенно влияет на теплогидравлические свойства радиатора [4–6]. Известно об исследованиях влияния таких факторов как перфорация ребер [7], угол их наклона и ориентация [8], форма профиля [9] и геометрия ребра [10] на теплогидравлические свойства радиаторов. Тем не менее в известной литературе мало изучен вопрос повышения тепловых характеристик радиатора при одновременном уменьшении его объема. Так как мощности электронных устройств с каждым годом увеличиваются, то и нагрузка на систему охлаждения в целом и на радиатор в частности растет. Из теории тепло- и массообмена известно, что для увеличения теплового потока от радиатора необходимо увеличить площадь его поверхности. Однако увеличение площади поверхности радиатора, как правило, приводит к увеличению его объема, что не согласуется с тенденцией к миниатюризации электронных устройств и систем. Целью нашей работы является повышение теплового потока от радиатора при одновременном уменьшении его объема.

Численно решается задача обтекания потоком воздуха модели пластинчатого радиатора. Для решения задачи построены 3D-модели пластинчатых радиаторов с фиксированной площадью поверхности и разными объемами. Площадь поверхности фиксировали путем увеличения количества пластинчатых ребер. Подробные характеристики представлены в таблице (L – длина радиатора, мм; δ – расстояние между ребрами, мм; F – площадь поверхности, м^2, V – объем радиатора, м^3). Численное моделирование проводили в ANSYS Fluent (v.19.2). Скорость воздушного потока v изменялась от 1 до 7 м/с с шагом 1 м/с. Температура нагревателя T, расположенного под радиатором (на рисунках не представлен), изменялась от 323 до 353 K. Помимо скорости потока воздуха и температуры также меняли положение вентилятора: расчеты проводились при вертикальном (v) и горизонтальном (h) обдуве. Результаты параметрических расчетов представлены на рис. 1–3.

Характеристики 3D-моделей пластинчатых радиаторов

Название модели	Количество ребер	L, мм	δ, мм	F, м^2	V, м^3
N27	27	100	2,135	0,3898	$1{,}252 \cdot 10^{-4}$
N39	39	69,9	1,3	0,3898	$1{,}165 \cdot 10^{-4}$

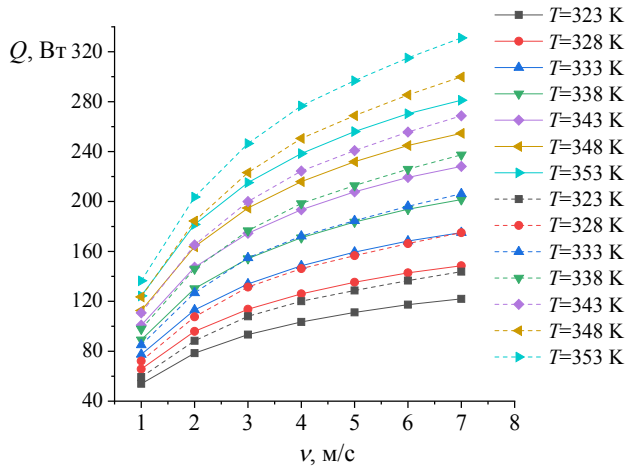


Рис. 1. График изменения теплового потока от скорости потока воздуха для радиаторов N27 (сплошные линии) и N39 (штриховые линии) при горизонтальном обдуве

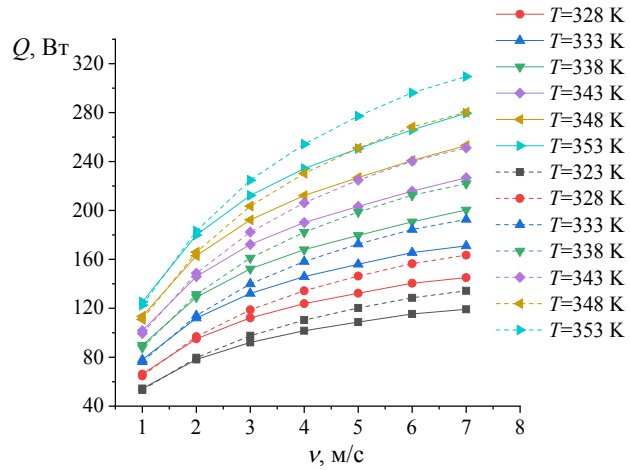


Рис. 2. График изменения теплового потока от скорости потока воздуха для радиаторов N27 (сплошные линии) и N39 (штриховые линии) при вертикальном обдуве

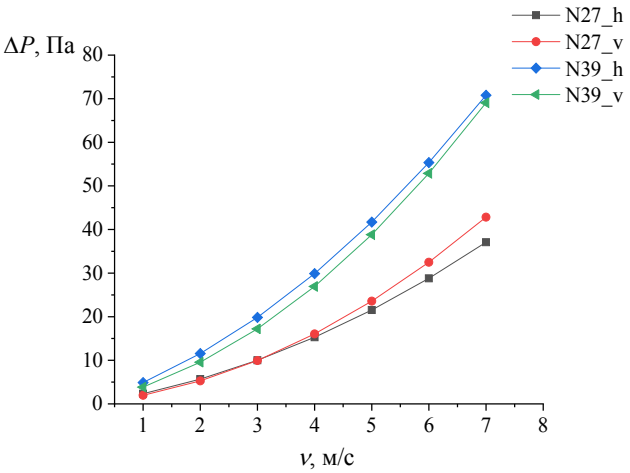


Рис. 3. График изменения перепада давления в зависимости от скорости потока воздуха при горизонтальном (h) и вертикальном (v) обдуве

Графики на рис. 1 и 2 показывают изменение теплового потока при горизонтальном и вертикальном обдуве пластинчатых радиаторов N27 и N39. Из графиков мы видим, что, несмотря на фиксированную площадь поверхности, тепловой поток от радиатора N39 выше, чем от N27 при горизонтальном обдуве на 49,9 Вт, при вертикальном на 30 Вт (T = 353 K, v =

= 7 м/с). Повышение теплового потока объясняется изменением гидродинамики потока воздуха. Результаты расчета перепада давления (рис. 3) показали, что радиатор N39 обеспечивает более высокий перепад давления, что связано с бóльшим количеством ребер и меньшим расстоянием между ними, чем у радиатора N27.

В целом результаты численных исследований показали, что объем радиатора можно уменьшить, сохранив при этом неизменной площадь поверхности путем увеличения количества ребер. В результате радиатор будет более компактным и вместе с тем обеспечит более высокий тепловой поток. Объем радиатора N27 на 7% меньше, чем N39, при этом тепловой поток от N39 на 17,8% выше, чем от N27 (при T = 353 K, v = 7 м/с).

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10406.

Литература

1. Markowski P. M., Gierczak M., Dziedzic A. Modelling of the temperature difference sensors to control the temperature distribution in processor heat sink // Micromachines. 2019. Vol. 10, No. 9. P. 556.

2. Al-Damook A., Alkasmoul F. S. Heat transfer and airflow characteristics enhancement of compact plate-pin fins heat sinks–a review // Propuls. Power Res. 2018. Vol. 7, No. 2. P. 138–146.

3. Wang Y., Zhu K., Cui Z., et al. Effects of the location of the inlet and outlet on heat transfer performance in pin fin CPU heat sink // Appl. Therm. Eng. 2019. Vol. 151. P. 506–513.

4. Solovev S. A., Soloveva O. V., Akhmetova I. G., et al. Numerical simulation of heat and mass transfer in an open-cell foam catalyst on example of the acetylene hydrogenation reaction // ChemEngineering. 2022. Vol. 6, No. 1. P. 11.

5. Soloveva O. V., Solovev S. A., Talipova, et al. Study of heat transfer in models of FCC, BCC, SC and DEM porous structures with different porosities // J. Phys. Conf. Ser. 2022. Vol. 2373, No. 2. P. 022040.

6. Soloveva O., Solovev S., Khusainov R., et al. Mathematical modelling of heat transfer in open cell foam of different porosities // Energy Management of Municipal Facilities and Sustainable Energy Technologies EMMFT 2019 (10–13 December 2019). Springer International Publishing, Cham. 2019. P. 371–382.

7. Al-Sallami W., Al-Damook A., Thompson H. M. A numerical investigation of the thermal-hydraulic characteristics of perforated plate fin heat sinks // Int. J. Therm. Sci. 2017. Vol. 121. P. 266–277.

8. Şevik S., Özdilli Ö. Experimental and numerical analysis of the splay impact on the performance of splayed cross-cut fin heat sink // Int. J. Therm. Sci. 2021. Vol. 170. P. 107101.

9. Hussain A. A., Freegah B., Khalaf B. S., et al. Numerical investigation of heat transfer enhancement in plate-fin heat sinks: effect of flow direction and fillet profile // Case Stud. Therm. Eng. 2019. Vol. 13. P. 100388.

10. Freegah B., Hussain A. A., Falih A. H., et al. CFD analysis of heat transfer enhancement in plate-fin heat sinks with fillet profile: Investigation of new designs // Therm. Sci. Eng. Prog. 2020. Vol. 17. P. 100458.

УДК 536.4:539.1

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ БЕТА-РАСПАДА КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ

В. А. Сычевский

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
vas@hmti.ac.by

Предложена физическая модель удержания ядерных реакций бета-распада в конечном объеме с целью преобразования ядерной энергии в тепловую. Примером возможных ядерных реакций могут служить реакции, представленные в работе [9]. Суть модели заключается в существования циклического движения газа. Циклическое движение газа состоит из этапов сферического расширения и сферического схождения к центру сферы ударных волн и периодического выделения энергии в центре. Возможность реализации такой модели оценена на основе решений системы дифференциальных уравнений, описывающих центрально-симметричные адиабатические движения газа. Конкретные решения рассматриваемых в работе задач получены из общих решений, представленных в [6–8]. Результаты расчетов показывают, что имеется возможность организовать циклическое движение газа и тем самым удержать радиоактивные элементы в конечном объеме и получить тепловую энергию из ядерной.

Ключевые слова: *ядерные реакции бета-распада; тепловая энергия; циклическое движение газовой среды; расходящаяся и сходящаяся ударные волны.*

Основным способом получения тепловой энергии за счет ядерных реакций является деление тяжелых ядер. Также к потенциально возможным способам относится синтез легких ядер. Ядерные реакции бета-распада рассматриваются как побочные реакции при делении тяжелых ядер и самостоятельного значения в производстве тепловой энергии не имеют. В данной работе рассматривается возможный способ получения тепловой энергии на основе ядерных реакций бета-распада. Для того чтобы осуществить процесс бета-распада, необходимо перевести ядра в возбужденное состояние, а чтобы произвести тепловую энергию, необходимо удерживать возбужденные ядра в ограниченном пространстве.

Одним из способов получения возбужденных ядер может быть процесс прохождения сильного электрического тока через вещество. Примером такого процесса является грозовая молния в атмосфере, приводящая к возбуждению ядер [1–3]. Ясно, что такой способ возбуждения ядер приведет к их разлету на большие расстояния и рассеиванию выделяемой энергии в огромном пространстве. Однако если реализовать циклическое движение газовой среды, внутри которой имеются возбужденные ядра, способные к бета-распаду, то появляется возможность удержать возбужденные ядра в ограниченном объеме и преобразовать энергию бета-распада в тепловую энергию.

Воздействуя электрическим током на небольшую область воздуха, насыщенную паром, капельками воды и льдинками, формируем среду повышенной плотности, температуры и давления, внутри которой находятся возбужденные ядра, способные к бета-распаду. Отметим, что компонентный состав среды можно варьировать для получения необходимых реакций бета-распада. Учитывая большую температуру, среда представляет собой плазму, в которой происходит интенсивное поглощение энергии бета-распада, что вызывает дальнейшее увеличение температуры и давления. Большое давление в сжатой области приведет к взрывному сферически симметричному ее расширению. Это вызовет охлаждение плазмы, уменьшение ее плотности и давления. Дополнительным механизмом охлаждения разреженной плазмы в центре сферы является излучение. Дальнейшее понижение температуры вызывает рекомбинацию ионов плазмы и образование нейтрального газа. Исчезновение плазмы и резкое падение температуры и плотности приведет к сильному снижению эффективности передачи энергии от радиоактивных ядер к молекулам окружающего газа, в результате чего ядерные

реакции бета-распада перестанут участвовать в нагревании воздуха (хотя сами реакции не прекратятся), что усилит охлаждение газа в расширяющейся среде.

Когда давление внутри шаровой области станет значительно меньше атмосферного, сферическое расширение сменится сферическим сжатием среды внешним давлением. Это приведет к увеличению температуры и плотности сжимаемого газового объема. По мере их увеличения будет повышаться эффективность нагревания газа ядерными реакциями бета-распада. При высокой температуре начнется процесс ионизации газа, что дополнительно усилит передачу энергии ядерных реакций газу. Наибольшая эффективность передачи энергии достигнет при максимальных сжатии и ионизации. Резкое увеличение плотности, температуры и давления газа приведет его к взрывному расширению. На этом цикл движения газовой среды замкнется. Дальше он будет повторяться до тех пор, пока не закончится энергия ядерных реакций. Таким способом циклическое движение среды удерживает возбужденные ядра в ограниченном объеме и создает условия для эффективного поглощения энергии ядерных реакций бета-распада и преобразования их в тепловую. Далее, повторяя воздействие на среду электрическим током, создадим непрерывный процесс преобразования энергии бета-распада в тепловую энергию.

Рассмотренные выше процессы представляют собой взрывные расширения и сжатия газа, создаваемые сильными расходящейся и сходящейся ударными волнами. Такие процессы моделируются следующей системой дифференциальных уравнений, описывающих центрально-симметричное адиабатическое движение газа [4–6]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho v}{\partial r}+\frac{2\rho v}{r}=0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+v\frac{\partial v}{\partial r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\ln\frac{P}{\rho^{\gamma}}+v\frac{\partial}{\partial r}\ln\frac{P}{\rho^{\gamma}}=-\frac{Q_{\text{изл}}}{\rho T c_V}. \tag{3}$$

На основе решений (1)–(3) дано обоснование принципиальной возможности существования описанного выше физического процесса, позволяющего удерживать ядерные реакции в ограниченном объеме и создавать условия для эффективного преобразования их энергии в тепловую. Конкретные решения рассматриваемых в работе задач получены из общих решений, представленных в [6–8]. Проведены расчеты газодинамических параметров при вариации начальных параметров среды. Так, для расходящейся сферической ударной волны при радиусе расширяющейся сферы R = 0,2 м, энергии взрыва $E = 2\cdot10^5$ Дж, ρ_1 = 1,1 кг/м^3 и P_1 = $= 10^5$ Па получим u = 2068 м/с, v_2 = 1723 м/с, ρ_2 = 6,6 кг/м^3, $P_2 = 39{,}2\cdot10^5$ Па и T_2 = 1890 К. Конечный радиус расширения равен $R_{\text{к}}$ = 60,7 см, что говорит о том, что бесконечного расширения среды не будет. С учетом излучения давление внутри шара может быть меньше $P = 1{,}3\cdot10^4$ Па, что создает условия для образования сильной сходящейся ударной волны. Для сильной сходящейся ударной волны в момент фокусировки при $r_{\text{ф}}$ = 0,01 м, ρ_1 = 0,1 кг/м^3, T_1 = 303 К, $P_1 = 0{,}87\cdot10^4$ Па, α = 0,7172 и A = 120 имеем ρ_2 = 0,6 кг/м^3, v_2 = 2911 м/с, P_2 = $= 10{,}17\cdot10^5$ Па, T_2 = 5392 К. Заметим, что максимальная плотность ρ = 4,9 кг/м^3 создается в радиусе несколько большем $r_{\text{ф}}$. За отраженной ударной волной в шаре радиусом 0,01 м имеем следующие параметры: ρ_3 = 1,96 кг/м^3; $P_3 = 69{,}49\cdot10^5$ Па, T_3 = 19771 К. Отметим, что за отраженной волной на расстоянии r = 0,02 м плотность газа составляет ρ = 8,85 кг/м^3. Таким образом, численные оценки показывают, что имеются условия как для взрывного расширения газа при выделении ядерных реакций бета-распада, так и физические условия для ударного сжатия за счет сильного перепада давления.

Заметим, что ядерные реакции бета-распада могут быть самыми различными. Однако на данный момент не ставится вопрос о перечислении всех таких реакций. Нам следует ответить лишь на вопрос – возможны ли такие реакции в принципе? Ссылаясь на работу [9], в которой приводятся такие реакции, можно дать положительный ответ. Воздействуя электрическим током на ядро кислорода ^{16}O, образуем радиоактивный изотоп фтора ^{17}F, который учавствует в реакции бета-распада с периодом полураспада 64 с:

$$^{16}\mathrm{O} + p \rightarrow {}^{17}\mathrm{F} + \gamma + 89 \text{ кэВ},$$

$$^{17}\mathrm{F} \rightarrow {}^{17}\mathrm{O} + e^{+} + \nu + 2{,}8 \text{ МэВ}.$$

Можно осуществить ядерную реакцию с образованием радиоактивного изотопа кислорода ^{15}O, который участвует в реакции бета-распада с периодом полураспада 122 с:

$$^{14}\mathrm{N} + p \rightarrow {}^{15}\mathrm{O} + \gamma + 6{,}8 \text{ МэВ},$$

$$^{15}\mathrm{O} \rightarrow {}^{15}\mathrm{N} + e^{+} + \nu + 2{,}8 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что в среде с возбужденными сильным электрическим током ядрами можно организовать циклическое движение, удержать ядерные реакции бета-распада в ограниченном объеме и преобразовать энергию бета-распада в тепловую энергию.

Обозначения

ρ – плотность, кг/м^3; v – скорость, м/с; P – давление, Па; γ – показатель адиабаты; $Q_{\text{изл}}$ – потери тепловой энергии на излучение, Дж/(м^3·с); T – температура, К; c_V – теплоемкость при постоянном объеме, Дж/(кг·К); R – закон перемещения ударной волны, м; ρ_1 – начальная плотность, кг/м^3; P_1 – начальное давление, Па, E – энергия взрыва, Дж; u – скорость ударной волны, м/с; v_2, ρ_2, P_2 и v_3, ρ_3, P_3 – скорость, плотность и давление на фронте ударной волны и на фронте отраженной ударной волны соответственно, м/с, кг/м^3, Па; $r_{\text{ф}}$ – радиус фокусировки.

Литература

1. Залиханов Б. Ж. От электронной лавины до грозового разряда // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2016. Т. 47, вып. 1. С. 193–241.

2. Бабич Л. П. Грозовые нейтроны // Успехи физических наук. 2019. Т. 189, № 10. С. 1044–1069.

3. Enoto T., Wada Y., Furuta Y., et al. Photonuclear reactions triggered by lightning discharge // Nature. 2017. Vol. 551. P. 481–484.

4. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. – 440 с.

5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. – 688 с.

6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. Т. 6. – 736 с.

7. Chisnell R. F. An analytic description of converging shock waves // J. of Fluid Mechanics. 1998. Vol. 354. P. 357–375.

8. Ramsey S. D., Kamm J. R., Bolstad J. H. The Guderley problem revisited // Int. J. of Computational Fluid Dynamics. 2012. Vol. 26, No. 2. P. 79–99.

9. Altschuler M. D., House L. L., Hildner E. Is ball lightning a nuclear phenomenon? // Nature. 1970. Vol. 228. P. 545–547.

УДК 536.241

КОНТАКТНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В СОЕДИНЕНИИ МЕТАЛЛА СО СФОРМИРОВАННЫМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫМ МЕТОДОМ БАРЬЕРНЫМ ПОКРЫТИЕМ КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА

П. И. Талалаева, А. Д. Ежов, Л. В. Быков, А. А. Зубко, В. П. Киселёв

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия
ezzhov@gmail.com

Цель работы заключается в проведении исследований и разработке концепции металло-композитного перехода для замковых соединений в высоконагруженных энергоустановках. Для достижения этой цели применяется инновационный метод на основе низкотемпературного послойного выращивания с использованием гетерогенного потока. Этот подход обладает значительным потенциалом для усовершенствования соединений в высоконагруженных энергоустановках и других критически важных областях промышленности.

Ключевые слова: *ANSYS, моделирование шероховатости, контактное термическое сопротивление, анизотропия свойств, композитные материалы.*

В настоящее время вопросы эффективности теплообмена становятся всё более важными в контексте поиска новых технологических решений. При разработке современных газотурбинных энергетических систем, направленных на повышение эффективности двигателя, возникает проблема работы при высоких температурах в области турбины. Для увеличения тяги и общей эффективности газотурбинных двигателей целесообразно повышение температуры газов перед турбиной. Однако повышенные температурные режимы представляют потенциальный риск для металлических структур, особенно для компонентов, таких как лопатки первого ряда турбины, где температурные значения могут достигать значительных величин.

Композиты, основанные на углерод-керамических материалах, представляют собой перспективное направление для применения в конструкции газовых турбин. В настоящее время создание цельной конструкции из керамоматричных композитов представляет собой трудную задачу из-за сложности обеспечения необходимых эксплуатационных характеристик и оценки качества крупных компонентов из неоднородных материалов.

Применение материалов, таких как Х18Н10Т, никелевые и титановые сплавы, в турбинах настоящих газотурбинных двигателей, обусловлено их работоспособностью при температуре около 1100 °С. Однако для поддержания работоспособности при более высоких температурах газа требуется активное охлаждение, что увеличивает сложность конструкции и снижает эффективность двигателя. В контексте современных требований к повышению температурных характеристик газотурбинных деталей композитные материалы, такие как углеродкерамические, предоставляют более высокую работоспособность без необходимости интенсивного охлаждения. Эти композиты характеризуются низкой удельной массой, высокой термической стойкостью, механической прочностью и химической стойкостью, что делает их перспективными для применения в газотурбинных двигателях с целью повышения их эффективности.

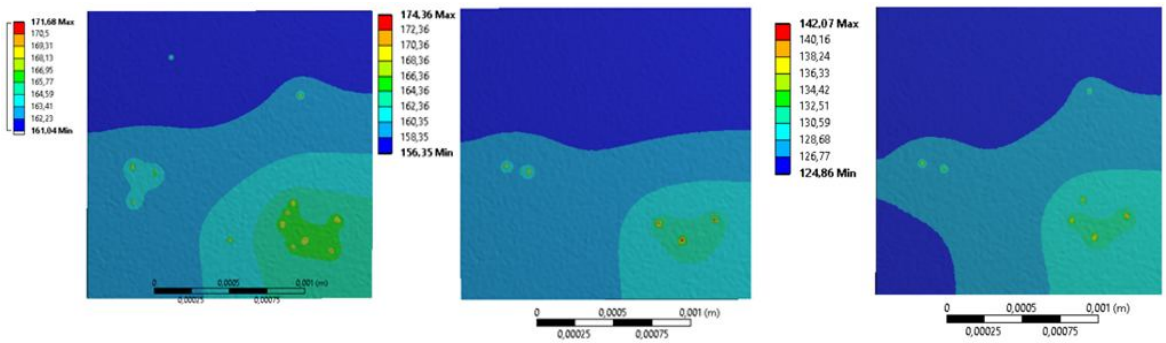
Для оценки теплового режима конструкции необходимо учитывать несовершенство соединений, вызванное фактической микрогеометрией соприкасающихся деталей. Это, в свою очередь, приводит к образованию дополнительного перепада температур, связанного с наличием контактного термического сопротивления (КТС). Понимание значений КТС и межконтактного давления между материалами, используемыми в паре [1], позволяет эффективно оптимизировать решение задачи и обосновывать достоверность полученных результатов в ходе анализа.

В промышленности применение разнообразных покрытий предоставляет возможность разработки изделий с уникальным сочетанием свойств, которые практически недостижимы с использованием традиционных конструкционных материалов. Эти характеристики включают в себя, например, значительное увеличение твёрдости, жаропрочности и термостойкости конструкции, достижение определенного состояния рабочей поверхности деталей в необходимых режимах работы и другие аспекты. Совокупность факторов приводит к улучшению эксплуатационных характеристик изделия [2].

Низкотемпературное послойное выращивание (НТПВ) представляет собой технологический процесс создания гетерогенных материалов, который отличается своей низкой температурой обработки и возможностью точного контроля нанесения слоев. Этот метод обладает значительным потенциалом для формирования металло-композитных переходов, особенно в высоконагруженных энергоустановках [3]. Процесс НТПВ базируется на идее пошагового нанесения различных материалов на поверхность при сохранении низкой температуры окружающей среды. Метод позволяет формировать гетерогенные структуры, объединяя разнообразные материалы, такие как металлы, полимеры и керамика, без подверженности высоким температурам. Ключевым фактором является возможность точного контроля толщины каждого слоя.

Для построения модели микрогеометрии необходимо знать некоторые параметры, а именно средний шаг неровностей профиля и распределение высот микровыступов по всей поверхности. Далее важным шагом в 3-мерном моделировании является задание анизотропии свойств материалов.

На рис. 1 представлено распределение поля температур нижней контактирующей поверхности с учетом ориентации волокон для сжимающей нагрузки 1 МПа при температуре в зоне контакта 200 °С при использовании разработанной методики расчета КТС без учета покрытия. Увеличение температуры в зоне контакта ведет к плавному снижению величины контактного термического сопротивления. При малом давлении, поскольку межконтактное давление еще не столь большое, а также при малых температурах большая часть тепла передается через излучение, можно сделать вывод, что количество тепла проходит больше при угле армирования 0.



Угол армирования 0 Угол армирования 45 Угол армирования 90

Рис. 1. Распределение поля температур нижней контактирующей поверхности при P = 1 МПа, T = 200 °С

На рис. 2 представлены значения эквивалентных напряжений как при отсутствии, так и при наличии металлического напыления, в условиях воздействия сжимающей нагрузки 1 МПа. Наиболее яркие области показывают места фактические места контакта, на основании которых можно оценивать реальную площадь контакта. Важно отметить, что прочностные свойства материала тесно зависят от взаимной ориентации волокон в трехмерном пространстве. Фактором, оказывающим существенное влияние на эти свойства, часто является доля однонаправленных (прямых натянутых) волокон, присутствующих в данном материале и ориентированных в соответствии с направлением приложенной нагрузки.

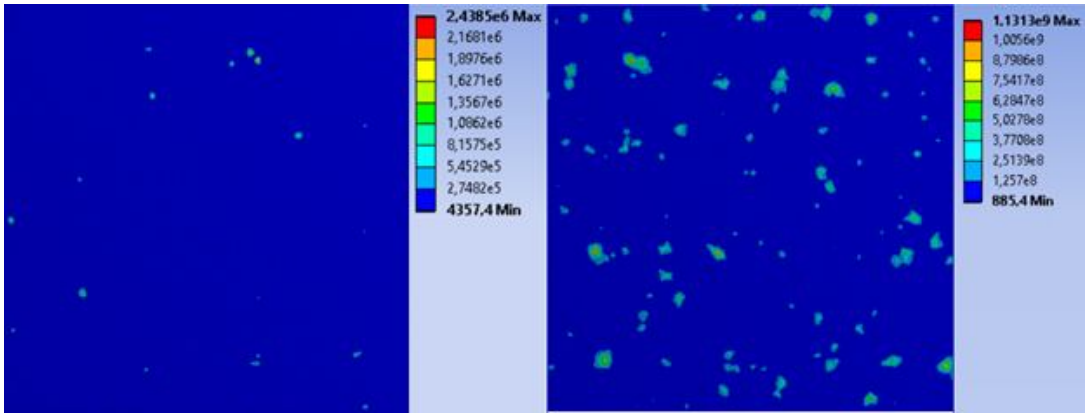


Рис. 2. Сравнительный анализ эквивалентных напряжений (Па) без покрытия и с покрытием

Применение метода низкотемпературного нанесения покрытия предоставляет уникальную возможность сохранения структурной целостности матрицы материала, что является критическим аспектом для обеспечения высокой эффективности и надежности в высоконагруженных энергоустановках. Металлокомпозитные переходы, сформированные с использованием низкотемпературного метода нанесения, демонстрируют выдающуюся прочность и надежность в экстремальных условиях эксплуатации [3, 4]. Этот метод позволяет создавать соединения, способные выдерживать различные условия без деградации и снижения производительности.

Металлокомпозитные переходы, формируемые с применением данной концепции, предоставляют возможность создания эффективных теплообменных элементов, что является критическим фактором для обеспечения эффективности работы энергоустановок, а также обеспечивают дополнительную прочность и могут быть спроектированы с учетом разнообразных функциональных требований, таких как теплопроводность, электропроводность и коррозионная стойкость [5].

Анализ тепловых характеристик позволяет выявлять наиболее критические моменты в контактирующих деталях и, учитывая конкретные характеристики изделия, оптимизировать укладку для обеспечения надежности и предотвращения разрывов и трещин. Эффективное управление анизотропией материальных свойств и направлением укладки позволяет проектировать элементы, обеспечивающие высокую степень надежности и повышение эффективности конечного изделия.

Литература

1. Воробьев А. Г., Боровик И. Н., Казеннов И. С., Лахин А. В., Богачев Е. А., Тимофеев А. Н. Разработка ЖРД малой тяги с камерой сгорания из углерод-керамического композиционного материала. // Вестн. МАИ. 2010. Т. 17, № 3. С. 135–143.

2. Wanberg, J. "Composite Materials: Fabrication Handbook 2". Wolfgang Publications; Illustrated edition (November 15, 2010).

3. Structural Integrity and Durability of Advanced Composites: Innovative Modelling Methods and Intelligent Design / Eds. A. Poursartip, N. Apetre. Springer, 2016.

4. Wang X., Wei X., Fu Y. Microstructure and mechanical properties of Al2O3/Cu composites fabricated by powder metallurgy with Cu-coated Al2O3 particles // J. of Alloys and Compounds. 2019. Vol. 771. P. 340–345.

5. Gokuldoss P. K., Kolla S., Eckert J. Additive manufacturing processes: selective laser melting, electron beam melting and binder jetting – selection guidelines // Materials Science and Technology. 2017. Vol. 33(8). P. 987–1008.

УДК 62-716

АНАЛИЗ ПАРОКОМПРЕССИОННОЙ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

А. В. Тимофеев, И. В. Романов, Р. Н. Игнатьев, А. И. Михайлов

АО «ОКБ-Планета», г. Великий Новгород, Россия

Представлен анализ работы испарительного метода охлаждения радиоэлектронной аппаратуры на основе парокомпрессионной системы методами численного моделирования и натурного эксперимента.

Ключевые слова: *парокомпрессионная система, охлаждение электроники, численное моделирование.*

В современной практике систем охлаждения радиоэлектронной аппараты (РЭА) используются различные методы обеспечения тепловых режимов, в качестве которых можно выделить: воздушное, жидкостное, испарительное. С каждым годом тепловыделение и плотность установки элементов РЭА возрастает, соответственно воздушные и жидкостные методы охлаждения не могут обеспечить допустимые уровни перегрева элементов, к тому же появляется необходимость в поддержании в зоне тепловыделения определенного уровня температуры с низкой тепловой инерцией.

Перспективным для охлаждения и поддержания температурного режима РЭА является испарительный метод охлаждения на основе парокомпрессионной системы [1, 2]. При парокомпрессионном охлаждении используется циркулирующий жидкий хладогент в качестве рабочей среды, которая поглощает теплоту от охлаждающего элемента и отводит ее в окружающую среду. Такая система в точке отбора теплоты способна создать необходимую температуру, вплоть до отрицательных температур. Парокомпрессионные системы состоят из четырех основных элементов: компрессора, конденсатора, терморегулирующего вентиля и испарителя (рисунок). Пары хладогента адиабатно сжимаются в конденсаторе I и поступают в конденсатор II, где изобарно охлаждаются и конденсируются. Жидкий хладагент поступает в терморегулирующий вентиль III и далее в испаритель IV, где отбирает теплоту у охлаждаемого элемента, нагреваясь.

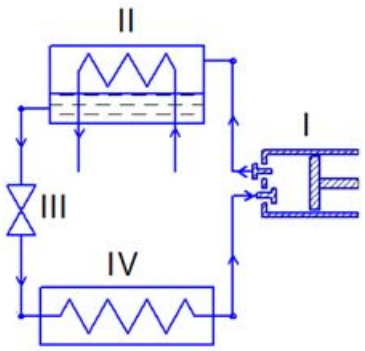


Схема парокомпрессионной холодильной установки

Применение парокомпрессионных холодильных машин для охлаждения РЭА вызывает широкий интерес в научном сообществе [3–5] по данному направлению. Такое охлаждение позволяет добиться сравнительно низких значений термического сопротивления системы при высоких тепловых потоках от охлаждающих элементов. Можно отметить, что экспериментальные исследования, найденные в литературе, были в меньшей степени сосредоточены на исследовании температуры на поверхности источника теплоты, что очень важно при реальном использовании данных систем.

Литература

1. Дан П. Д., Рей Д. А. Тепловые трубы: пер. с англ. Ю. А. Зейгарника. М.: Энергия, 1979. – 272 с.

2. Гришанов В. Н., Изжеуров Е. А., Угланов Д. А. Системы охлаждения мощных лазеров: учеб. пособие. Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2006. – 140 с.

3. Poachaiyapoom A., Leardkuna R., Mounkong J., Wongwises S. Miniature vapor compression refrigeration system for electronics cooling // Case Studies in Thermal Engineering. 2019. Vol. 13.

4. Wu Z., Du R. Design and experimental study of a miniature vapor compression refrigeration system for electronics cooling // Applied Thermal Engineering. 2011. Vol. 31, Issues 2-3. P. 385–390.

5. Zhang H., Shao S., Tian C., Zhang K. A review on thermosyphon and its integrated system with vapor compression for free cooling of data cetres // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2018. Vol. 81, Part 1. P. 789–798.

УДК

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИСПЕРСНЫХ ПОТОКОВ В ПАРОВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ МОКРОЙ ГРАДИРНИ

А. Г. Трифонов, А. С. Ходько

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – "Сосны" НАН Беларуси, г. Минск

Ключевые слова: *моделирование, АЭС, градирня, многокомпонентный поток, COMSOL.*

Процессы передачи тепла и массы для многофазной системы с различными составляющими являются неотъемлемой частью работы атомных энергетических установок. Для достоверного описания протекающих процессов необходимо уделять особое внимание построению общей модели отношений между массовыми, скоростными, энергетическими, объемно-долевыми и материальными компонентами, задаче поиска равновесного соотношения для моделирования гетерогенной системы и проблеме адекватного построения расчетных областей [1].

Выбраны начальные и граничные условия для работы градирни. Для определения начальных газодинамических параметров проведены расчеты по формированию термоконвективного потока в градирни в нерабочем состоянии. Разработаны физическая и математическая модели формирования конвективного потока с учетом температуры стенок градирни с использованием программного обеспечения COMSOL [2].

Смоделировано распространение брызг из сопел внутри градирни в зависимости от различных начальных условий

Произведены расчеты при различных температурных граничных условиях. Выявлена зависимость максимальной скорости потока в нерабочей градирне от температуры при выбранных граничных условиях. Показано, что даже небольшой градиент температуры на внутренних стенках приводит к заметному конвективному потоку.

Смоделировано распространение потоков в элементах мокрой градирни (рис. 1).

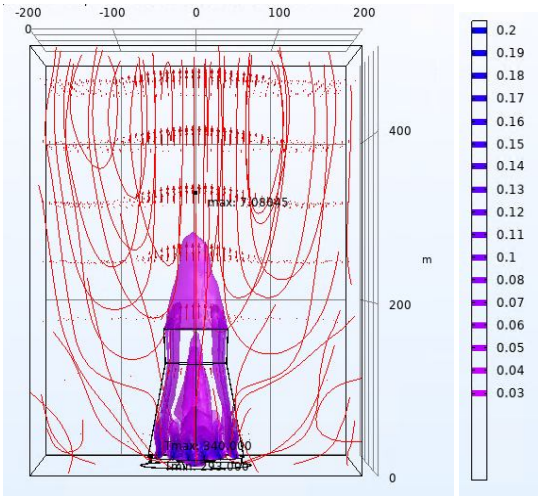


Рис. 1. Поле скорости потка, максимальное и минимальное значения скорости и температуры среды, объемная концентрация капель при работе мокрой градирни (световая гамма)

Проведено детальное моделирование многокомпонентных потоков: рассчитаны значения скоростей, температур, объемной концентрации капель при работе мокрой градирни. Создана модель испарения капли. Расчеты проводились для испарения капель воды различной температуры, обтекаемых воздухом с различной скоростью [3]. Рассмотрено нагревание и остывание капли воды при различных условиях (рис. 2).

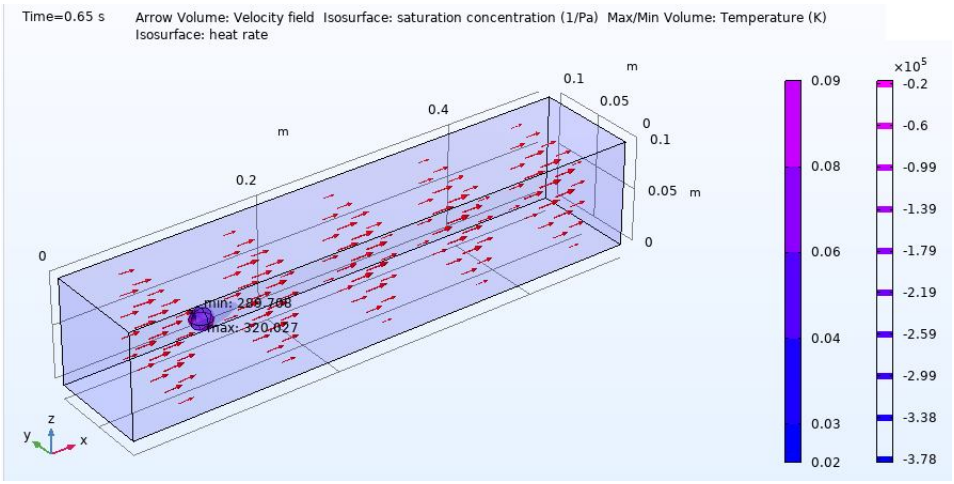


Рис. 2. Концентрация насыщения пара на изоповерхности капли

Нестационарное течение вязкой многокомпонентной среды описывается следующей системой уравнений: уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0,$$

уравнениями переноса импульса

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho(u \cdot \nabla)\mathrm{u} = \nabla \cdot \left[-\rho l + K\right],$$

где ρ – плотность смеси, $\rho \partial u / \partial t$ – изменение импульса; $\rho(u \cdot \nabla)\mathrm{u}$ – конвективный член; $[-\rho l + K]$ – источник и сдвиговое течение.

Для расчета теплофизических параметров парогазовой смеси, использованы формулы

$$\rho_{\mathrm{mix}} = \frac{1}{\frac{1}{\rho_g} + \left(\frac{1}{\rho''} - \frac{1}{\rho_g}\right) C''}, \qquad C''_{Sf} = C''_S = \frac{1}{\frac{m}{m''}\left(\frac{\rho_0}{\rho_S} - 1\right)}.$$

Эмпирическая зависимость давления насыщения паров воды от температуры:

$$P_S = 2.235 \cdot T \exp\left[\frac{15.7 + (T - 273)}{T - 46.5}\right], \quad m_{\mathrm{mix}} = \frac{1}{\frac{C''}{m''} + \frac{1 - C''}{m_g}},$$

$$\rho_g = \frac{P_0 m_g \cdot 10^{-5}}{0.08314 \cdot T}, \quad \rho'' = \frac{P_0 m'' \cdot 10^{-5}}{0.08314 \cdot T}, \quad (C_p)_{\mathrm{mix}} = C'' C''_p + C_{pg} C_g,$$

$$\chi_g = (1 - C'')\frac{m_{\mathrm{mix}}}{m_g}, \quad \chi'' = C''\frac{m_{\mathrm{mix}}}{m''}, \quad \chi_g = 1 - \chi'', \quad \mu_{\mathrm{mix}} = \mu''\chi'' + \mu_g \chi_g, \quad \lambda_{\mathrm{mix}} = \lambda''\chi'' + \lambda_g \chi_g,$$

где $C_{\mathrm{п}}$ – концентрация паров воды, кг/м^3; J – источниковый член, кг/м^3; ρ_{mix} – плотность парогазовой смеси, кг/м^3; ρ_{g} – плотность газа, кг/м^3; ρ" – плотность пара, кг/м^3; C" – концентрация пара, кг/м^3; C_s"– концентрация насыщенного пара, кг/м^3; m_{mix} – молекулярная масса смеси; m" – молекулярная масса пара; χ_{g} – массовая концентрация газа, кг/м^3; χ" – массовая концентрация пара, кг/м^3; μ_{mix} – коэффициент динамической вязкости парогазовой смеси, Па·с; μ" –

коэффициент динамической вязкости пара, Па·с; μ_g – коэффициент динамической вязкости воздуха, Па·с; λ_{mix} – коэффициент теплопроводности парогазовой смеси, Вт/(м·К); λ" – коэффициент теплопроводности пара, Вт/(м·К); λ_g – коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м·К).

Уравнений переноса энергии при обтекании поверхности жидкости потоком влажного воздуха в приближении пограничного слоя имеет вид

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \cdot \nabla T + \nabla \cdot q = Q,$$

где $\partial T/\partial t$ – изменение температуры; $u \cdot \nabla T$ – конвекция; $\nabla \cdot q$ – тепловой поток; Q – тепловой источник; C_p – теплоемкость.

Полученные данные будут использоваться при детальном моделировании процессов при работе градирни в различных режимах.

Литература

1. Лаптев А. Г., Ведьгаева И. А. Устройство и расчет промышленных градирен // Наука и инновации. 2004. № 7. С. 92–96.

2. Дьяченко С. В. Разработка пакета программ для трехмерного численного моделирования многофазных многокомпонентных течений в атомной энергетике // Вычислительные методы и программирование. 2014. Т. 15. С. 162–180.

3. Лыков А. В. Тепло- массообмен в процессах испарения // ИФЖ. 1962. Т. 5, № 11. С. 12–24.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ В ПУЧКЕ ТРУБ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ПОТОКА

А. Р. Хайруллин, А. И. Хайбуллина

Казанский государственный энергетический университет, г. Казань, Россия

Экспериментальным методом рассмотрены гидродинамические и теплообменные характеристики в коридорном пучке труб при вынужденной нестационарности потока. Колебания потока генерировались с заданной частотой, амплитудой и скважностью. Результаты показали, что гидродинамические и теплообменные характеристики потока зависят от режимных параметров вынужденных колебаний. Увеличение частоты вынужденных колебаний потока приводило к повышению перепада давления, скорости потока и интенсивности теплообмена в пучке труб. Несимметричные колебания характеризовались более высокими локальными значениями перепада давления и скорости в пучке труб, что повлияло на увеличение интенсивности теплообмена при несимметричных колебаниях.

Ключевые слова: *осцилляции потока, пульсации потока, теплообмен, интенсификация теплообмена, пучок труб.*

Вынужденное нестационарное течение может быть как осциллирующим, так и пульсирующим. При осциллирующем течении скорость потока, осредненная за период осцилляции, равна нулю, в таком течении поток совершает возвратно-поступательные колебания относительно теплообменной поверхности. При пульсационном течении на стационарный однонаправленный поток накладываются колебания потока, при этом скорость потока, осредненная за период пульсаций, равна стационарному потоку.

Применение вынужденной нестационарности для интенсификации теплообмена различной теплообменной поверхности рассматривалось многими авторами. Повышение эффективности трубчатых теплообменных аппаратов является актуальной задачей ввиду их распространенности в различных отраслях промышленности. Положительные результаты при интенсификации теплообмена в условиях вынужденной нестационарности показаны в работах других авторов, например [1].

Несмотря на относительно большое количество данных о гидродинамики и теплообмене при поперечном обтекании пучков труб в стационарном потоке, аналогичных исследований при вынужденно нестационарных потоках крайне мало, в основном работы посвящены одиночному цилиндру. Механизмы интенсификации теплообмена в вынужденно нестационарных течениях более сложны в сравнении со стационарными потоками и остаются менее изученными [1].

Экспериментальные исследования гидродинамических и тепловых характеристик в пучке труб проводились на физической модели трубчатого теплообменника, который представлял собой теплообменник с перекрестным током теплоносителя. Трубный пучок был расположен в коридорном порядке с относительным шагом 1.3 мм. В трубном пространстве теплообменника циркулировал греющий теплоноситель, в межтрубном пространстве – обогреваемый. В качестве теплоносителя использовалась капельная жидкость. Греющий и обогреваемый теплоносители циркулировали по замкнутому контуру. Нагрев теплоносителя осуществлялся посредством электронагревательного котла, охлаждение обогреваемого теплоносителя производилось посредством пластинчатого теплообменника с проточной водой из системы холодного водоснабжения.

Вынужденная нестационарность потока создавалась с помощью пульсатора. Пульсатор представлял собой полый цилиндр с расположенным в нем поршнем. Поршень пульсатора

приводился в действие с помощью пневмоцилиндра. Параметры пульсирующего потока устанавливались путем регулирования подачи сжатого воздуха в поршневую и штоковую полости пневмоцилиндра. Частота колебаний f определялась по формуле $f = 1/T$, где T – период колебаний, который рассчитывался по формуле $T = T_1 + T_2$. Скважность колебаний ψ рассчитывалась как $\psi = T_1/T$.

По рис. 1 видно, что форма осцилляций осредненной по сечению скорости в пучке труб при несимметричных осцилляциях ($\psi = 0.25$) имеет негармонический характер. Локальные значения скорости (рис. 1) и перепада давления (рис. 2) выше при несимметричных осцилляциях. Форма скорости была ближе к треугольной, с максимальными значениями в первом и втором полупериодах. При $\psi = 0.25$ максимумы скоростей были приближены к друг другу, при симметричных осцилляциях ($\psi = 0.5$) максимумы скоростей были смещены к концу каждого полупериода.

Как при осциллирующем (рис. 3), так и при пульсирующем (рис. 4) течениях с повышением частоты наблюдалось увеличение интенсивности теплообмена. Несимметричные колебания потока оказались более эффективными для интенсификации теплообмена. При пульсирующем и осциллирующем течениях интенсификация теплообмена составила около 45% и 70% соответственно.

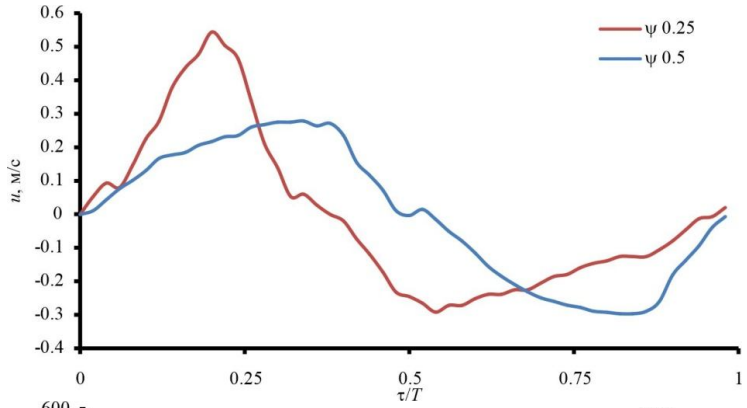


Рис. 1. Осредненная по сечению пучка труб скорость потока при частоте $f = 0.5$ Гц и амплитуде $A/D = 18$

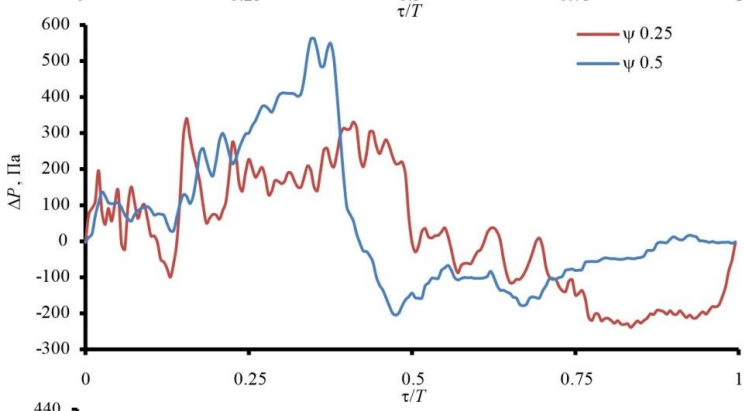


Рис. 2. Перепад давления в пучке труб при частоте $f = 0.5$ Гц и амплитуде $A/D = 18$

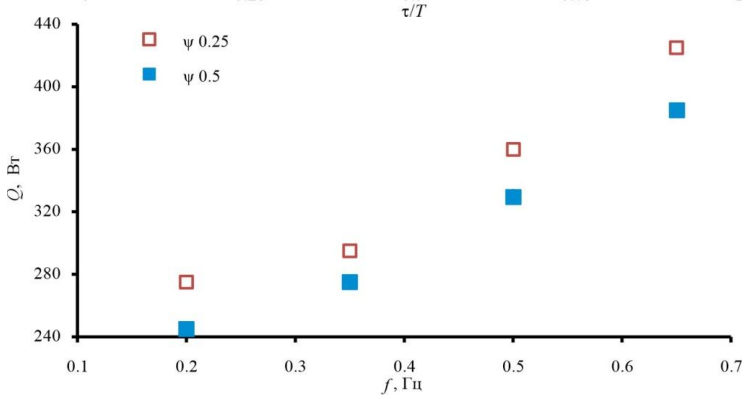


Рис. 3. Зависимость теплового потока пучка труб от частоты осцилляций при амплитуде $A/D = 18$

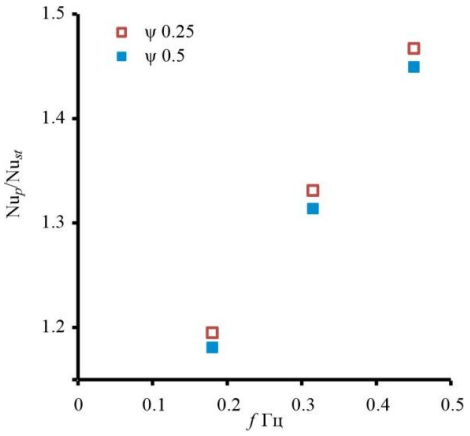


Рис. 4. Зависимость прироста числа Нуссельта Nu_p/Nu_{st} в пульсационном течении по сравнению со стационарным при $A/D = 5$ и числе Рейнольдса Re = 1200

Интенсификацию теплообмена при несимметричных осцилляциях можно связать с изменением характера перепада давления и скорости потока. При несимметричных осцилляциях наблюдается локальное увеличение значений скорости и перепада давления, превосходящих симметричные осцилляции, что способствует более интенсивному перемешиванию потока в пучке труб.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 23-29-00845.

Обозначения

A/D –амплитуда колебаний потока; f – частота вынужденных колебаний потока, Гц; Nu – число Нуссельта; Q – тепловой поток, Вт; Re – число Рейнольдса; T – период колебаний потока, с; T_1 и T_2 – время подачи сжатого воздуха в поршневую и штоковую полости пневмоцилиндра соответственно, с; u – скорость потока м/с; ΔP – перепад давления, Па; τ – время, с; ψ – скважность колебаний потока.

Литература

1. Ye Q., Zhang Y., Wei J. A comprehensive review of pulsating flow on heat transfer enhancement // Appl. Therm. Eng. 2021. Vol. 196. P. 117275.

УДК 536.255

ИЗМЕНЕНИЕ РАЗМЕРА ПУЗЫРЬКА В ПУЛЬСАЦИОННОЙ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЕ

В. В. Чеверда

Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведено экспериментальное исследование изменение размеров парового пузырька в пульсационной тепловой трубе. Размеры пузырька измерялись с помощью скоростной видеокамеры.

Ключевые слова: *пульсационная тепловая труба, пузырь пара, теплообмен.*

По мере увеличения удельной мощности электронных устройств при уменьшении их размеров [1] производители электронной промышленности столкнулись с проблемами терморегулирования и контроля тепловыделения в них. Значительный рост тепловых потоков привел к сильному повышению температуры электронных устройств, что серьезно влияет на их характеристики и надежность [2]. Поэтому в последнее время перед исследователями и инженерами встала задача управления и интенсификации теплоотдачи. Пульсирующая тепловая трубка (ПТТ), впервые предложенная Акачи [3], рассматривается как возможное решение для отвода высоких тепловых потоков от электронных устройств.

ПТТ представляет собой пассивный теплообменник без движущихся частей, в котором теплообмен происходит за счет самовозбуждающихся тепловых пульсаций двухфазного потока. Данное устройство отличается простотой конструкции, простотой изготовления и универсальностью. Однако процессы теплопередачи и режимы течения рабочего тела внутри этого устройства достаточно сложны и изучены не в полной мере. Поскольку тепловые трубки работают в широком диапазоне температур и тепловых потоков, они широко используются в различных приложениях, включая электронные устройства [4, 5], солнечные коллекторы [6, 7], автомобильное охлаждение [8] и спутниковое оборудование [9].

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки для исследования процессов теплообмена и режимов течения в ПТТ. Данная конструкция изготовлена из медной трубки внутренним диаметром 2 мм и толщиной стенки 1 мм, в которую вставлена кварцевая трубка длиной 140 мм, внутренним диаметром 2 мм и толщиной стенки 1 мм. ПТТ имеет 19 витков, расположенных на расстоянии 20 мм друг от друга. Габаритные размеры ПТТ составляют 260x385 мм. Высота испарительной и конденсаторной секций составляла 40 мм, высота адиабатической зоны – 150 мм. ПТТ была вакуумирована до давления 103 Па и заполнена дегазированной водой с коэффициентом заполнения 70%.

Подвод тепла в испарительную секцию осуществлялся с помощью нагревателя мощностью 400 Вт, подключенного к источнику постоянного тока TTi QPX 1200L. Отвод тепла осуществлялся с помощью теплообменника, установленного в секции конденсатора, через который термостат Loip FT-211-25 прокачивает жидкость заданной температуры (20 °C). Измерения температуры вдоль трубки (в испарителе, конденсаторе и адиабатической зоне) проводились термопарами типа К с точностью 0,2 К. Давление в ПТТ измерялось датчиком давления Wika P-30 с точностью 0,5%. Данные с термопар и датчика давления записывались с использованием аналого-цифрового преобразователя National Instruments NIDAQmx USB-6001 и программного пакета LabVIEW. Экспериментальная установка была оснащена высокоскоростной камерой Photron 2.0 для измерения зависимости скорости пузырьков в PHP от входной мощности.

Визуализировалось парожидкостное течение рабочего тела и измерялись пульсации температуры вдоль трубки. В двухфазном потоке в ПТТ наблюдались движущиеся дисперсные пузырьки, паровые пробки и переходные режимы течения. Амплитуда колебаний пу-

зырька напрямую зависела от подвода тепла. С увеличением мощности амплитуда колебаний пузырька увеличивается. Пульсирующее поведение потока в ПТТ становится более хаотичным. Мы наблюдали быстрое движение парожидкостной пробки на протяжении короткого времени, пока поток не прекратился, и ПТТ перешел в стационарное состояние на достаточно длительное время. С увеличением входной мощности время «быстрого движения» увеличивалось. Однако это движение могло сохраняться лишь в течение короткого времени; затем PHP начал накапливать «энергию», достаточную для того, чтобы инициировать новое движение [10]. Такое поведение чаще всего проявлялось, когда рабочим телом была вода, характеризующаяся высокой скрытой теплотой испарения. Для следующего запуска необходима перегретая (относительно локальной температуры насыщения) жидкость для образования новых пузырьков.

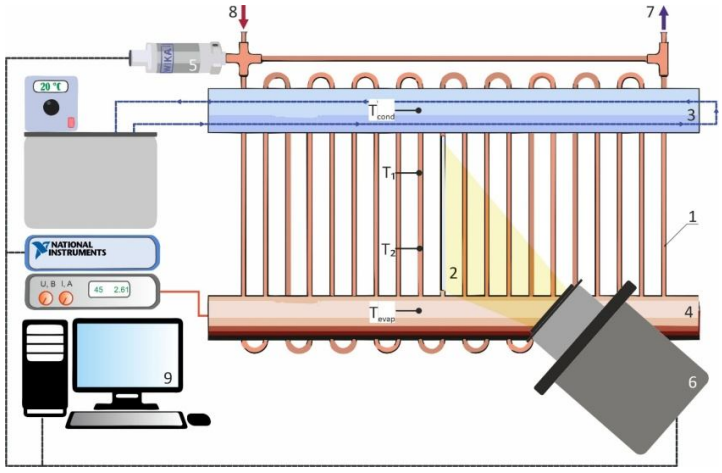
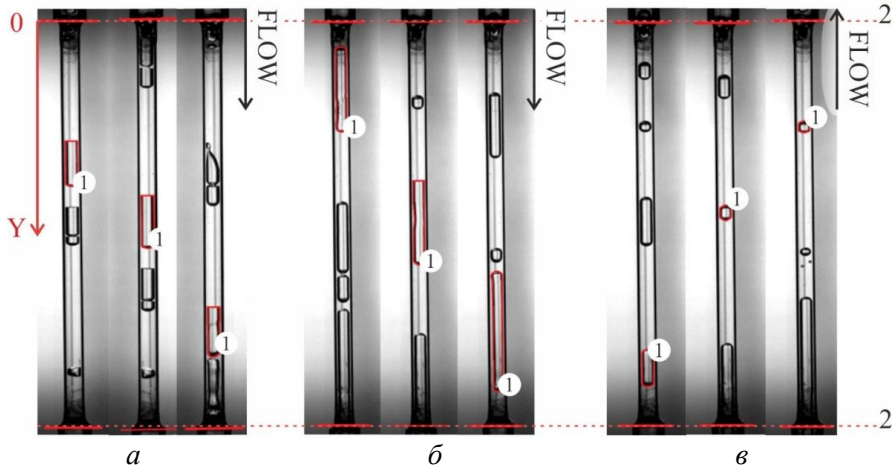


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования ПТТ: 1 – медная трубка, 2 – кварцевая трубка, 3 – теплообменник, подключенный к термостату, 4 – нагреватель, подключенный к источнику питания, 5 – датчик давления, 6 – высокоскоростная камера, 7 – выход к вакуумному насосу, 8 – подвод рабочей жидкости, 9 – компьютер, T1, T2, Tcond, Tevap – термопары типа К

Путем анализа данных высокоскоростной камеры определено изменение размеров дисперсных пузырьков и паровых пробок, движущихся по капилляру, в зависимости от расстояния до секции конденсатора. По мере движения пузырька пара (1) (рис. 2, *а*) по трубке от секции конденсатора к секции испарителя его размер увеличивался за счет испарения жидкостных пробок (рис. 2, *а*). Шум был удален со всех изображений с помощью фильтра Гаусса 5x5 (рис. 2).



а *б* *в*

Рис. 2. Изменение размера пузырьков (за время 1,1 с) при движении по трубке от конденсатора к испарителю (*а*, *б*) или в обратном направлении (*в*) для различной потребляемой мощности: *а* – 35 Вт, *б* – 78 Вт, *в* – 139 Вт. Пример определения границы пузырька (*б*)

Контуры пузырьков определялись нами [11] по градиенту освещенности (рис. 2, *б*), а объем пузырька рассчитывался как тело вращения. Также нами была проведена серия экспе-

риментов с фиксированным подводом тепла, направленная на измерение объемов нескольких пузырьков. В результате мы получили среднее значение коэффициента расширения. Как показано на рис. 3, измерения объема пузырька в зависимости от расстояния до верхней границы при низкой мощности нагрева показали, что объем пузырька слабо зависит от расстояния до конденсатора.

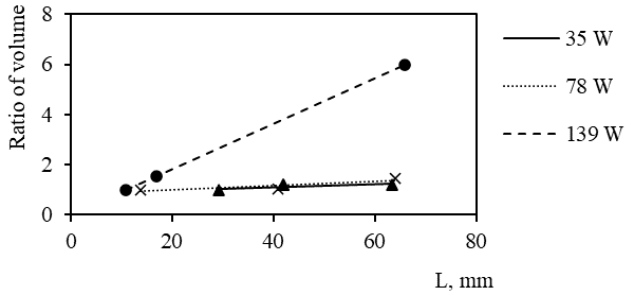


Рис. 3. Зависимость объемов пузырьков от расстояния до конденсатора L и потребляемой мощности

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН (№ 122022800489-6).

Литература

1. Waldrop M. M. The chips are down for Moore's law // Nature. 2016. Vol. 530. P. 144–147.
2. Zhu L., Tan H., Yu J. Analysis on optimal heat exchanger size of thermoelectric cooler for electronic cooling applications // Energy Convers Manage. 2013. Vol. 76. P. 685–690.
3. Akachi H. US patent. Patent number 4921041. 1990.
4. Jo J., Kim J., Kim S. J. Experimental investigations of heat transfer mechanisms of a pulsating heat pipe // Energy Convers. Manag. 2019. Vol. 181. P. 331–341.
5. Jun S., Kim S. J. Experimental study on a criterion for normal operation of pulsating heat pipes in a horizontal orientation // Int. J. Heat Mass Transf. 2019. Vol. 137. P. 1064–1075.
6. Nguyen K. B., Yoon S. H., Choi J. H. Effect of working-fluid filling ratio and cooling-water flow rate on the performance of solar collector with closed-loop oscillating heat pipe // J. Mech. Sci. Technol. 2012. Vol. 26. P. 251–258.
7. Alhuyi Nazari M., Ahmadi M. H., Ghasempour R., Shafii M. B., Mahian O., Kalogirou S., Wongwises S. A review on pulsating heat pipes: from solar to cryogenic applications // Appl. Energy. 2018. Vol. 222. P. 475–484.
8. Manno V., Filippeschi S., Mameli M., Romestant C., Ayel V., Bertin Y. Thermal-hydraulic characterization of a flat plate pulsating heat pipe for automotive applications // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2015. Vol. 3 (4). P. 413–425.
9. Mangini D., Mameli M., Georgoulas A., Araneo L., Filippeschi S., Marengo M. A pulsating heat pipe for space applications: ground and microgravity experiments // Int. J. Therm. Sci. 2015. Vol. 95. P. 53–63.
10. Yoona A., Kim S. J. Experimental and theoretical studies on oscillation frequencies of liquid slugs in micro pulsating heat pipes // Energy Conversion and Management. 2019. Vol. 181. P. 48–58.
11. Hiscock J., Ching Ch. Y. Gas bubble size and velocity measurments using high-speed images of gas-liquid flows // J. of Flow Visualization and Image Processing. 2001. Vol. 8 (4).

УДК 533.6.011.6

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЕМПФИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА УПРАВЛЕНИЕ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ИНТЕНСИВНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

А. В. Чукалин, А. В. Петров, В. Н. Ковальногов, Р. В. Федоров, О. В. Савелов

Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

Усовершенствование систем управления пограничным слоем является актуальным решением для создания эффективных и экологичных энергетических установок. Системы управления пограничным слоем разнообразны и принципиально отличаются по виду воздействий и назначению. Системы одного назначения позволяют ослабить или предотвратить срыв потока на обтекаемой поверхности и сохранить устойчивость течения в пограничном слое, что приводит к снижению сопротивления трения и теплообмена, системы другого назначения предназначены для образования обратного эффекта, турбулизируя поток и увеличивая теплопередачу. Проведены комплексные исследования с определением технологического потенциала демпфирующей поверхности на управление пограничным слоем при наличии интенсивных воздействий. Исследования проведены с использованием комплекса для проведения PIV-измерений в дозвуковой аэродинамической трубе с использованием экспериментальных моделей, включающих в себя участки с демпфирующей поверхностью, разработанные с использованием CAD продуктов и напечатанные на 3D-принтере.

Ключевые слова: *пограничный слой, турбулентность, ламинаризация, демпфирующие полости.*

Актуальным решением для перехода к экологически чистой и ресурсосберегающей энергетике является усовершенствование систем УПС (управление пограничным слоем). Системы УПС предназначены для ослабления или предотвращения срыва потока на обтекаемой поверхности, сохранения ламинарного течения в пограничном слое, что приводит к снижению сопротивления трения и теплообмена, также системы УПС могут создавать и обратный эффект, турбулизируя поток и увеличивая теплопередачу. На сегодняшний день активные и пассивные системы УПС достаточно хорошо изучены и создан научный задел для их применения в технике [1]. Неоспоримым преимуществом пассивных систем является воздействие на пограничный слой без затрат энергии. Однако существенным недостатком является отсутствие возможности изменения уровня воздействий при работе, что приводит к ограничениям. Разработка пассивной системы с возможностью эффективного воздействия на пограничный слой с интенсивными воздействиями (воздействия на пристеночный пограничный слой различных форм нестационарности, продольного градиента давления, повышенной внешней турбулентности, вдува охладителя, внутренних источников теплоты и импульса, продольная неизотермичность), а также возможностью комбинирования с активными системами УПС является актуальным направлением в развитии систем УПС. Заявленная в работе система УПС (демпфирующая поверхность, патент РФ № 2018131418) способна воздействовать на пограничный слой в широком диапазоне скоростей, кроме того, есть возможность комбинирования предлагаемого технического решения с активными системами управления. Демпфирующая поверхность (рис. 1) оказывает воздействие на пограничный слой с двух сторон: с "внешней" и "внутренней". "Внутренняя" сторона поверхности предназначена для ослабления поперечных пульсаций давления на обтекаемой поверхности в полусферических демпфирующих полостях и сохранения ламинарного течения в пограничном слое, что приводит к снижению сопротивления трения и теплообмена. "Внешняя" сторона поверхности предназначена для турбулизации пограничного слоя полусферическими выступами, образованными тыльной стороной пустотелых полусферических демпфирующих полостей, что приводит к интенсификации теплопередачи [2, 3]. Возможности применения демпфирующей поверхности отображены в работе [4].

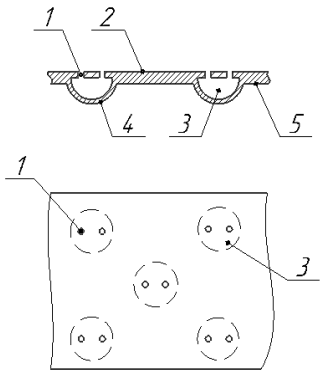


Рис. 1. Демпфирующая поверхность: 1– перфорационные отверстия; 2 – внутренняя стенка демпфирующей поверхности; 3 – полусферические демпфирующие полости; 4 – полусферические выступы; 5 – внешняя стенка

Эксперименты по исследованию управления пограничным слоем были проведены с использованием экспериментальных моделей, содержащих демпфирующую поверхность. PIV измерения были проведены с использованием измерительного комплекса «ПОЛИС» [5, 6] в дозвуковой аэродинамической трубе. Для исследований разработаны и напечатаны экспериментальные модели с демпфирующими полостями на 3D-принтере из поликарбоната. Все измерения пограничного слоя проводились на экспериментальном участке (рис. 2). Габариты экспериментального участка составляют 0,75х0,35 м, что позволяет исследовать пограничный слой на моделях длиной до 0,4 м. Эксперименты проводились при скоростях в ядре потока от 15 м/с до 62 м/с, что соответствует значениям чисел Рейнольдса, рассчитанным по параметрам экспериментальной установки и длине моделей, в диапазоне $4{,}7\cdot10^5$–$1{,}6\cdot10^6$.



Рис. 2. Рабочий участок дозвуковой аэродинамической трубы с измерительным комплексом

Выявлено, что наиболее эффективной демпфирующей поверхностью является поверхность с различными по объему демпфирующими полостями от 0,1 см^3 до 0,18 см^3. Данный эффект объясняется тем, что полости взаимодействуют с разнородными поперечными пульсациями давления и скорости вблизи стенки, что позволяет увеличить диапазон эффективного воздействия. На рис. 3 представлены значения средней продольной скорости в пограничном слое на демпфирующей поверхности в хвостовой области, где наблюдается наибольший накопительный эффект от воздействия поверхности. Представленный результат получен при скорости в ядре потока 50 м/с, визуализированная область ограничивалась 40 мм в длину и 20 мм в высоту. При визуализации пограничного слоя на демпфирующей поверхности наблюдается значительное снижение флуктуаций скорости, наблюдаемой по частицам аэрозоля.

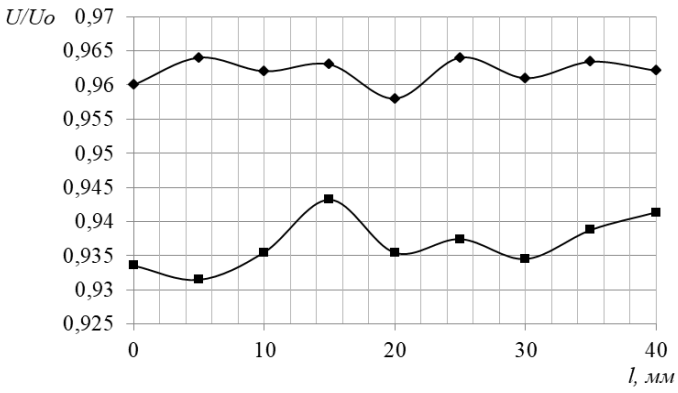


Рис. 3. Усредненная продольная скорость в пограничном слое на демпфирующей поверхности в хвостовой части: ■ – усредненная скорость потока при воздействии демпфирующей поверхности, со стороны внутренней стенки; ♦ – усредненная скорость потока на гладкой поверхности, без воздействий

Отдельные результаты получены при исследовании пограничного слоя с отрицательным градиентом давления. Отмечается, что при повышенной турбулентности на спинке разработанной модели (в форме крыла) длиной 327 мм демпфирующая поверхность позволяет затянуть ламинарно-турбулентный переход до 18–23 мм в сравнении с поверхностью без полостей и в дальнейшем значительно снизить интенсивность турбулентных пульсаций в пограничном слое.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 23-79-01173.

Литература

1. Корнилов В. И. Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 2. С. 183–208.

2. Ковальногов В. Н., Федоров Р. В., Чукалин А. В. и др. Экспериментальное исследование пограничного слоя на перфорированной поверхности с демпфирующими полостями // Тр. седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3-х т. 22–26 октября 2018 г. М.: Издательский дом МЭИ, 2018. Т. 2. С. 373–376.

3. Kovalnogov V. N., Fedorov R. V., Khakhaleva L. V., et al. Development and investigation of the technologies involving thermal protection of surfaces immersed in disperse working medium flow // Int. J. of Energy for a Clean Environment. 2016. Vol. 17, No. 2-4. P. 223–239.

4. Патент на полезную модель № 201848 U1 Российская Федерация, МПК F23R 3/06. Камера сгорания газотурбинного двигателя с активной зоной охлаждения: № 2020127165: заявл. 12.08.2020: опубл. 15.01.2021 / В. Н. Ковальногов, Р. В. Федоров, Л. В. Хахалева [и др.]; заявитель федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Ульяновский государственный технический университет".

5. Токарев М. П., Маркович Д. М., Бильский А. В. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // Вычислительные технологии. 2007. Т. 12, № 3. С. 109−131.

6. Raffel M., Willert C. E., Wereley S. T., Kompenhaus J. Particle Image Velocimetry. A Practical Guide. Berlin, Springer, 2007. – 448 p.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСЛОВИЙ ВТОРИЧНОГО ИЗМЕЛЬЧЕНИЯ И ЗАЖИГАНИЯ КАПЕЛЬ ВОДОМАЗУТНЫХ ТОПЛИВ ПРИ ДОБАВЛЕНИИ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫХ ПРИСАДОК

Н. Е. Шлегель, А. Клименко, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Исследование направлено на определение оптимальной присадки к мазутному топливу для снижения антропогенных выбросов, времени задержки зажигания, а также увеличения площади свободной поверхности топлива при вторичном измельчении капель. Результаты проведенных исследований показали, что применение присадки на основе особого сочетания положительно и отрицательно заряженных ионов позволяет снизить времена задержки зажигания капель топлива на 10–20%, уменьшить антропогенные выбросы на 10–15%, а также увеличить реакционную площадь горения на 20%.

Ключевые слова: *водомазутное топливо; присадки; характеристики горения; антропогенные газовые выбросы; вторичные фрагменты.*

Мазут является одним из основных видов топлива для морских и энергетических установок вследствие его низкой стоимости и высокой теплотворной способности [1]. Как правило, мазут получают при сероочистке нефти на нефтеперерабатывающих заводах. Основной проблемой сжигания мазутного топлива является образование различных загрязняющих веществ [2–4]: остаточных зол, ценосфер, сажи и серной кислоты. Для снижения вредных выбросов и улучшения характеристик горения топлива используются дополнительные специализированные присадки [5]. Они позволяют снизить стоимость вырабатываемой тепловой энергии. Добавление присадок к топливу обладает рядом преимуществ, таких как повышение эксплуатационных характеристик котла, снижение расхода топлива. Выбор оптимальных присадок для улучшения характеристик горения считается сложной задачей, так как на сегодняшний день есть множество присадок, которые могут влиять на реологические характеристики топлива и на его характеристики горения.

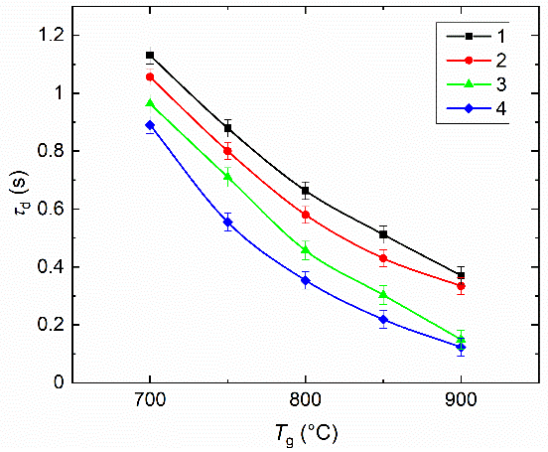
Цель настоящего исследования – определение оптимальной присадки для сжигания водомазутного топлива в котельных агрегатах с учетом антропогенных выбросов и фрагментации.

Экспериментальные исследования проводились на аналогичном стенде и по методике, используемой в ранней работе [6]. Для измерения поверхностного натяжения применен тензиометр Kruss K20. Также с помощью этого тензиометра определялась плотность топливной смеси. Измерение плотности основано на силе Архимеда. Для измерения вязкости применен ротационный вискозиметр Brookfield DV3T (диапазон измерения от 1 до $6 \cdot 10^6$ мПа·с, точность ±1%, воспроизводимость ±0.2%). В таблице представлены результаты реологических характеристик водомазутных топлив.

На рисунке представлены установленные зависимости времени задержки зажигания капель водомазутного топлива с добавлением присадок от температуры газовоздушной среды. Результаты экспериментальных исследований показали, что минимальными временами задержки зажигания обладает водомазутное топливо с добавлением присадки на основе особого сочетания положительно и отрицательно заряженных ионов. Такая присадка снижает времена задержки зажигания на 40–50% во всем температурном диапазоне газовоздушной среды. Добавление присадки на основе жирных кислот растительных масел снижало времена задержки зажигания более чем на 10% во всем исследуемом температурном диапазоне относительно водомазутного топлива. Использование состава № 4 позволяло снизить времена задержки зажигания на 30–40%.

Результаты определения реологических характеристик

Номер смеси	Наименование топливной смеси	Температура состава, °С	Динамическая вязкость, мПа·с	Плотность, кг/м^3	Поверхностное натяжение, Н/м
1	Мазут	20/80	1795/130	1015/937	0.041/0.035
2	90% Мазут + 10% Вода	20/80	1543/116	1021/933	0.044/0.033
3	89.5% Мазут + 10% Вода + + 0.5% Р503В3	20/80	1505/111	1020/934	0.042/0.030
4	89.5% Мазут + 10% Вода + + 0.5% Р502В1	20/80	1515/112	1022/934	0.044/0.031
5	89.5% Мазут + 10% Вода + + 0.5% ИОН М	20/80	1493/109	1016/933	0.041/0.029



Зависимости времени задержки зажигания капель исследуемых топлив от температуры газовоздушной среды: 1 – № 2; 2 – № 3; 3 – № 4, 4 – № 5

Литература

1. Darbandi M., Fatin A., Bordbar H. Numerical study on NOx reduction in a large-scale heavy fuel oil-fired boiler using suitable burner adjustments // Energy. 2020. Vol. 199. P. 117371.

2. Abdul Jameel A. G., et al. Calculation of average molecular parameters, functional groups, and a surrogate molecule for heavy fuel oils using 1H and 13C nuclear magnetic resonance spectroscopy // Energy & Fuels. American Chemical Society. 2016. Vol. 30, № 5. P. 3894–3905.

3. Goldstein H. L., Siegmund C. W. Influence of heavy fuel oil composition and boiler combustion conditions on particulate emissions // Environ. Sci. Technol. American Chemical Society, 1976. Vol. 10, № 12. P. 1109–1114.

4. Sippula O., et al. Comparison of particle emissions from small heavy fuel oil and wood-fired boilers // Atmos. Environ. 2009. Vol. 43, № 32. P. 4855–4864.

5. Huang H., et al. Effects of pine oil additive and pilot injection strategies on energy distribution, combustion and emissions in a diesel engine at low-load condition // Appl. Energy. 2019. Vol. 250. P. 185–197.

6. Romanov D. S., et al. Stabilized fuel slurries based on fine coal slime: rheology, combustion and feasibility study // Fuel. 2024. Vol. 356. P. 129560.

УДК 621.4:662.7

СИНТЕТИЧЕСКИЕ ТОПЛИВА ИЗ БИОСЫРЬЯ – КЛЮЧЕВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В СОЗДАНИИ НИЗКОУГЛЕРОДНОЙ ГРАЖДАНСКОЙ АВИАЦИОННОЙ ТЕХНИКИ. ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Л. С. Яновский

Центральный институт авиационного моторостроения имени П. И. Баранова, г. Москва, Россия
Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

Рассмотрены тенденции развития дозвуковой гражданской авиации, связанные с применением синтетических авиационных топлив из биосырья в контексте проблемы декарбонизации воздушного транспорта.

Представлен обзор технологий производства синтетических авиационных биотоплив, сертифицированных по стандарту ASTM D4054, сравнение их физико-химических свойств. Проанализированы термохимические и теплофизические аспекты применения синтетических авиационных биотоплив в газотурбинных двигателях (ГТД).

Приведены результаты экспериментальных исследований тепло- и массообмена при течении авиационных биотоплив в каналах топливных систем в условиях нагрева при наличии фазовых переходов и образования конденсированной фазы. Приведены результаты экспериментальных исследований процессов распыла биотоплив при низких температурах. Проанализированы результаты исследований процессов воспламенения и горения синтетических авиационных биотоплив на ударных трубах и камерах сгорания ГТД, проанализированы реакционные кинетические модели воспламенения и горения паров синтетических биотоплив в смесях с воздухом в условиях камер сгорания газотурбинных двигателей.

Изучены характеристики устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания на различных режимах работы ГТД, в том числе в условиях высотного полета. Получены новые данные по эмиссии оксидов углерода и азота, а также конденсированной фазы в выхлопных газах ГТД. Представлены процедуры допуска новых и модернизированных биотоплив к применению в гражданской авиационной технике.

Секция № 4
«ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИКРО- И НАНОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ»

УДК 536.2.081.7

ОЦЕНКА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ ПАСТ НА ОСНОВЕ ПРОДУКТОВ СВС

А. А. Акулинкин[1,2], А. А. Регер[2], К. А. Болгару[2], А. Г. Левашкин[1]

[1]Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
[2]Томский научный центр Сибирского отделения РАН, г. Томск, Россия

Азотированный материал, полученный методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС), использован в качестве наполнителя для термопасты с кремнийорганическим связующим. Термопаста с наполнителем, полученным одностадийным сжиганием алюминия в среде азота, с наиболее высоким содержанием фазы непрореагировавшего алюминия показала самое высокое значение коэффициента теплопроводности при незначительном росте удельного электрического сопротивления.

Ключевые слова: *теплопроводящий интерфейс, теплопроводящие пасты термопасты, нитрид алюминия.*

Удельное значение мощности потерь, рассеиваемой в современных силовых преобразовательных устройствах, достигает сотен ватт на кв. см [1]. При снижении габаритов и увеличении плотности мощности требуются все более эффективные теплопроводящие интерфейсы для отвода тепла на элементы охлаждения. В качестве таких интерфейсов часто используют теплопроводящие пасты. Обычно такие пасты состоят из полимерной матрицы и смешанного с ней теплопроводящего наполнителя. В качестве полимерной матрицы широко используют кремнийорганические соединения, которые полностью смачивают контактируемые поверхности, имеют низкую поверхностную энергию и относительно высокую термическую стабильность. В качестве теплопроводных наполнителей могут быть использованы порошки оксида алюминия [2], алюминия [3], нитрида алюминия [4] и т. п. Из перечисленных наполнителей нитрид алюминия вызывает набольший интерес ввиду высокой теплопроводности (до 280–320 Вт/(м К)) и низкой электропроводности [5].

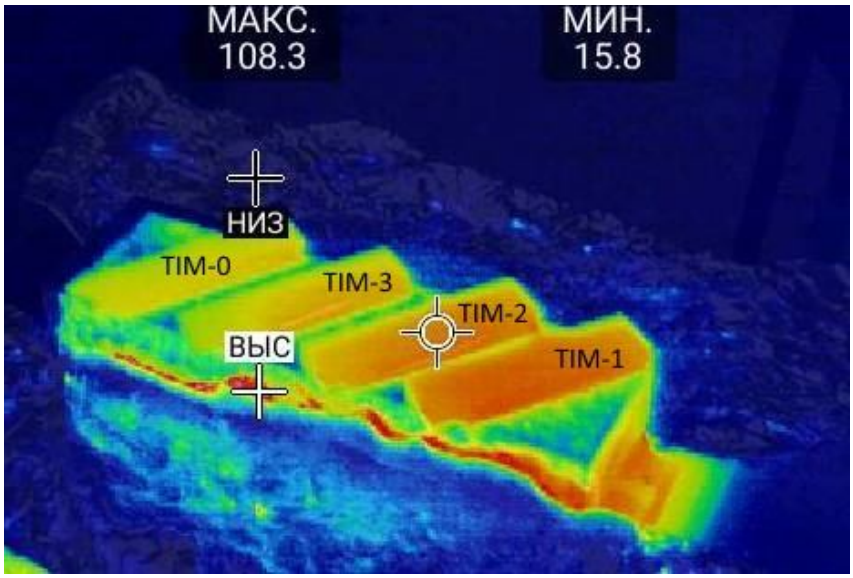
Для синтеза AlN разработано большое количество методов [6]. На наш взгляд наиболее подходящий способ синтеза нитрида алюминия является метод самораспространяющегося высокотемпературного синтеза или синтез горением [7]. Данный способ азотирования основан на проведении высокоэкзотермичных химических реакций в форме волны горения в режиме самораспространения. СВС характеризуется энергоэффективностью, малым временем синтеза, экологичностью и простотой оборудования.

Азотированный в режиме горения алюминий с различным содержанием фаз непрореагировавшего алюминия и нитрида алюминия использован в качестве теплоотводящего наполнителя термопасты с кремнийорганическим связующим (ПМС 1000). Краткие характеристики полученных термопаст приведены в таблице (λ – коэффициент теплопроводности, ρ – удельное электрическое сопротивление).

Характеристики теплопроводящих паст

Обозначение	Состав	λ, Вт/(м·К)	ρ, Ом·м
TIM-0	ПМС	0,167	$1 \cdot 10^{15}$
TIM-1	ПМС + AlN/Al(67/33 %)	5,6	$1{,}2 \cdot 10^{12}$
TIM-2	ПМС + AlN/Al(90/10 %)	4,8	$3{,}6 \cdot 10^{12}$
TIM-3	ПМС + AlN/Al(99/1 %)	3,8	$1{,}8 \cdot 10^{13}$

Разность теплопроводности полученных термопаст может быть наглядно продемонстрирована разной скоростью нагрева алюминиевых радиаторов. На рисунке приведен инфракрасный снимок поверхности нагреваемых радиаторов, полученый при помощи тепловизора FLUKE при условии одновременного нагрева. Для точности измерений слой термопасты был одинаковый для всех образцов и равнялся 0,5 мм. Видно, что нагрев радиатора с использованием термопасты на основе TIM-1 происходил интенсивнее всего. Как отмечалось выше, данная термопаста имеет наиболее высокую теплопроводность в ряду остальных полученных термопаст и характеризуется наиболее высоким содержанием алюминия в своем составе. Затем происходил нагрев радиатора, помещенного при помощи термопасты на основе TIM-2 и после с использованием термопасты на основе TIM-3. Скорость нагрева данных радиаторов согласуется с теплопроводностью наполнителей используемых в термопасте. В соответствии с литературными данными медленнее всего происходил нагрев радиатора, установленного при помощи TIM-0 без наполнителя.



ИК-изображения поверхностей радиаторов, установленных с различными теплопроводящими пастами на нагреватель

Таким образом, проведенные исследования показали возможность использования продуктов азотирования алюминия в качестве наполнителя эффективных теплопроводящих паст.

Литература

1. Каплин В., Лакисов В., Молочников А. Охлаждение приборов силовой электроники в сложных условиях эксплуатации // Силовая электроника. 2018. № 1. С. 40–46.

2. Wenying Zhou, Shuhua Qi, Chunchao Tu, Hongzhen Zhao, Caifeng Wang, Jingli Kou. Effect of the particle size of Al_2O_3 on the properties of filled heat-conductive silicone rubber // Applied Polymer Science. 2007. Vol. 104, No. 2. P. 1312–1318.

3. Sreekumar E. N., Senthil Saravanan M. S. A review on aluminium based thermal interface materials for heat transfer application // Materials Today: Proceedings. 2023. Vol. 72, Part 6. P. 3036–3039.

4. Shishkin R. A., Zemlyanskaya A. P., Beketov A. R., High performance thermal grease with aluminum nitride filler and an installation for thermal conductivity investigation // Solid State Phenomena. 2018. Vol. 284. P. 48–53.

5. Slack G. A., Tanzilli R. A., Pohl R. O., Vandersande J. W. The intrinsic thermal conductivity of AlN // J. Phys. Chem. Solids. 1987. Vol. 48, No. 7. P. 641–647.

6. Chunga S. L., Laib C. H. Combustion synthesis of aluminum nitride: a review // Key Engineering Materials. 2012. Vol. 521. P. 101–111.

7. Zakorzhevskii V. V., Borovinskaya I. P., Sachkova N. V. Combustion synthesis of aluminum nitride // Inorganic Materials. 2002. No. 38. P. 1131–1140.

УДК 536.2.081.7

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕЧЕННЫХ ФРИКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МЕДИ

А. В. Асач[1], И. В. Баранов[1], А. А. Киляшов[1], В. А. Крылов[1], А. В. Лешок[2]

[1]Национальный исследовательский университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Институт порошковой металлургии имени академика О. В. Романа, г. Минск, Беларусь

Проведены измерения теплофизических свойств порошковых фрикционных материалов на основе оловянистой бронзы с добавлением порошков графита различных марок в диапазоне температур от 20 до 140 °С. Удельная теплоемкость образцов определялась методом дифференциальной сканирующей калориметрии на приборе Netzsch DSC 204 Phoenix F1. Температуропроводность и теплопроводность измерялись двумя способами. В первом случае коэффициент температуропроводности был измерен методом лазерной вспышки на приборе Netzsch LFA 457. Коэффициент теплопроводности определялся расчетным способом. Во втором случае температуропроводность и теплопроводность образцов измерялась методом плоского нестационарного источника на установке Hot Disk. В результате получены температурные зависимости удельной теплоемкости, коэффициентов температуропроводности и теплопроводности спеченных фрикционных материалов на основе оловянистой бронзы с добавлением порошков графита различных марок.

Ключевые слова: *порошковая металлургия, теплопроводность, удельная теплоемкость, дифференциальная сканирующая калориметрия, метод лазерной вспышки, метод горячего диска, оловянистая бронза, графит.*

В настоящее время ведутся активные поиски новых многофункциональных и эффективных материалов, применяемых в машиностроении. Метод порошковой металлургии является одним из наиболее перспективных, с его помощью можно создавать композиционные материалы с уникальными свойствами [1]. Данная технология обширно применяется для производства порошковых фрикционных материалов, используемых в тормозных устройствах и механизмах передачи крутящего момента автотракторной техники и техники специального назначения.

Часто для работы в условиях трения со смазкой применяются фрикционные порошковые материалы на основе оловянистой бронзы, которые характеризуются высокой теплопроводностью, коррозионной стойкостью и износостойкостью. Для улучшения свойств материала в его состав добавляются различные компоненты, такие как графит, олово, свинец, для предотвращения схватывания поверхностей, а для повышения коэффициента трения – порошки титана, железа, алюминия и др.

В процессе работы фрикционного узла на трущихся поверхностях выделяется большое количество теплоты. Чтобы материал мог отводить её, он должен обладать высокой теплопроводностью, поэтому теплофизические свойства материала оказывают большое влияние на эффективность работы фрикционного механизма.

Целью работы является экспериментальное исследование теплофизических свойств спеченных фрикционных материалов на основе оловянистых бронз в зависимости от графитсодержащих добавок в его составе в диапазоне температур 20–140 °С.

Исследование теплофизических свойств материалов проводилось двумя путями. Для этого были изготовлены образцы в форме дисков диаметром 25±0,5 мм и толщиной 2,5±0,5 мм. В первом случае теплофизические характеристики определялись в следующей последовательности: удельная теплоемкость образцов измерялась методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) [2] на приборе Netzsch DSC 204 Phoenix F1 с температурным шагом 1 °С; методом лазерной вспышки [3] были проведены измерения коэффициента тем-

пературопроводности образцов с интервалом 20 °С; коэффициент теплопроводности определялся расчетным способом через соотношение

$$\lambda = acρ,$$

где λ – коэффициент теплопроводности, a – коэффициент температуропроводности, c – удельная теплоемкость, ρ – плотность.

Во втором случае теплофизические свойства измерялись комплексным методом плоского нестационарного источника на анализаторе термических констант Hot Disk [4]. Данный метод позволяет определить по результатам одного измерения сразу три характеристики: удельную объемную теплоемкость, температуропроводность и теплопроводность образца. Для повышения точности результатов измерения в качестве исходных данных были заданы значения удельной теплоемкости, полученные методом ДСК на установке DSC 204 Phoenix F1. Измерения проведены с температурным шагом 20 °С.

В результате работы выполнены измерения теплофизических характеристик спеченных фрикционных материалов на основе оловянистой бронзы с добавлением порошков графита различных марок. Получены температурные зависимости удельной теплоемкости, коэффициентов температуропроводности и теплопроводности данных материалов.

Литература

1. Кипарисов С. С., Либенсон Г. А. Порошковая металлургия. М.: Металлургия, 1980. – 496 с.

2. Watson E. S., O'neill M. J., Justin J., Brenner N. A Differential scanning calorimeterfor quantitative differential thermal analysis // Analytical Chemistry. 1964. № 36 (7). P. 1233–1238.

3. Parker W. J., Jenkins R. J., Butler C. P., Abbott G. L. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity // J. of Applied Physics. 1961. № 32 (9). P. 1679–1684.

4. He Y. Rapid thermal conductivity measurement with a hot disk sensor: Part 1. Theoretical considerations // Thermochimica Acta. 2005. № 436 (1-2). P. 122–129.

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА, ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ФУЛЛЕРЕНА НА ИЗМЕНЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВОЛОКНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Н. С. Асрорзода[1], М. М. Сафаров[1], С. К. Сафаров[2], М. А. Зарипова[1]

[1]Таджикский технический университет имени акад. М. С. Осими, г. Душанбе
[2]Таджикский государственный медицинский университет имени Абуали ибни Сино, г. Душанбе

Приводятся результаты расчетного и экспериментального исследований теплопроводности и электропроводности медных и константановых проволок при различных температурах и концентрациях фуллерена С60 и С70 и диаметрах проволоки. Для исследования теплопроводности и электропроводности материалов использована разработанная и модернизированная установка на основе моста Уитстона. Общие относительные измерения теплопроводности и электропроводности данным методом при доверительной вероятности 0,95 соответственно равны 2.8% и 0.54%.

Ключевые слова: *мост Уитстона, константан, медь, алюминий, проволока, теплопроводность, электропроводность.*

Введение. Композиционные материалы на основе волокнистых материалов широко используются в медицине, космической технике, компьютерной технологии, электротехнике, радиотехнике и других отраслях. Композиционные материалы имеют высокие прочностные свойства, сочетающиеся с высокой теплопроводностью и электропроводностью. Для создания физических, химических и технологических моделей процессов в композиционных материалах, для численных расчетов и решения дифференциальных уравнения первого и второго порядков необходимо использовать электрофизические и теплофизические характеристики модельных объектов при различных температурах и концентрациях компонентов в исследуемых объектах.

Исследуемые образцы. В качестве объектов исследования были использованы плоские и объемныекомпозиты из высокопрочных волокон с добавкой фуллеренов, применяющиеся в фрикционных композиционных материалах (тормозные колодки, ленты), работающих в условиях особо тяжелых нагрузок и при высоких температурах. Такие прессованные сетки или путанка из высокопрочных волокон металлов традиционно используются в качестве пористых стенок в системах транспирационного испарительного охлаждения.

Теоретические и прикладные аспекты определения тепло- и электропроводности композиционных материалов. Теоретические основы определения теплопроводности и электропроводности композиционных материалов были определены в работах [1, с. 160; 2, с. 24]. Эффективные характеристики теплопроводности и электропроводности волокнистых композиционных материалов могут быть рассчитаны по формуле

$$\frac{\lambda}{\lambda^{|}} = \left[m_2^2 + (1-m_2)^2 + \frac{4\nu m_2(1-m_2)}{1+\nu}\right]. \quad (1)$$

Из уравнения (1) получим

$$\lambda = \lambda_{|}\left[m_2^2\nu + (1-m_2)^2 + \frac{4\nu m_2(1-m_2)}{1+\nu}\right], \quad (2)$$

где $\upsilon = \lambda_2/\lambda_1$, а в предельных случаях $m_2 = 0, m_2 = 1, \upsilon = 1$ [1, с. 158].

При разработке эффективных методов расчета величин, точное определение которых требует выполнения сложных математических преобразований, можно использовать упро-

щенные методы [2, с. 15]. Профессор П. В. Цой использовал различные способы для аналитического определения теплопроводности композиционного материала, такие как интегральные преобразования, решения задачи Коши для уравнения теплопроводности (уравнение параболического типа) и волнового (гиперболического) уравнения, в приближении граничных условий первого, второго и третьего рода [2, с. 32]. В отличие от него Э. Ч. Титчмарш [3, с. 210] для решения данной функции использовал интегральные преобразования.

Профессор П. В. Цой в своей монографии [2, с. 16] использовал интегральное преобразование Карсона–Лапласа, решение задачи Коши для уравнения теплопроводности [2, с. 21]. Он впервые получил решение для задачи Даламбера методом прямого применения интегрального преобразования, а также описал физическую интерпретацию решения в работах [4, с. 321; 7, с. 85].

В работе [5, с. 77] авторами было отмечено, что при изменении теплового потока во времени по произвольному закону точное решение поставленной задачи получить не удается. Решение данной проблемы рассмотрено в работах [6, с. 240; 7, с. 85], где предложено использовать алгоритм, позволяющий рассчитать временную зависимость коэффициента температуропроводности материалов $a = a(t)$.

Модель волокнистого материала с упорядочной структурой. Большинство технических тканей, матов, сетей сплетены из нити или прядей, последние, в свою очередь, сформированы из элементарных волокон, число которых в нити колеблется от 50 до 200. Волокна в нитях и сами нити расположены, как правило, в плоскости тканевого материала и перпендикулярного потоку тепла [1, с. 156]. При моделировании сделаем следующие допущения и ограничения: материал имеет однородную упорядоченную структуру из элементарных волокон, все волокна лежат в плоскости, перпендикулярной тепловому потоку; волокна пересекаются под прямыми углами, поперечное сечение волокон имеет форму квадрата (что равносильно замене цилиндрического волокна брусом равновеликого сечения) [1, с. 157].

Рассмотрим перенос тепла в элементарной ячейке, разбив ее на отдельные участки с помощью двух адиабатных плоскостей, параллельных потоку тепла. Тепловые сопротивления R_i отдельных участков (i = 1, 2, …, 6) могут быть определены по формуле для плоской стенки [1, с. 158]:

$$R_1 = \frac{2\Delta}{\Delta^2\lambda_1},\ R_2 = R_3 = \frac{\Delta}{\Delta(L-\Delta)*\lambda_2},\quad R_3 = R_4 = \frac{\Delta}{\Delta(L-\Delta)*\lambda_1},\ R_6 = \frac{2\Delta}{\Delta(L-\Delta)^2*\lambda_1}, \tag{3}$$

где λ_1 – теплопроводность материала элементарных волокон; λ_2 – теплопроводность пространства между волокнами, определяемая по формуле [1, с. 158]

$$\lambda_{2l} = \frac{\lambda_r}{1+B/(H\delta_i)} + 0{,}3\left(\frac{T}{100}\right)^3 \cdot \frac{1}{2}. \tag{4}$$

Эффективное тепловое сопротивление для такой структуры материалов вычисляется по формуле [1, с. 158]

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2+R_3} + \frac{1}{R_4+R_5} + \frac{1}{R_6}. \tag{5}$$

Эффективное тепловое сопротивление элементарной ячейки связано с ее размерами и эффективной теплопроводностью соотношением [1, с. 158]

$$R = \frac{2\Delta}{L^2\lambda}. \tag{6}$$

Приравняв (5) и (4) и проведя алгебраические преобразования с учетом выражение (5), получим формулу для расчета эффективной теплопроводности волокнистых материалов с упорядоченной структурой [1; 2]:

$$\frac{\Delta}{L} = \frac{\gamma_1}{\gamma_1+\gamma_1} = 1 - m_2. \quad (7)$$

Формулу для расчета удельного электрического сопротивления $\rho_э$ волокнистого материала с упорядоченной тканевой структурой можно получить, используя значения удельных электрических сопротивлений компонент

$$\lambda = \lambda_1[m_2^2\nu + (1-m_2)^2 + \frac{4\nu m_2(1-m_2)}{1+\nu}, \quad \nu = \frac{\lambda_2}{\lambda_1},$$

$$\frac{1}{\rho_э} = \frac{1}{\rho_1}[m_2^2\frac{\rho_1}{\rho_2} + (1-m_2)^2 + \frac{4\rho_1\rho_2^{-1}m_2(1-m_2)}{\rho_1\rho_2^{-1}}.$$

Результаты выполненных расчетов показали хорошее совпадение с результатами экспериментального исследования теплопроводности и электропроводности медных и константановых проволок при различных температурах и концентрациях фуллерена С60 и С70 и диаметрах проволоки. Для исследования теплопроводности и электропроводности композиционных материалов на основе медных и константановых проволок с добавлением фуллеренов С60 и С70 в различных концентрациях была использована установка на основе моста Уитстона. Относительное изменение теплопроводности и электропроводности составило соответственно 2.8% и 0.54% при доверительной вероятности 0,95.

Предложенные подходы могут быть использованы для расчетов удельного электрического сопротивления волокнистых материалов с упорядоченной тканевой структурой и для расчетов волокнистых композиционных материалов.

Литература

1. Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга. М.: Энергия, 1974. – 264 с.

2. Цой П. В. Системные методы расчета краевых задач тепломассопереноса. М.: Изд-во МЭИ, 2005. – 568 с.

3. Титчмарш Э. Ч. Введение в теорию интегралов Фурье. М., Л.: Физматгиз, 1948. – 382 с.

4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. – 736 с.

5. Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1974. – 404 с.

6. Цой П. В. Методы расчета отдельных задач тепломассопереноса. М.: Энергия, 1971. – 384 с.

7. Кутателадзе С. С., Веников В. И. Графики для расчета теплопроводности в пластине, цилиндре и шаре при температуре внешней среды, изменяющейся линейно во времени // Изв. вузов. Сер. Энергетика. 1960. № 8. С. 85–97.

УДК 538.9, 536.2.01, 536.21

ВЛИЯНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ НА ЭФФЕКТИВНУЮ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ НАНОПЛЕНОК И КОНТАКТНОЕ ТЕРМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ИНТЕРФЕЙСОВ

А. А. Баринов

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Разработан новый метод для учета влияния реальной шероховатости поверхности образца на интенсивность теплообмена в твердотельных наноструктурах. Предложенный метод впервые базируется на рассмотрении статистики наклонов профиля случайной поверхности. Этот метод применен, во-первых, к расчету контактного термического сопротивления шероховатого интерфейса на примере контакта Al/Si*; во-вторых – для расчета эффективной теплопроводности нанопленок с учетом морфологии образца (шероховатости поверхности, толщины и длины пленки) на примере кремния.*

Ключевые слова: *морфология поверхности, шероховатость, контактное термическое сопротивление, интерфейс, эффективная теплопроводность, нанопленки.*

Одним из активно развивающихся трендов в науке и технике является миниатюризация и применение структурных элементов наномасштаба и низкоразмерных структур (например, в приборостроении и материаловедении) [1]. В таких объектах существенную либо определяющую роль в теплопереносе начинают играть процессы рассеяния переносчиков теплоты на границах образца – так называемый граничный эффект. При этом возникает фундаментальная задача по созданию достоверных и надежных методов расчета и прогнозирования теплофизических свойств. В данной работе учет влияния морфологии поверхности твердотельных образцов на интенсивность теплообмена рассматривается на примере двух задач:

1) влияние свободной границы образца на эффективную теплопроводность при распространении тепла вдоль пленок (трубок и нитей) нанометровой толщины;

2) влияние интерфейса (области контакта) между двумя твердыми телами на контактное термическое сопротивление.

В рамках проведенного исследования выделим ключевые тезисы.

1. Из анализа [2] ряда экспериментальных работ по исследованию теплопроводности наноструктур и контактного термического сопротивления установлено, что интенсивность теплообмена напрямую зависит не только от средней квадратичной шероховатости поверхности σ (средняя «высота» шероховатости), но также и от интервала корреляции l («длины» шероховатости). Проблема заключается в том, что существующие модели базируются на однопараметрическом задании шероховатости поверхности [2] через так называемый параметр зеркального отражения, учитывающий только либо «высоту», либо «длину» шероховатости.

2. Предложен принципиально новый подход – описание шероховатой границы с помощью модели статистически случайного профиля [2, 3] и рассмотрения распределения градиентов (углов) наклона такого профиля, а не линейных геометрических размеров шероховатости. При этом в качестве примера рассмотрена случайная двумерная поверхность $y = \zeta(x, z)$ с образующими вдоль оси z (рис. 1), для которой углы наклона (т. е. модуль производной $n = \left|\nabla\zeta\right|$) распределены по закону Гаусса. Так как угол наклона профиля φ связан с градиентом n соотношением $n = \tan\varphi$, то функция распределения по углам наклона примет вид

$$w(\varphi) = \frac{1}{\gamma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\tan^2\varphi}{2\gamma^2}\right) \frac{1}{\cos^2\varphi} \quad (-\pi/2 \le \varphi \le \pi/2). \tag{1}$$

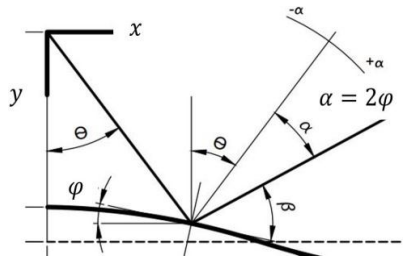


Рис. 1. Основные геометрические параметры при отражении фононов от шероховатой границы: θ – угол падения; φ – угол, характеризующий наклон профиля относительно средней линии; β – угол «отражения»; α = 2φ – угол, характеризующий разницу между зеркальным отражением и диффузным. Указанные углы задаются относительно нормали к поверхности

Таким образом, в соответствии с моделью (1) для описания шероховатой поверхности задается средний угол γ наклона профиля шероховатой поверхности – дисперсия первой производной по профилю шероховатой поверхности $\overline{(\zeta')^2} \equiv \gamma^2$, которая определяется в соответствии с выражением $\gamma = \sigma/l$. Преимущество модели – одновременный учет среднеквадратичного значения шероховатости σ (высота) и интервала корреляции l (длина).

3. Разработан новый метод расчета взаимодействия фононов с шероховатыми поверхностями твёрдых тел [2, 3], основанный на применении приближения Кирхгофа – рассмотрении касательных плоскостей, от которых происходит отражение переносчиков тепла (фононов в полупроводниках и диэлектриках) при взаимодействии с каждой точкой шероховатой поверхности и определении углов отражения от такой поверхности (см. рис. 1). Данный подход, во-первых, позволяет обобщить общепринятые методы расчета теплофизических свойств на случай реальной шероховатой границы раздела при помощи простых модификаций (см. п. 4), а во-вторых, он предоставляет инструмент для определения проводимости Капицы и эффективной продольной теплопроводности и изучения влияния шероховатости на интенсивность теплообмена (см. п. 5).

4. Для расчета теплофизических свойств применяется кинетическая теория фононов (формализм Ландауэра), в соответствии с которой выражение для определения эффективной теплопроводности с учетом размерного эффекта записывается в форме [3]

$$k_{film}\left(L_z,T,\gamma,j\right)=\sum_{k_z}\left(\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} C_{ph}\left[\omega_j(k),T\right]v_{g,j}(k)l_b\left[\gamma,\theta(k,k_z),L_z\right]\cos\left\langle\widehat{\mathbf{k},\mathbf{q}}\right\rangle\frac{k\mathrm{d}k}{6\pi^2}\right)\Delta k_z, \qquad (2)$$

а проводимость Капицы, величина обратная контактному термическому сопротивлению [4]:

$$h_K=\frac{1}{3}\sum_j\int_0^{\omega_{\max,j}}\int_0^{\pi/2} C_{ph}(\omega,T)DOS_j(\omega)v_{g,j}(\omega)\alpha_{1-2,j}(\omega,\theta)\cos\theta\sin\theta d\theta d\omega, \qquad (3)$$

где ω – частота фонона, k – волновое число; j – поляризация, C_{ph} – фононная теплоемкость, $C_{ph}=\hbar\omega\cdot\partial f_{BE}/\partial T$; $f_{BE}=\left[\exp\left(\hbar\omega/k_BT\right)-1\right]^{-1}$ – функция распределения Бозе–Эйнштейна; DOS_j – функция плотности состояний; $v_{g,j}$ – групповая скорость фононов; θ – угол наклона падающей волны; $\alpha_{1\text{-}2,j}$ – коэффициент переноса, l_j – длина свободного пробега фононов.

Таким образом, учет шероховатости при расчете теплофизических свойств происходит через длину свободного пробега l_j в (2) и через коэффициент переноса $\alpha_{1\text{-}2,j}$ в (3).

5. Разработанный метод учёта взаимодействия фононов с шероховатой границей образца использован для расчета теплофизических свойств с учетом морфологии.

На рис. 2 представлены результаты расчета эффективной теплопроводности тонких плёнок (2), а на рис. 3 – проводимость Капицы (3). Наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными. На каждом из рисунков проведено сравнение с расчетами для гладкой границы (интерфейса). Так, на рис. 3 при увеличении шероховатости наблюдается значительное уменьшение проводимости Капицы. Это связано с тем, что уменьшается доля

фононов, способных преодолеть интерфейс и перейти из среды 1 в среду 2, поэтому, как следствие, уменьшается эффективный коэффициент переноса (3).

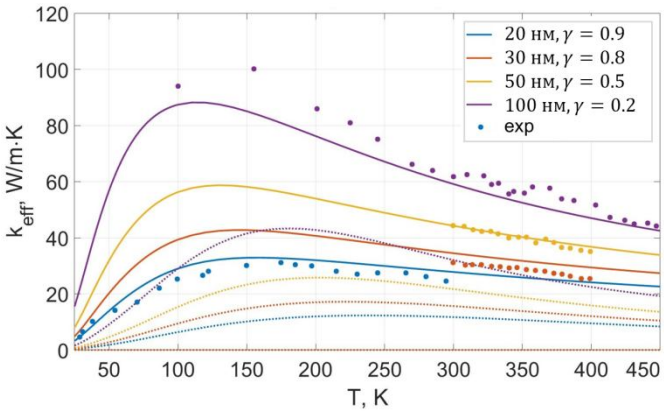


Рис. 2. Эффективная теплопроводности вдоль пленок кремния [2] в зависимости от среднеквадратичного наклона профиля γ: сплошные линии – модель автора; пунктирные – модель Холленда (полностью диффузное отражение); точки – экспериментальные данные

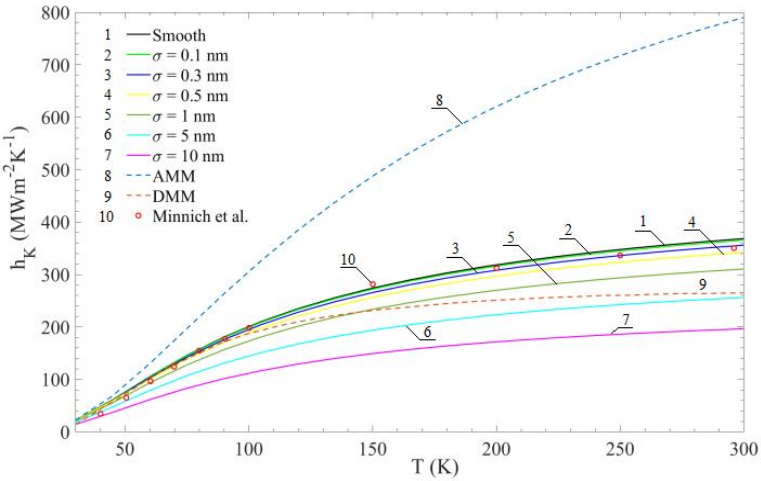


Рис. 3. Проводимость Капицы для интерфейса Al-Si в зависимости от температуры и шероховатости σ [4]: 1 – гладкий интерфейс, 2–7 – интерфейсы с различной σ при l = 10 нм; 8 и 9 – расчет по AMM и DMM; 10 – данные эксперимента

6. Показана необходимость анализа шероховатости поверхности при экспериментальном определении теплопроводности и контактного термического сопротивления. В настоящее время этому вопросу не уделяется должного внимания, опытные данные весьма скудные. Во-первых, требуется оценка параметров профиля реальной (шероховатой) поверхности наноструктур – среднеквадратичной шероховатости (средней высоты) и длины корреляции (базовой длины), комбинация которых образует среднеквадратичный угол наклона профиля. Во-вторых, необходимо изучение профиля поверхности наноструктур (определение вероятностной плотности распределения углов наклона), так как на данный момент общепринятым является распределение Гаусса и требуется подтверждение его применимости для различных поверхностей наноструктур и интерфейсов, в том числе с атомарной шероховатостью.

Литература

1. Хвесюк В. И., Баринов А. А., Лю Б., Цяо В. Принципиально новые подходы к решению теплофизических задач применительно к наноэлектронике // Изв. вузов. Материалы электронной техники. 2023. Т. 26, № 3. С. 190–197.

2. Баринов А. А. Разработка метода расчета теплопроводности тонких пленок на основе статистических моделей взаимодействия фононов с шероховатыми границами наноструктур: автореф. дис. ... канд. техн. наук: (01.04.14). М., 2022. – 18 с.

3. Barinov A. A., Liu B., Khvesyuk V. I. A new technique for modelling phonon scattering processes at rough interfaces and free boundaries of solids. // J. Phys.: Conf. Ser. 2022. Vol. 2150. Art. 012021.

4. Liu B., Khvesyuk V. I., Barinov A. A., Wang M. Effect of interfacial roughness on thermal boundary conductance: an elastic wave model using the Kirchhoff approximation // Int. J. Mech. Sci. 2022. Vol. 218. Art. 106993.

УДК 536.46 + 691.1 + 699.81

ВЛИЯНИЕ ОСНОВНЫХ КОМПОНЕНТОВ НАПОЛНИТЕЛЯ НА ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ОГНЕСТОЙКОСТЬ ВСПЕНИВАЕМЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. В. Богданова, О. И. Кобец, А. Б. Перевозникова

Учреждение Белорусского государственного университета "Научно-исследовательский институт физико-химических проблем", г. Минск
kobetsoi@mail.ru

Для определения факторов, обусловливающих огнестойкие свойства вспениваемых композиционных материалов, проведено исследование влияния каждого из компонентов в рецептуре наполнителя и их сочетаний на параметры горючести (потерю массы и максимального приращения температуры при огневых испытаниях). Установлено, что только в случае использования комплексной огнезамедлительной системы, включающей несколько компонентов-синергистов, работающих по различным механизмам огнезащиты, можно снизить параметры горючести термовспениваемого композиционного материала. Показано, что азот-фосфор-металлсодержащая газо-коксообразующая система и терморасширяющийся графит в составе комплексного наполнителя участвуют в образовании органоминеральных изолирующих пенококсовых структур и летучих ингибиторов горения. Инертный силикатный компонент с высокой удельной теплоемкостью в основном физически «разбавляет» содержание органического горючего в к-фазе, снижая тепломассоперенос при термолизе, что необходимо учитывать при разработке термовспениваемых огнестойких композитов.

Ключевые слова: *термовспениваемые композиционные материалы, огнестойкость, газо-коксообразующая система, инертные металлосиликатные минералы.*

Термовспениваемые полимерные композиционные материалы (ТПКМ) в настоящее время довольно широко используются для превентивной огнезащиты конструктивных элементов [1] в строительной отрасли. Эффективные огнетермозащитные вспениваемые композиты, как правило, содержат в рецептурах помимо связующего многокомпонентные огнезамедлительные системы, включающие органические, неорганические азот-, фосфор-, хлор-, бор-, кремний- и/или металлсодержащие соединения [2]. Однако недостаточность информации о вкладе индивидуальных компонентов вспенивающих систем наполнителя в улучшение физико-химических и огнестойких свойств ТПКМ не позволяет направленно воздействовать на процессы тепло- и массопереноса при термолизе и горении термовспениваемых композитов, применяемых для конструктивной огнезащиты.

С целью определения факторов, обусловливающих огнестойкие свойства вспениваемых композиционных материалов, проведено исследование влияния каждого из компонентов наполнителя в рецептуре и их сочетаний на параметры горючести композитов.

Объектом исследования выбран термовспениваемый композиционный материал [3] – ТПКМ 1 (табл. 1) на основе термопластичного полимерного связующего (смесь сэвилена с бутилкаучуком и хлорпарафином) и получен ряд модельных композитов (ТПКМ 2–7). В качестве наполнителей ТПКМ 1 (базового) и модельных вспениваемых композитов (ТПКМ 2–7) использовали следующие индивидуальные компоненты или их смеси: терморасширяющийся графит (ТРГ), металлосиликатные минералы (МСМ) с высокой удельной теплоемкостью, газо-коксообразующая система (ГКС), состоящая из азот-, фосфор-, металлсодержащих соединений.

Физико-механические свойства (вспенивание и механическую прочность) продуктов прогрева исследуемых ТПКМ оценивали по коэффициенту вспенивания по объему (K_v) и относительной деформации сжатия (ε, %) соответственно. K_v вычисляли как отношение объема пенококса к объему непрогретого образца, а ε – как отношение изменения высоты

($\Delta h = h_0 - h_{кон}$) вспененного слоя под вертикально действующей нагрузкой в 80 Па ($h_{кон}$) к высоте пенококса без нагрузки (h_0). Вспенивание считалось удовлетворительным при $K_v \geq 10$. Характеристики горючести базового и модельных композитов получали по результатам огневых испытаний по ГОСТ 12.1.044. Комплексный термический анализ проводили на установке Netzsch STA 449 C в интервале температур 30–800 °C со скоростью нагрева 10 K/мин в атмосфере кислород/азот. Фазовый состав исходной и прогретой в том же температурном интервале газо-коксообразующей системы анализировали на дифрактометре ДРОН-2 (CuK_α – излучение) с идентификацией кристаллических фаз с помощью программного обеспечения ICDD. На первом этапе исследования в сопоставительных условиях изучены физико-механические свойства (вспенивающая способность и механическая прочность) продуктов прогрева базового и модельных композитов в интервале температур 300–800 °C (табл. 1).

Таблица 1

Состав и содержание наполнителей в базовом и модельных композитах, вспенивание, механические свойства продуктов прогрева, характеристики горючести исследуемых ТПКМ

Номер ТПКМ	Компоненты/ содержание в ТПКМ, мас. ч.	Вспенивание, K_v			Относительная деформация сжатия, ε, %			Горючесть	
		300 °C	500 °C	800 °C	300 °C	500 °C	800 °C	Δm, %	Δt_{max}, °C
1	ГКС / 25; МСМ / 22,5; ТРГ / 12,5	П	33,7	15,2	1,2	10,7	76,2	53	68
2	ТРГ / 12,5	5,2	59,2	Р	13,1	45	–	80	122
3	ГКС / 25	П	НВ	НВ	–	–	–	77	87
4	МСМ / 22,5	П	НВ	НВ	–	–	–	66	89
5	ГКС / 25; МСМ / 22,5	П	НВ	НВ	–	–	–	57	81
6	ТРГ / 12,5; МСМ / 22,5	4,2	57,1	Р	13,0	68,5	–	56	90
7	ТРГ / 12,5; ГКС / 25	14,5	43,2	11,1	5,9	7,4	78	64	66

Примечание. П – образец оплавлен; Р – образец разрушается после прогрева; НВ – не образуется вспененная структура (оплавленный образец немного увеличен в объеме)

На вспенивающую способность (см. табл. 1) модельных композитов существенное влияние оказывают ТРГ-содержащие наполнители: максимальное вспенивание наблюдается для ТПКМ 2, 6 и 7 при 500 °C. При этом вспенивающая система ТРГ + ГКС (ТПКМ 7) по сравнению с другими наполнителями способствует вспениванию композита во всем температурном интервале. При использовании ТРГ индивидуально (ТПКМ 2) или в смеси с МСМ (ТПКМ 6) в интервале температур 700–800 °C вспененные продукты прогрева разрушаются.

По показателю механической прочности продуктов прогрева (относительной деформации сжатия) сопоставимые результаты с базовым образцом характерны для ТПКМ 7, тогда как два других ТРГ-содержащих модельных композита (ТПКМ 2 и 6) образуют рыхлые непрочные пенококсы в интервале температур 300–700 °C, разрушающиеся при дальнейшем нагревании. Для ТПКМ 3, 4 и 5, содержащих ГКС или МСМ индивидуально или в смеси (ГКС+МСМ), деформацию сжатия не определяли, поскольку образцы при нагревании до 500 °C не образуют вспененных структур ($K_v << 10$), а лишь оплавленную немного увеличенную в размерах массу, которая при 700–800 °C деструктурируется.

По данным огневых испытаний по ГОСТ 12.1.044 характеристики горючести одно- и двухкомпонентных модельных композитов в целом ухудшаются по сравнению с ТПКМ 1 за счет увеличения определяемых показателей – потери массы (Δm) и максимального приращения температуры (Δt_{max}). Этот факт в случае применения ГКС, МСМ или ТРГ индивидуально, а также двойной системы ТРГ+МСМ можно объяснить неспособностью к образованию термоизолирующих вспененных структур (ТПКМ 3 и 4) или низкой механической прочностью пенококсов (ТПКМ 2 и 6). Вместе с тем попарное использование компонентов наполнителя приводит к некоторому улучшению показателей горючести двухкомпонентных композитов (ТПКМ 5–7) по сравнению с однокомпонентными (ТПКМ 2–4). Особенно это заметно при комбинировании ГКС с МСМ или с ТРГ (ТПКМ 5 и 7): в сравнении с однокомпонентным ТПКМ 2 в случае двухкомпонентных ГКС-содержащих композитов зафиксированы на 10–17% и в 1,6–1,8 раза более низкие характеристики горючести (Δm и Δt_{max}).

Для выявления причин различной огнестойкости базового и модельных композитов дополнительно исследовали термические свойства ТПКМ 1 и ТПКМ 5–7, содержащих двойные системы наполнителей, а также термическое поведение и изменение фазового состава этих же наполнителей в интервале температур 30–800 °С.

Рентгенографически установлено, что изменение фазового состава исходных и прогретых (200–800 °С) наполнителей происходит в основном для ГКС-содержащих систем. На рентгенограммах ГКС с ростом температуры наблюдается постепенное уменьшение интенсивностей пиков кристаллических фаз соединений, входящих в состав ГКС (фосфат аммония, амин, карбонаты щелочноземельных металлов). Полное преобразование азот- и фосфорсодержащих соединений в аморфные продукты (РАФ) и/или неидентифицированные фазы (НФ) происходит в интервале темпертур 250–300 °С, тогда как исчезновение рефлексов, относящихся к металлокарбонатам, наблюдается при более высоких температурах (700–800 °С). РАФ и НФ, представленные конденсированными фосфатами, образующимися в процессе термической дегидратации и конденсации азот-фосфорсодержащих соединений, и соединения щелочноземельных металлов способны принимать участие в формировании органоминеральных термоизолирующих пенококсовых структур ГКС-содержащих ТПКМ.

По ДСК-кривым комплексного термического анализа (табл. 2) для ГКС-содержащих двойных наполнителей (ГКС + МСМ и ГКС + ТРГ) установлено, что в низкотемпературной области на них обязательно присутствует небольшой эндотермический эффект (при T_{min} = = 165 и 173 °С), а в случае ТРГ-содержащих систем (ТРГ + МСМ и ТРГ + ГКС) – экзотермический эффект в высокотемпературной области (при T_{max} = 727 и 702 °С). При этом суммарное тепловыделение ($\Sigma Q_н$) в случае ТРГ-содержащих наполнителей в 4–6 раз выше, чем для ГКС + МСМ за счет протекания окислительных экзотермических процессов термодеструкции ТРГ в температурном интервале 650–800 °С (для индивидуального ТРГ ΣQ = 9436 Дж/моль).

Таблица 2

Данные комплексного термического анализа для базового, модельных двухкомпонентных ТПКМ и наполнителей, входящих в состав композитов

Номер ТПКМ	Данные ДСК и ТГ для наполнителей					Данные ДСК и ТГ для ТПКМ				
	$\Sigma Q_н$, Дж/г	T_{min}, °С	T_{max}, °С	h_{max}, мВт/мг	$\Delta m_{общ}$, %	$\Sigma Q_к$, Дж/г	T_{min}, °С	T_{max}, °С	h_{max}, мВт/мг	$\Delta m_{общ}$, %
1	1272	178	698	3,9	35,9	9946	193	358	6,4	67,8
5	559	165	–	–	30	6935	181	403	7,0	63,7
6	3590	–	727	10,3	25	11036	–	477	12,2	67,5
7	2353	173	702	5,7	64,1	10471	191	366	7,8	83,1

Согласно данным комплексного термического анализа базового и модельных двухкомпонентных композитов (ТПКМ 5–7) установлено, что на кривых ДСК в области температур 250–400 °С для всех образцов наблюдается комплексный экзотермический эффект (см. табл. 2), который на ТГ-кривых в этом же интервале сопровождается существенной потерей массы (Δm > 30%). При этом высота максимального экзотермического пика (h_{max}) для всех модельных композитов превышает h_{max} для ТПКМ 1: 7 мВт/мг (T_{max} = 403 °С), 12,2 мВт/мг (T_{max} = 477 °С), 7,8 мВт/мг (T_{max} = 366 °С) в сравнении с 6,4 мВт/мг (T_{max} = 358 °С) соответственно. Обращает на себя внимание более высокое суммарное тепловыделение ($\Sigma Q_к$) для ТРГ-содержащих модельных композитов, что связано с термоокислением ТРГ при T > 650 °С. Так, для ТПКМ 6 и 7 суммарное тепловыделение в 1,5–1,6 раз выше по сравнению с ТПКМ 5. Более низкое по сравнению с базовым композитом значение $\Sigma Q_к$ для ТПКМ 5 с наполнителем ГКС + МСМ объясняется отсутствием ТРГ в рецептуре и образованием летучих ингибиторов горения, а также эндотермическими реакциями дегидратации, протекающими при термолизе азот-фосфорсодержащих компонентов ГКС.

Таким образом, в результате сопоставительных исследований вспенивающих, физико-механических, термических свойств и огнестойкости исследуемых базового и модельных композиционных материалов, а также термических и фазовых превращений соответствующих вспенивающих огнезамедлительных систем установлено, что удовлетворительные огнестойкие свойства композитов обеспечиваются при использовании комплексной огнезамедлительной системы, включающей несколько компонентов-синергистов, работающих по различным механизмам огнезащиты. При этом требуемые показатели горючести обусловлены поиском баланса между содержанием в композите добавок, обеспечивающих образование изолирующих органоминеральных структур и ингибирование радикальных процессов в пламенной зоне.

Литература

1. Гаращенко А. Н., Берлин А. А., Кульков А. А. Способы и средства обеспечения требуемых показателей пожаробезопасности конструкций из полимерных композитов (обзор). // Пожаровзрывобезопасность. 2019. Т. 28, № 2. С. 9–30.

2. Ненахов С. А., Пименова В. П. Физико-химия вспенивающихся огнезащитных покрытий на основе полифосфата аммония (Обзор литературы) // Пожаровзрывобезопасность. 2010. Т. 19, № 8. С. 11–58.

3. Богданова В. В., Кобец О. И. Исследование влияния термических превращений компонентов вспениваемых композиций на их огне-термозащитные свойства. // Горение и взрыв. 2020. Т. 13, № 4. С. 108–115.

УДК 536.24 621.03

РАСЧЁТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КАТУШЕК ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО МАТЕРИАЛА

С. А. Будник, А. Г. Викулов, В. В. Ильин, А. В. Моржухина

Московский авиационный институт, г. Москва, Россия

Разработана методика расчетно-экспериментального определения теплофизических характеристик (ТФХ) катушек из высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП), входящих в состав статора генератора. В ходе эксперимента были реализованы температурные режимы, близкие к эксплуатационным условиям: охлаждение катушки от 300 К до 78 К и последующий нагрев до 300 К. Вычисление значений ТФХ производилось по данным измерений температур во внутренних точках образцов. По найденным свойствам планируется изучить электротепловое взаимодействие в ВТСП до его перехода в сверхпроводящее состояние. В результате анализа методов решения задачи идентификации математических моделей теплопереноса в работе используется метод итерационной регуляризации.

Ключевые слова: *высокотемпературный сверхпроводник, обратные задачи теплообмена, метод итерационной регуляризации, криогенные процессы.*

Исследуемый фрагмент обмотки катушки представляет собой многослойную конструкцию на основе тонкой ВТСП-ленты (рисунок), которую целесообразно считать ортотропным композиционным материалом (КМ) со сложной структурой. Материал имеет существенное различие в значениях коэффициента теплопроводности вдоль оси, перпендикулярной плоскости лент обмотки, и вдоль осей, лежащих в плоскости лент обмотки. Характеристики такого КМ целесообразно рассматривать как некоторые эффективные ТФХ, присущие материалу конкретной намотки, имеющей реальные технологические дефекты. Подход с определением эффективных значений ТФХ КМ со сложной структурой может оказаться единственно надежным и наиболее применимым в инженерной практике.

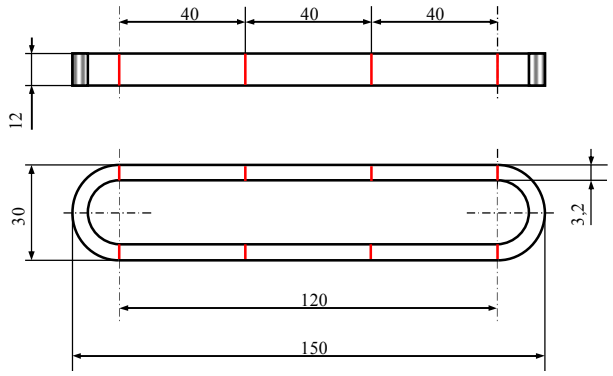


Схема технологической обмотки из ВТСП-ленты. Красными линиями выделена схема раскроя обмотки на элементы для изготовления экспериментального образца

Для решения задач определения параметров теплового взаимодействия с криогенными жидкостями и эффективных ТФХ для подобных КМ может быть успешно использована комплексная экспериментально-расчетная методология идентификации процессов теплообмена на основе методов обратных задач теплообмена (ОЗТ) [1–6].

Одной из важнейших составных частей комплексной методологии экспериментально-расчетного определения характеристик тепловых режимов и ТФХ теплотехнических материалов на основе решения ОЗТ является теплофизический эксперимент [6]. В ходе работ был разработан и изготовлен специальный экспериментальный модуль для криогенных испытаний.

Полученные в криогенных испытаниях результаты подтвердили существенные различия в характеристиках тепловых режимов исследуемых образцов, что свидетельствует о значительных различиях в ТФХ образцов. Проведенные испытания подтвердили работоспособность разработанного экспериментального оборудования и показали высокую эффективность предложенной методики проведения испытаний при определении комплекса ТФХ композиционных материалов в условиях криогенных температур.

На основе проведенных испытаний получены результаты вторичной обработки экспериментальной информации на основе решения соответствующих ОЗТ по определению комплекса эффективных ТФХ фрагмента реальной обмотки катушки на основе ВТСП-ленты вдоль оси перпендикулярной плоскости лент обмотки и вдоль осей, лежащих в плоскости лент обмотки. В таблице приведены оценочные значения среднеквадратичного и максимального расхождения рассчитанных температур от измеренных в экспериментах.

Расхождение температур

Номер образца	Среднеквадратичное расхождение, °C	Максимальное расхождение, °C
№ 1 (испытание 1, нагрев)	1.32	5.3
№ 1 (испытание 1, охлаждение)	1.24	4.9
№ 1 (испытание 2, нагрев)	1.21	5.0
№ 1 (испытание 2, охлаждение)	1.26	4.6
№ 2 (испытание 1, нагрев)	1.23	4.5
№ 2 (испытание 1, охлаждение)	1.29	4.9
№ 2 (испытание 2, нагрев)	1.32	5.1
№ 2 (испытание 2, охлаждение)	1.31	4.7
№ 2 (испытание 3, нагрев)	1.28	4.4
№ 2 (испытание 3, охлаждение)	1.26	4.5

Литература

1. Алифанов О. М. Обратные задачи теплообмена. М.: Машиностроение, 1988. – 280 с.

2. Nenarokomov A. V., Alifanov O. M., Budnik S. A., Netelev A. V. Research and development of heat flux sensor for ablative thermal protection of spacecrafts // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 97. P. 990–1000.

3. Nenarokomov A. V., Krainova I. V., Alifanov O. M., Budnik S. A., Dombrovsky L. A. Identification of radiative heat transfer parameters in multilayer thermal insulation of spacecraft // Int. J. of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. 2017. Vol. 27, № 11. P. 598–614.

4. Krainova I. V., Nenarokomov A. V., Budnik S. A., Titov D. M., Alifanov O. M., Dombrovsky L. A. A generalized analytical model for radiative transfer in vacuum thermal insulation of space vehicles // J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2017. Vol. 195.

5. Albano M., Gabrielli A., Ianelli S., Alifanov O. M., Budnik S. A., Morzhukhina A. V., Nenarokomov A. V., Titov D. M., Marchetti M. Carbon / Carbon high thickness shell for advanced space vehicles // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 128. P. 613–622.

6. Alifanov O. M., Budnik S. A., Nenarokomov A. V., Titov D. M. Parametric identification of a mathematical model of heat transfer in carbon–carbon (C–C) materials for aeronautical application // Russian Aeronautics. 2016. Vol. 59, № 4. P. 548–551.

УДК 538.953:536.212.2

ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫЕ СПЛАВЫ CoCrFeNi: СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В. А. Быков, Т. В. Куликова, Д. А. Коваленко, И. С. Сипатов, Е. В. Стерхов

Институт металлургии УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Ключевые теплофизические свойства, необходимые для успешного проектирования и использования сплавов CoCrFeNi в теплофизических приложениях, были измерены экспериментально, а результаты сопоставлены с литературными значениями, полученными ранее для коммерческих сплавов Ni–Cr и эквиатомного сплава CoCrFeNi. В частности, коэффициент температуропроводности, коэффициент теплового расширения и удельная теплоемкость литых и гомогенизированных CoCrFeNi образцов были измерены в диапазоне температур, позволяющем рассчитать теплопроводность до 1173 K. Было обнаружено, что теплопроводность и температуропроводность CoCrFeNi сплавов отклоняются от монотонного поведения в диапазоне температур от 773 до 1100 K. Подобное отклонение от монотонного поведения наблюдалось ранее только на температурных кривых КТР и теплоемкости эквиатомного сплава CoCrFeNi. Нелинейное поведение, прежде всего, является результатом явлений ближнего порядка/беспорядка для гомогенизированных образцов, а для исходных образцов дополнительно неравновесным затвердеванием образца в условиях дуговой плавки.

Ключевые слова: *высокоэнтропийные сплавы CoCrFeNi, однофазный твердый раствор, теплопроводность, теплоемкость, коэффициент термического расширения.*

Система CoCrFeNi относится к однофазным концентрированным сплавам твердого раствора и послужила основой для создания Cantor-CoCrFeNiMn сплава [1]. Интерес к исследованиям сплавов на основе CoCrFeNi связан с их структурными особенностями, а именно, образованием высокотемпературного стабильного fcc однофазного или fcc + bcc двухфазного твердого раствора в зависимости от добавок Al, Si. Cu и др., а также превосходными механическими и коррозионными свойствами [2–4]. Кроме того, в системе CoCrFeNi обнаружен [5] эффект, схожий с K-state transition [6].

Коэффициент термического расширения, плотность и теплопроводность как функции от температуры важны для изучения фазовых превращений, конструирования материалов, в процессах теплообмена и терморасширения материалов, т. е. являются фундаментальными параметрами в области материаловедения и физики конденсированного состояния. Несмотря на проведенные многочисленные исследования механических свойств и структурного состояния в системе CoCrFeNi [7], ключевые теплофизических характеристики CoCrFeNi сплавов при высоких температурах и их взаимосвязь со структурой изучены недостаточно.

В работе мы систематически исследовали теплофизические свойства литых и гомогенизированных сплавов CoCrFeNi. Температуропроводность и термическое расширение как функции от температуры были измерены с помощью метода лазерной вспышки и дилатометрии соответственно. В дальнейшем по результатам измерения выше указанных свойств были рассчитаны и сопоставлены теплопроводность, теплоемкость и коэффициент термического расширения.

В литом состоянии, электродуговым сплавлением и в кристаллическом состоянии после длительного высокотемпературного отжига синтезированы образцы следующих составов (содержание компонентов сплава указаны в ат.%): $Co_{25}Cr_{25}Fe_{25}Ni_{25}$, $Co_{20}Cr_{20}Fe_{30}Ni_{30}$, $Co_{20}Cr_{30}Fe_{30}Ni_{20}$, $Co_{30}Cr_{20}Fe_{20}Ni_{30}$, $Co_{30}Cr_{30}Fe_{20}Ni_{20}$, $Co_{20}Cr_{20}Fe_{20}Ni_{40}$, и $Co_{30}Cr_{30}Fe_{30}Ni_{10}$. Методом рентгенофазового и рентгеноструктурного анализа с поверхности слитков для всех синтезированных образцов выполнен фазовый анализ, определены тип и параметры элементарных ячеек кристаллических структур. Все сплавы, за исключением $Co_{30}Cr_{30}Fe_{30}Ni_{10}$, представляют собой однофазный твердый раствор с гранецентрированной кубической симметри-

ей. Сплав $Co_{30}Cr_{30}Fe_{30}Ni_{10}$ содержит две фазы: кубическую и гексагональную. Все однофазные литые образцы имеют тенденцию к образованию сильно текстурированной столбчатой структуры с преимущественным направлением (200).

Микроструктура литых и отожженных сплавов изучена методами оптической и растровой микроскопии. По данным оптической микроскопии в литых образцах зерна имеют преимущественно игольчатую структуру. При термической гомогенизации образцы приобретает зернистую структуру, близкую к равноосной. Литые образцы содержат зерна игольчатой формы с размерами 100–300 и 800–1200 мкм по ширине и длине соответственно. Размер зерен гомогенизированных образцов составляет около 1–1,2 мм. Гомогенизированные образцы отличаются от литых формой зерен и уменьшением интенсивности направления (200) выделенной кристаллизации.

Методами дилатометрии изучена структурная и фазовая стабильность сплавов CoCrFeNi в условиях высокотемпературного нагрева. Установлено, что с ростом температуры структурных изменений в сплавах, согласно данным дилатометрии, не происходит вплоть до 650 К. На кривых коэффициента теплового расширения (КТР) литых образцов обнаружены две впадины с минимумами в интервале 700–750 и 900–950 К. Отклонение от прямого хода кривой КТР для всех литых образца начинается при 650 К и возвращается к прямому ходу после 1000 К. Наблюдаемые аномалии на КТР при первом нагреве литого образца определяются условиями синтеза, а именно в каких термических условиях и с какой скоростью затвердевал образец. Эти условия определяют исходную структуру образца и существенно влияют на температурный ход кривой КТР при первом нагреве. Термически обработанный литой образец демонстрирует один четкий обратимый эффект на кривой КТР.

Проведены расчеты теплоемкости литых сплавов из экспериментов по температуропроводности и построены температурные зависимости $C_p(T)$. Анализ полученных кривых позволяет констатировать, что в области температур 770–900 К наблюдается резкий подъем значений теплоемкости в виде ступеньки. Анализ литературных данных по теплоёмкости показал, что в области температур 750–850 К для эквиатомного сплава CrFeCoNi наблюдается эндотермическая реакция, сопровождающая S-образным изменением кривой $C_p(T)$. Это изменение на температурной кривой удельной теплоемкости, как и в случае с аномалией на кривой КТР, предположительно связано с протеканием химической реакции ближнего порядка/беспорядка.

В ходе проведенных исследований получены температурные зависимости температуропроводности литых Cr-Fe-Co-Ni сплавов в интервале температур T = 300–1200K. Отметим, что значения температуропроводности $a(T)$ подробно изучены при высоких температурах впервые. Кривые температуропроводности нелинейны и имеют положительный температурный коэффициент. Значения температуропроводности однофазных образцов имеют близкие величины, а у двуфазного образца температуропроводность выше, чем у однофазных. Зависимость температуропроводности от температуры для литых и гомогенизированных сплавов Cr-Fe-Co-Ni меняется немонотонным образом в интервале температур T = 850–1100 К. Все наблюдаемые особенности на кривых $a(T)$ коррелируют с температурными зависимостями температуропроводности промышленных сплавов Ni-Cr, Inconnel 617, 600 и 800H. Различия наблюдаются в положении и величине пика на кривой a(T). В бинарном сплаве Ni-Cr величина пика максимальна и лежит ниже на 25–50 К в сравнении с другими промышленными сплавами, содержащими хром и никель. Как показали исследования, образование фаз Ni_2Cr, Ni_3Cr и карбидов, сигнализирующее о присутствие дальнего порядка в сплаве 617, близкого по химическому составу к эквиатомному сплаву CoCrFeNi, не происходит. Поэтому наличие пика и его смещение по температуре в сплаве 617 объясняется относительно быстрой и обратимой реакцией ближнего порядка. Так как пик на температуропроводности CoCrFeNi и промышленных сплавов растянут по температуре на 60–100 К, это указывает на зависимость реакции от скорости нагрева.

Для расчёта значений теплопроводности использовались результаты наших экспериментальных исследований по теплоёмкости, плотности и температуропроводности. Как и температуропроводность CoCrFeNi сплавов, теплопроводность имеет растущую немонотонную зависимость. Данные теплопроводности однофазных сплавов по существу идентичны. Теплопроводность линейно возрастает с температурой примерно до 700 K. Далее между 823 и 1023 K наблюдается широкий пик значений теплопроводности, обусловленный совокупным эффектом отдельных переходов, наблюдаемых в температуропроводности и удельной теплоёмкости. При температуре около 1073 K теплопроводность снова линейно возрастает до 1173 K. По поведению кривой теплопроводности и значениям изученные сплавы CoCrFeNi близки к промышленному сплаву Inconel 600.

По результатам высокотемпературных исследований теплофизических свойств сплавов системы CoCrFeNi можно сделать вывод, что эффекты температурной гомогенизации оказывают заметное влияние на поведение температурных кривых КТР, теплоемкости и теплопроводности. Таким образом, гомогенизация отлитых образцов необходима, если предполагается их эксплуатация при высоких температурах. После термической обработки сплавы CoCrFeNi также демонстрирует значительное отклонение от монотонного поведения в температурном диапазоне, представляющем интерес для большинства применений теплопередачи, т. е. примерно в диапазоне 873–1120 К. В этом температурном диапазоне относительно небольшое изменение температуры может привести к изменению теплопроводности на ±10%, а КТР – на ±20–30%. Это следует учитывать при проектировании и разработке функциональных материалов на основе сплавов CoCrFeNi для высокотемпературных применений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 23-22-00137)

Литература

1. Cantor B., Chang I., Knight P., Vincent A. Microstructural development in equiatomic multicomponent alloy // Mater Sci Eng. A. 2004. Vol. 375. P. 213–218.

2. Woei-Ren Wang, Wei-Lin Wang, Jien-Wei Yeh. Phases, microstructure and mechanical properties of AlxCoCrFeNi high-entropy alloys at elevated temperatures // J. Alloys and Compd. 2014. Vol. 589. P. 143–152.

3. Qiancheng Liu, Peng Zhao, Feng Zhao, Jie Zhu, Sudong Yang, Lin Chen, Qian Zhang. Bulk CrCoNiFe alloy with high conductivity and density of grain boundaries for oxygen evolution reaction and urea oxidation reaction // J. Colloid Interface Sci. 2023. Vol. 644. P. 1–9.

4. Xin-Hui Gu, Hao-Jie Yan, Qin-Hao Zhang, Xian-Ze Meng, Lian-Kui Wu, Fa-He Cao, Microstructure characterization and corrosion behavior of Alx(CoCrFeNi)100−x (x = 0, 5, 10, 15, 20) high entropy alloys in 0.5 M H2SO4 solution // J. Alloys and Compd. 2003. Vol. 944. P. 169247.

5. Jin K., Mu S., An K., Porter W. D., Samolyuk G. D., Stocks G. M., Bei H. Thermophysical properties of Ni-containing single-phase concentrated solid solution alloys // Mater. Des. 2017. Vol. 117. P. 185–192.

6. Thomas H. Über Widerstandslegierungen // Zeitschrift Für Phys. 1959. Bd. 129. S. 219–232.

7. Xu D., Wang M., Li T., Wei X., Lu Y. A critical review of the mechanical properties of CoCrNi-based medium-entropy alloys // Microstructures. 2022. Vol. 2. P. 2022001.

УДК 66.021.3.048/.081

ЦИФРОВОЙ ДВОЙНИК ДЛЯ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ГЕЛИЯ ИЗ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ НА ОСНОВЕ МЕМБРАННО-СОРБЦИОННОГО МЕТОДА

А. С. Верещагин, И. В. Казанин, В. Н. Зиновьев, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск

Работа посвящена созданию и математическому моделированию процесса выделения гелия на цифровом двойнике крупномасштабной опытно-промышленной установки, разработанной в ИТПМ СО РАН. Моделирование проводится в рамках мембранно-сорбционного метода, основанного на селективной проницаемости стенок полых стеклянных микросфер по отношению к гелию. В рамках моделирования проводится параметрическое исследование и получаются требуемые характеристики продукционного газа и самого процесса.

Ключевые слова: *гелий, мембранно-сорбционный метод, микросферы, моделирование, цифровой двойник.*

Мембранно-сорбционный метод выделения гелия из газовой смеси, разработанный и апробированный в ИТПМ СО РАН, основан на высокой селективности по отношению к гелию полых силикатных микросфер [1], а также композитного пористого сорбента на их основе [2]. Вследствие этого микросферы могут использоваться как микробаллоны, улавливающие гелий из смеси и удерживающие его в течение некоторого времени. Микросферы ведут себя как микроконтейнеры для гелия (рис. 1), а разделение смеси основано на свойстве селективности стеклофазы для гелия. По сути, микросфера представляет собой мембранно-сорбционный элемент, где понятие сорбция используется в более широком значении – поглощение твёрдым телом либо жидкостью различных веществ из окружающей среды. В отличии от гибридных подходов разделения газовой смеси, в которых гелий сначала обогащается криогенным или мембранным способом, а затем очищается в адсорбционной установке, данный сочетает сразу два механизма – мембранный и сорбционный – в рамках одной микросферы. Метод разделения гелийсодержащих газовых смесей и мембранно-сорбционный материал для его осуществления защищены патентами Российской Федерации [3, 4].

Для реализации мембранно-сорбционного метода выделения гелия из природного газа в ИТПМ СО РАН была построена опытная установка. Опытно-промышленная установка (ОПУ) (рис. 1) предназначена для моделирования процесса извлечения гелия из гелий-несущих смесей с помощью композитного сорбента на основе микросферических частиц, проницаемых по отношению к гелию и непроницаемых для других газов. Основные параметры установки: объем адсорберов и баллонов – 0,4 м^3, рабочее давление – 10 МПа, производительность компрессора – 5 м^3/мин.

Для моделирования этого процесса был создан цифровой двойник ОПУ [5], который осуществляет проведение параметрических исследований работы широкого класса виртуальных установок, реализующих мембранно-сорбционный метод выделения гелия из природного газа.

Рассматривается пример процесса расчёта выделения гелия из природного газа из смеси метана и гелия, закачанной в Баллон 2 (Смесь) под давлением 50 атм с концентрацией гелия 0,344 об.%. В качестве сорбента используется композитный сорбент на основе микросфер МС-В-1Л широкой фракции. Параметры сорбента, полученные в [6], приведены в таблице. В математической модели сорбент рассматривается как совокупность трех видов микросфер, обладающих скоростью сорбции гелия β и соответствующим удельным сорбционным объемом α, α_0 – суммарный удельный сорбционный объем. При моделировании работы уста-

новки удельный сорбционный объем сорбента необходимо пересчитывать в соответствии с геометрической укладкой гранул в адсорбере.

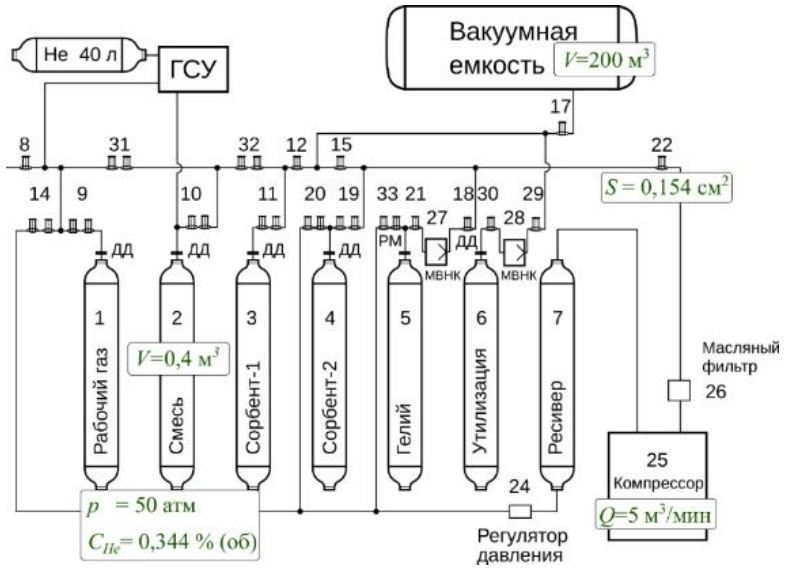
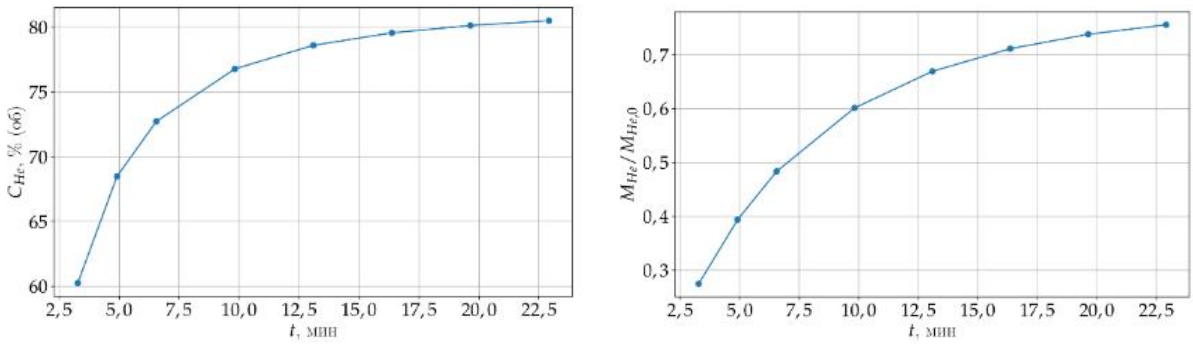


Рис. 1. Принципиальная схема опытно-промышленной установки, реализующей мембранно-сорбционный метод извлечения гелия: 1, 2, 5–7 – газовые баллоны большой ёмкости; 3, 4 – адсорберы большой ёмкости для извлечения гелия; 8, 12, 15, 17, 18, 21, 22, 29, 30 – однонаправленные электромагнитные клапаны высокого давления; 9, 10, 11, 14, 19, 20, 33, 31, 32 – двунаправленные электромагнитные клапаны высокого давления; 24 – регулятор давления; 25 – компрессор; 26 – масляный фильтр; 27, 28 – мембранный вакуумный насос/компрессор; ДД – датчик давления; РМ – расходомер; МВНК – мембранный вакуумный насос/компрессор; ГСУ – газосмесительная установка

Основные кинетические параметры композитного сорбента на основе микросфер МС-В-1Л широкой фракции для гелия при температуре 20±1 °С, $\alpha_0 = 0{,}206$

i	β, ч$^{-1}$	α
1	5,193	0,082
2	0,599	0,041
3	0,011	0,083

Зависимость концентрации гелия в баллоне 5 и степени извлечения гелия из исходной смеси в течение восьми циклов работы установки от времени одного цикла сорбции гелия микросферами представлены на рис. 2. Получена смесь, состоящая из примерно 80% гелия и 20% метана при степени извлечения гелия из исходной смеси на уровне 80%.



а *б*

Рис. 2. Зависимость концентрации гелия в баллоне 5 (*а*) и степени извлечения гелия из исходной смеси (*б*) после восьми циклов работы установки от времени единичной сорбции

Если в схеме (см. рис. 1) принять, что средняя электрическая мощность компрессора (25) 20 кВт, МВНК (27) – 370 Вт, то можно рассчитать энергию, требуемую для выделения 1 м^3 гелия при нормальных условиях. Показано, что сначала количество затрачиваемой энергии в основном определяется работой компрессора (25), а при увеличении числа циклов уже становится заметно влияние МВНК (27). При этом наблюдается минимум в окрестности времени одного цикла сорбции в районе 12,5 мин.

Вследствие высокой селективности, инертности материала и высокой гидростатической прочности микросферы имеют высокую привлекательность в качестве сорбционного материала для выделения гелия. Проведенные теоретические исследования показывают, что предложенный инновационный мембранно-сорбционный метод может быть использован для выделения гелия из природного газа в том случае, когда нет необходимости получать сжиженные компоненты, но при этом необходима высокая концентрация гелия в сыром газе. Показано, что из смеси, содержащей 0,344 об.%, можно добиться повышения концентрации до 80 об.% при степени извлечения гелия примерно 80 мас.%. Полученные данные дают точку старта для проведения экспериментов и позволяют провести дальнейшее совершенствование предложенной схемы.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН (проект 121030900260-6).

Литература

1. Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Лебига В. А., Пак А. Ю., Верещагин А. С., Фомин В. М. Проницаемость полых микросферических мембран по отношению к гелию // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 1. С. 24–36.

2. Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Лебига В. А., Пак А. Ю., Верещагин А. С., Фомин В. М. О совместном выделении паров воды и гелия из природного газа // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 5. С. 771–777.

3. Пат. РФ № 2005105093/15, 24.02.2005 / Фомичев В. П., Фомин В. М., Пузырев Л. Н. и др. Система и способ разделения газовой смеси // Патент на изобретение РФ № 2291740. 2007.

4. Пат. РФ № 2012118350, 03.05.2012 / Фомин В. М., Зиновьев В. Н., Казанин И. В. и др. Способ разделения многокомпонентной парогазовой смеси // Патент на изобретение РФ № 2508156. 2014. Бюл. № 6.

5. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2021660123 Российская Федерация. Цифровая модель мембранно-сорбционной установки для извлечения гелия из природного газа: № 2021619245: заявл. 15/06/2021 : опубл. 21/06/2021 / А. С. Верещагин; заявитель и правообладатель ИТПМ СО РАН.

6. Верещагин А. С. Исследование процесса поглощения гелия микросферами и композитным сорбентом на их основе // Прикладная механика и техническая физика. 2021. Т. 62, № 3. С. 60–70.

УДК 536.24:532.525:532.522:532.529

СПРЕЙНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ В СТЕСНЕННЫХ УСЛОВИЯХ

Е. Я. Гатапова

Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
gatapova@itp.nsc.ru

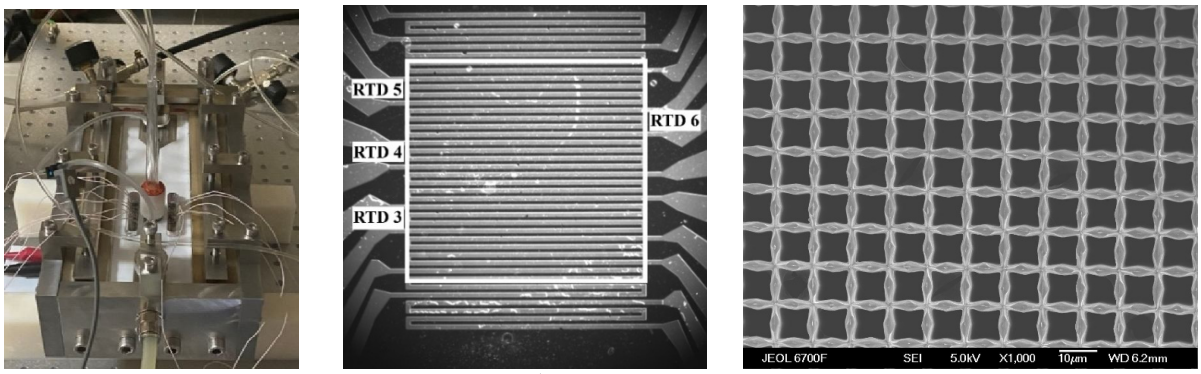
Представлены экспериментальные результаты спрейного охлаждения в стесненных условиях. Изготовлен микроканал с кремниевой нижней стенкой с нагревателем 3×3 мм^2 и нанесенными на него платиновыми датчиками температуры. Высота канала варьируется от 0.2–1 мм. Создано сопло с микроканальной мембраной, распыляющее капли размером менее 10–20 мкм при определенных соотношениях расхода жидкости и газа. Представлены результаты исследования газокапельного истечения из микроканального сопла, а также данные по измерению температур на охлаждаемой газокапельным потоком (HFE-7100 и воздух) поверхности с помощью напыленных платиновых терморезисторов при увеличении теплового потока для зазора высотой 500 мкм.

Ключевые слова: *спрей, стесненные условия, терморезистор, микроканальная мембрана.*

Спрейное охлаждение является одним из наиболее высокоэффективных способов термостабилизации для современных электронных устройств, высокомощных лазеров, светодиодов (LEDs), радаров и полупроводниковых устройств различного назначения [1, 2]. Например, развитие светодиодной техники, как и других полупроводниковых устройств, находится на пути к увеличению оптической мощности устройств/модулей при уменьшении физических размеров. Естественным следствием этого является соответствующее увеличение тепловыделения как мощности, так и теплового потока. Время безотказной работы, мощность оптического излучения, цветовая температура и другие характеристики светодиодов тесно связаны с температурой его p-n перехода. Эта сильная связь между производительностью и рабочей температурой делает управление терморегуляцией светодиода одним из наиболее важных элементов общей схемы проектирования данных устройств [3–5]. Хотя спрейное охлаждение достаточно хорошо изучено [1, 2, 4, 6–8], исследования спрейного охлаждения в компактных устройствах встречаются редко. На сегодняшний день уже совершенно ясно, что в компактных системах для интенсификации теплообмена с фазовыми переходами (испарение, кипение) решающую роль будут играть процессы, происходящие в тонких и ультратонких пленках жидкости на масштабах от десятков нанометров до сотен микрометров. При спрейном охлаждении, организованном в стесненных условиях, основной вклад в интенсификацию теплообмена будут вносить кипение и испарение с линии контакта трех фаз. Для организации спрейного потока в стесненных условиях стоит вопрос о создании специальных сопел, диспергирующих мелкие капли сразу у кромки сопла, а также изучение газокапельного потока у кромки на расстоянии до 1 мм.

Для проведения исследований по спрейному охлаждению в стесненных условиях использовался экспериментальный стенд (рис. 1, *а*). В качестве рабочего участка использовался микроканал с варьируемой высотой зазора (в данной работе высота зазора была 500 мкм). Нижняя стенка канала – кремниевая пластина толщиной 460 мкм с напыленными платиновыми термометрами сопротивления (рис. 1, *б*). Сбор данных с термометров сопротивления осуществляется с помощью системы сбора данных Keysight 34970A (Agilient). С нижней стороны пластины находится нагреватель 3×3 мм^2, который подключался к источнику питания Gwinstek GPD-74303S. В качестве рабочей жидкости в экспериментах использовалась диэлектрическая жидкость HFE-7100, которая подавалась в сопло с помощью шприцевого насоса Cole Parmer с заданным расходом. В качестве газа использовался воздух, подаваемый из без-

масляного компрессора Atlas Copco. Перепад давления регулировался игольчатым вентилем и измерялся манометром Wika. Были проведены измерения температур на охлаждаемой поверхности кремниевой пластины с помощью напыленных платиновых терморезисторов для различных расходов жидкости и перепада давления (т. е. для различных расходов газокапельной смеси) при постепенном увеличении мощности нагревателя. Расход жидкости варьировался от 1 до 10 мл/мин, а перепад давления – от 0,5 до 8 бар. Мощность нагревателя увеличивалась от 0 до 30 Вт, т. е. тепловой поток, рассчитанный по джоулеву теплу, достигал 333 Вт/см^2. Сопло располагалось на верхней крышке канала, газокапельный поток распылялся с кремниевой мембраны толщиной 243 мкм с размером микроканалов 10×10 мкм^2 (рис. 1, *в*).



а *б* *в*

Рис. 1. Микроканал с сопловым устройством (*а*); кремниевая пластина с напыленными платиновыми датчиками температуры, квадрат 3×3 мм^2 расположение нагревателя (*б*); микроканальная мембрана (поперечный размер микроканалов 10×10 мкм^2) (*в*)

Проведена высокоскоростная теневая визуализация спрейного потока при варьировании расхода жидкости от 1 до 20 мл/мин и перепада давления газа от 0,5 до 8 бар. Истечение жидкости исследовалось для двух типов сопел: трехсопловое устройство с внутренним диаметром отверстий 200 мкм и микроканальная кремниевая мембрана толщиной 243 мкм с размером микроканалов 10×10 мкм^2. Получены зависимости углов факела распыла от расхода жидкости для каждого перепада давления и в зависимости от перепада давления при варьировании расхода жидкости. Обнаружена закономерность зависимости угла распыла от соотношения расхода жидкости и газа. Газокапельное течение по тренду разделено на три типа: для малых перепадов давления, умеренных и больших. При малых перепадах давления угол распыла уменьшается с увеличением расхода жидкости. Для умеренных варьируется в узком диапазоне 20–35 градусов при изменении расхода воды от 5 до 40 мл/мин. Для больших давлений угол имеет выраженный локальный максимум. Для сопла с кремниевой микроканальной мембраной для жидкости HFE-7100 были зафиксированы режимы с разреженным газокапельным течением с очень маленькими каплями (менее 20 мкм) (рис. 2).

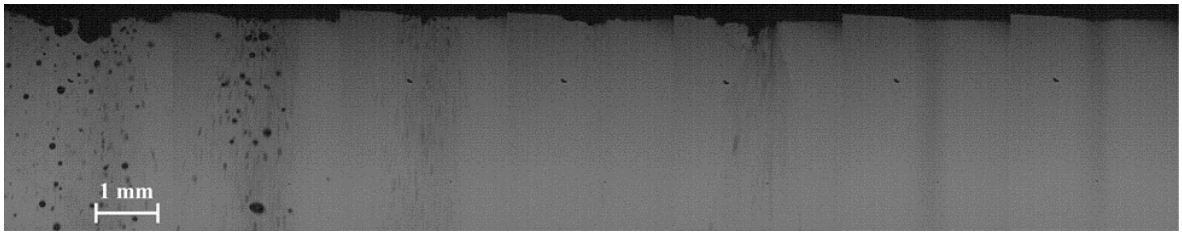


Рис. 2. Газокапельный поток, вытекающий из микроканальной мембраны для HFE-7100 при расходе 2 мл/мин и изменении перепада давления воздуха (слева направо dP = 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8 бар)

Исследован теплообмен при спрейном охлаждении в стесненных условиях (для зазора 500 мкм). Проведены измерения температур на охлаждаемой поверхности с помощью напы-

ленных платиновых терморезисторов для различных расходов жидкости HFE-7100 и перепадов давления при различной мощности тепловыделения. При спрейном охлаждении средняя температура по поверхности резко снижалась более чем на 20 °C при тепловом потоке 222 Вт/см^2 (рис. 3). При достаточно высоком тепловом потоке 333 Вт/см^2 температура поверхности при спрейном охлаждении равна примерно 50 °C, при этом без охлаждения температура достигала более 80 °C.

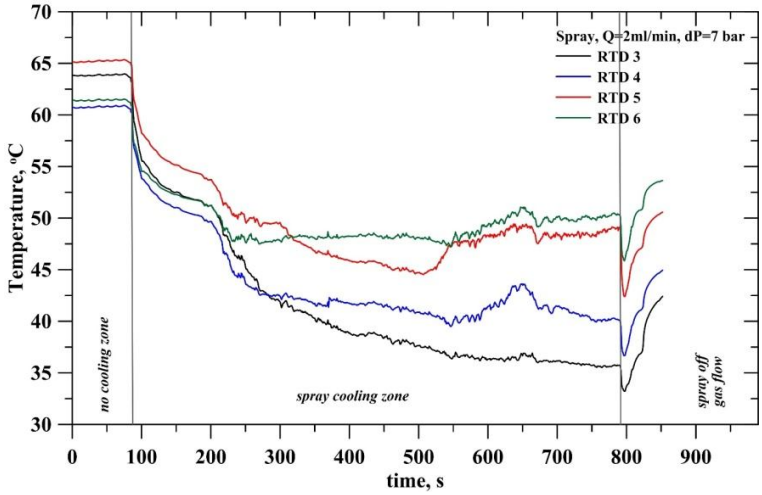


Рис. 3. Температура на поверхности кремниевой пластины с нагревателем 3×3 мм^2 при спрейном охлаждении Q = 2 мл/мин, dP = 7 бар. Микроканал высотой 500 мкм, ширина канала 4,5 мм. Мощность нагрева 20 Вт, 222 Вт/см^2

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 22-19-00581).

Литература

1. Liang G., Mudawar I. Review of spray cooling–Part 1: Single-phase and nucleate boiling regimes, and critical heat flux // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 115. P. 1174–1205.

2. Xu R., Wang G., Jiang P. Spray cooling on enhanced surfaces: a review of the progress and mechanisms // J. of Electronic Packaging. 2022. Vol. 144, № 1. P. 010802.

3. Luo X., Hu R., Liu S., Wang K. Heat and fluid flow in high-power LED packaging and applications // Prog. Energy Combust. Sci. 2016. Vol. 56. P. 1–32.

4. Khandekar S., Sahu G., Muralidhar K., Gatapova E. Ya., Kabov O. A., Hu R., Luo X., Zhao L. Cooling of high-power LEDs by liquid sprays: challenges and prospects // Applied Thermal Engineering. 2021. Vol. 184. P. 115640.

5. Gatapova E. Ya., Sahu G., Khandekar S., Hu R. Thermal management of high-power LED module with single-phase liquid jet array // Applied Thermal Engineering. 2020. Vol. 184. P. 116270.

6. Bostanci H., Altalidi S. S., Nasrazadani S. Two-phase spray cooling with HFC-134a and HFO-1234yf on practical enhanced surfaces // Applied Thermal Engineering. 2018. Vol. 131. P. 150–158.

7. Zhou Z. F. et al. Heat transfer enhancement due to surface modification in the close-loop R410A flash evaporation spray cooling // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 139. P. 1047–1055.

8. Estes K. A., Mudawar I. Correlation of Sauter mean diameter and critical heat flux for spray cooling of small surfaces // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1995. Vol. 38, № 16. P. 2985–2996.

УДК 53.082.56

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КОНГЛОМЕРАТОВ СУБМИКРОННЫХ РАЗМЕРОВ $Mg_3F_2GeO_4$:Mn В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 100–400 °C

Н. С. Гвоздев, Д. В. Нестерович

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Апробирован метод флуоресцентной термометрии на конгломератах субмикронных размеров $Mg_3F_2GeO_4$:Mn в диапазоне температур 100–400 °C, расположенных на нагреваемой пластине. Получена калибровочная кривая зависимости времени жизни флуоресценции от температуры. Выявлен существенный разброс значений температуры (до 25% от измеряемой величины) в зависимости от размеров конгломерата и его начальной интенсивности.

Ключевые слова: *флуоресцентная термография, температура субмикронных частиц, термометрия микрочастиц.*

Трудности измерения температуры частиц микронных- и субмикронных размеров в многофазных системах с быстро протекающими процессами зачастую сопряжены с невозможностью непосредственного контакта со средой без нарушения ее однородности, взаимного влияния измерителя на среду и достаточно высокой временной инерционности измерительных устройств и датчиков относительно измеряемых величин [1].

Для получения температурных полей с высоким пространственным разрешением за малые временные интервалы предлагается использовать методы оптической люминофорной термометрии [2–4]. Данные методы заключаются во включении в исследуемую среду частиц люминофоров с последующим возбуждением люминесценции за счет поглощения зондирующего лазерного излучения. Исследование является, по существу, инвазивным, однако влиянием на исследуемую среду можно пренебречь [5] ввиду малых, по отношению к исследуемой среде, размеров используемых частиц (несколько единиц-десятков микрометров).

В данной работе были произведены измерения температуры частиц $Mg_3F_2GeO_4$:Mn и их конгломератов в поле размером 1 см^2 (рис. 1) с использованием высокоскоростной КМОП камеры (PHOTRON FASTCAM SA-Z) на частоте 10 кГц. Размер полученных изображений – 512x512 пикселей, глубина 12 бит. Температура стальной пластины контролировалась с помощью термопары К-типа, углубленной на полдиаметра спая. Выбор материала люминофора был обусловлен широким диапазоном измеряемых температур, высокой термической и химической стабильностью в кислородосодержащих средах, значительным удалением (~200 нм) пика поглощения от пика излучения.

Основной задачей являлась апробация существующих алгоритмов обработки растровых изображений для получения температуры отдельной частицы и/или их конгломератов. Для решения данной задачи были подготовлены программные алгоритмы в среде разработки MATLAB. На рис. 2 представлены характерные зависимости значения интенсивности пикселя от времени и соответствующие аппроксимации полученной зависимости.

В результате была получены калибровочная кривая соответствия времени жизни флуоресценции температуре частиц в диапазоне от 120 до 400 °C (рис. 3). По полученным данным была измерена величина стандартного отклонения.

При работе с исходными изображениями в режиме «пиксель-частица» без использования осреднений по соседним пикселям величина стандартного отклонения может достигать значений около 25% от величины измеряемой температуры, в случае использования алгоритма [6] данное значение несколько ниже, чем при обработке пикселей без фильтрации и установки границ для определения аппроксимации, однако остается достаточно высоким для

проведения количественных измерений. Предполагается, что такой разброс значений связан с положением во времени момента начала и конца аппроксимации, которые в свою очередь зависят от размеров конгломерата и начальной интенсивности зондирующего излучения. Так как флуоресценция является мультиэкспоненциальным процессом [6], то аппроксимация одной экспоненциальной функцией чувствительна к выбору начальной и конечных точек.

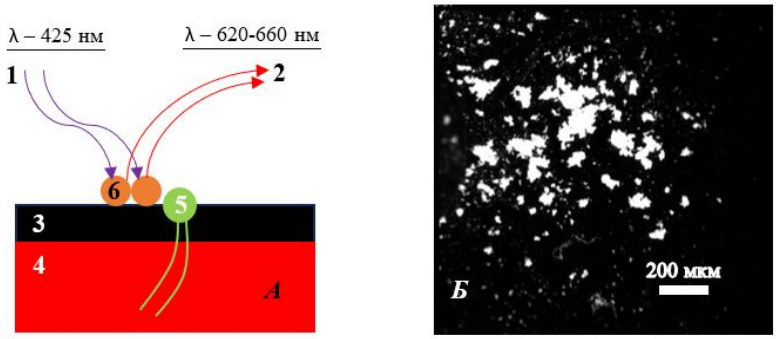


Рис. 1. Принципиальная схема измерительной ячейки (А): 1 – зондирующее излучение, 2 – излучение люминесценции, 3 – стальная пластина толщиной 1.5 мм, 4 – нагревательный стол, 5 – термопара К-типа, 6 – конгломераты $Mg_3F_2GeO_4$:Mn; изображение (12-бит) конгломератов частиц на стальной пластине в момент экспозиции их зондирующим излучением (Б)

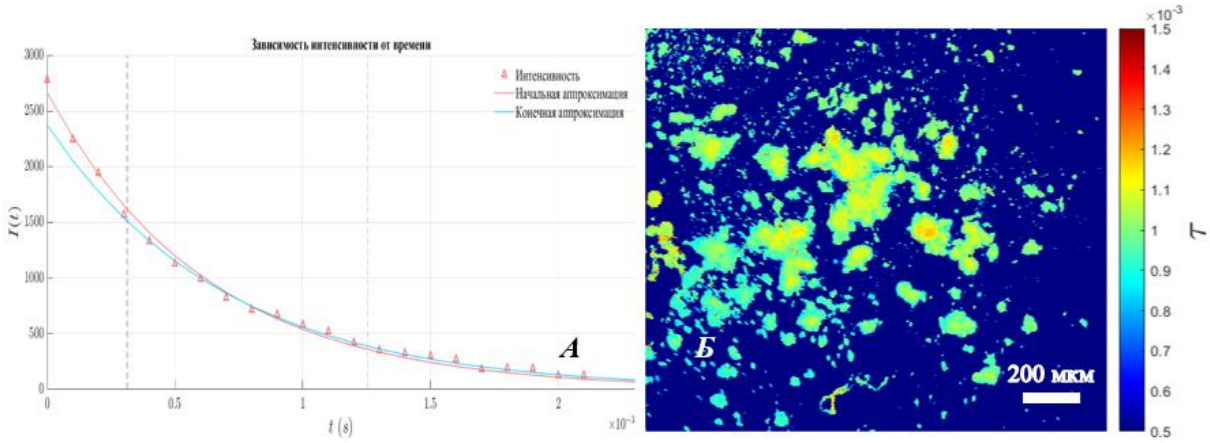


Рис. 2. Характерная зависимость интенсивности пикселя от времени (А), где треугольниками обозначена интенсивность каждого отдельного кадра, красная кривая – аппроксимация по всем доступным точкам, синяя кривая – аппроксимация по точкам в окне между t_1 и t_2 алгоритма [6]; характерное двумерное поле распределения «времени жизни» конгломератов (Б)

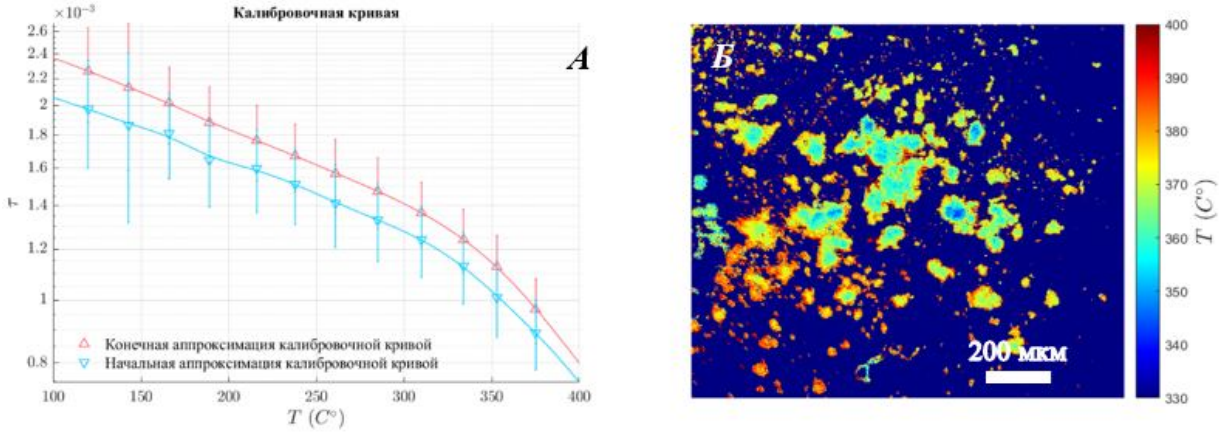


Рис. 3. Зависимость времени жизни флуоресценции конгломератов частиц $Mg_3F_2GeO_4$:Mn, итоговое поле температур конгломератов частиц при температуре подложки 375 °C, где синяя кривая – расчет без фильтрации, красная кривая – расчет по алгоритму [2]

Литература

1. Вараксин А. Ю. Двухфазные потоки с твердыми частицами, каплями и пузырями: проблемы и результаты исследований (обзор) // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58, № 4. С. 646–669.

2. Nilsson S. et al. Fluorescence lifetime imaging through scattering media // Scientific Reports. 2023. Vol. 13. P. 3066.

3. Omrane A. et al. Simultaneous 2D flow velocity and gas temperature measurements using thermographic phosphors // Applied Physics B. 2008. Vol. 92, № 1. P. 99–102.

4. Alden M. et al. Thermographic phosphors for thermometry: a survey of combustion applications // Progress in Energy and Combustion Science. 2011. Vol. 37, № 4. P. 422–461.

5. Stelter M. et al. Simultaneous measurements of 3D temperature and velocity fields in gas flows using thermographic phosphor tracer particles // LX LASER 2022: 20th Int. Sympos. on Applications of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics, July 2022, Lisbonne, Portugal. hal-04049430f.

6. Brubach J., Janicka J., Dreizler A. An algorithm for the characterization of multi-exponential decay curves // Optics and Lasers in Engineering. 2009. Vol. 47, № 1. P. 75–79.

УДК 532.546:536.421

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСТВОРА ПОВАРЕННОЙ СОЛИ КАК ИНГИБИТОРА ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ

И. К. Гималтдинов, А. Ф. Шаяхметов, М. В. Столповский, Е. Ю. Кочанова

Уфимский государственный нефтяной технический университет, г. Уфа, Россия

Приведены некоторые экспериментальные исследования процесса образования газогидрата метана в ячейке, содержащей в исходном состоянии метан и раствор поваренной соли. На полученных зависимостях температуры и давления в ячейке от времени выделены участки, соответствующие процессу образования газогидрата. Экспериментально исследована зависимость времени начала гидратообразования от концентрации соли. Показано, что с увеличением концентрации соли в растворе время начала гидратообразования возрастает по линейному закону.

Ключевые слова: *газовый гидрат, ингибитор, раствор поваренной соли.*

Газовые гидраты представляют собой твердые кристаллические соединения воды и газа, формирование которых происходит при определенных термобарических параметрах [1]. При этом газогидратные месторождения содержат в себе достаточно большие (порядка 10^{16} м^3) объемы газа, в основном метана, разработка которого позволит решить энергетические проблемы на несколько десятилетий вперед [2]. В настоящее время актуальными являются экспериментальные исследования процессов, связанных с гидратообразованием в засоленных растворах. Это обусловлено перспективами освоения газоконденсатных месторождений Восточной Сибири, для которых характерна высокая минерализация пластовой и остаточной вод. Минерализация воды в коллекторе, как известно, приводит к изменению термобарических условий в призабойной зоне пласта, стволах скважин и системах промыслового сбора газа. Одной из первых работ, в которой экспериментально исследуется диффузионный механизм гидратообразования в реакторе с мешалкой, содержащей растворы NaCl и KCl, является статья [3]. В [4] дано описание кинетических кривых гидратообразования метана в дистиллированной воде и воде, содержащей ингибиторы (концентрация солей до 5 мас.%). В соответствии с традиционными представлениями формальной кинетики был предложен механизм прохождения процесса, включающий стадии растворения газа, образования метастабильного гидратного кластера и роста частицы газового гидрата. Учитывалась потенциальная обратимость каждой стадии процесса, и было предложено общее кинетическое уравнение. Давление газа гидратообразователя в ходе процесса не поддерживалось. Скорость поглощения метана рассчитывалась по падению давления в экспериментальной ячейке. Влияние содержания NaCl на силу кинетического ингибитора в образовании и разложении гидратов природного газа было исследовано в [5]. Исследование было проведено с использованием линейного изменения температуры и изотермического метода в качающихся ячейках. Установлено, что ингибиторы значительно снижают температуру зародышеобразования гидратов, причем присутствие NaCl еще более усиливает силу ингибирования. Экспериментально измеренные фазовые равновесия гидрата метана и характеристики ингибирования ионными жидкостями в морской воде Катара приведены в [6]. Показано, что заметный термодинамический и кинетический эффект ингибирования гидратов реализуется в системе ионных жидкостей с морской водой, в то время как в системах сверхчистой воды он отсутствует. В представленной работе приведены экспериментальные исследования образования газогидрата метана в растворе NaCl.

Для исследования кинетики образования газовых гидратов использовалась установка RockingCellSystem RC5 (производитель PSL SystemtechnikGmbH, Германия, 2018). Она со-

стоит из 5 ячеек из нержавеющей стали (AISI 316L), которые прикреплены к раме, раскачивающей ячейки. Точность датчиков температуры составляет ±0,01 K, а датчиков давления – 0,1%. Значения температуры и давления во времени регистрировались в ходе эксперимента с помощью специализированного программного обеспечения. Гидратная камера (реактор) предназначена для исследований синтеза и разложения газовых гидратов при давлениях до 15 МПа в широком диапазоне температур. Охлаждение теплоносителя в рубашке камеры осуществляется по стандартному холодильному циклу испаритель–конденсатор. Управление процессами в гидратной камере выполняется контроллерной системой и специализированной компьютерной программой. В качестве газа использовался метан, молярная доля которого в смеси была 98.5%, в качестве жидкой фазы использовалась дистилированная вода или раствор хлорида натрия разной концентрации.

В гидратную камеру (ячейку) вводится 100 мл дистиллированной воды (либо раствор электролита заданной концентрации), затем камеру помещают в охлаждающий флюид, после этого закачивается газ до определенного значения давления. После того как значения температуры и давления стабилизируются, запускается программное обеспечение для разработки всего экспериментального протокола. Далее происходило охлаждение ячейки в охлаждающем флюиде. При этом камера непрерывно качалась. Для интенсивного перемешивания в рабочую камеру помещался металлический шарик, который при качании мог свободно перемещаться по всей ее длине.

Зависимости температуры и давления от времени в ячейке, содержащей раствор хлорида натрия (NaCl) с концентрацией 14 г/л и газ–метан, представлены на рис. 1. Начальные значения температуры и давления соответственно равны 22.4 ºС и 56.4 бар. Вертикальные штриховые линии разделяют области изменения давления. Температура газа до момента 0.7 ч снижается со скоростью 5 ºС/ч от начального значения 22.4 ºС до 10 ºС. В дальнейшем скорость уменьшения температуры несколько снижается и до момента 7.1 ч составляет 2 ºС/ч. Изменение давления в зонах I и II подчиняется закону изменения температуры, в зоне I давление снижается от 56.4 бар до 53 бар, дальнейшее понижение температуры приводит к снижению давления до 52 бар (зона II). В момент 5.5 ч при температуре 5.4 ºС начинается процесс гидратообразования, это видно по характерному излому для зависимости давления от времени (зона III), из-за перехода части газа в гидрат и дальнейшего охлаждения ячейки значение давления уменьшается от 52 до 44 бар. Начиная с 7 ч, происходит плавное повышение температуры со скоростью 2 ºС/ч, это приводит к диссоциации ранее образованного гидрата и с момента 8.2 ч давление в ячейке начинает повышаться (зона IV). Диссоциация гидрата прекращается в момент 11 ч, в дальнейшем давление в ячейке растет из-за повышения температуры.

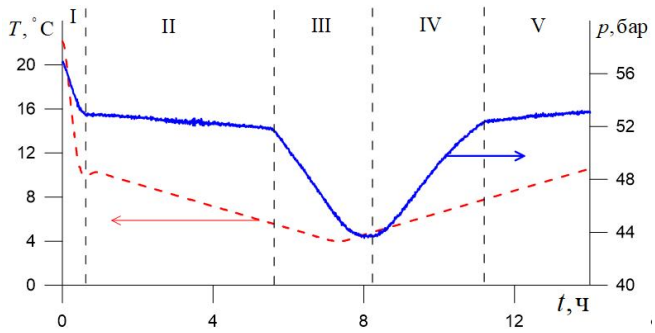


Рис. 1. Зависимость температуры и давления газа в ячейке от времени. Штриховая линия соответствует температуре в ºС, сплошная линия – давлению в бар. Римскими цифрами обозначены области изменения давления

Зависимость времени начала гидратообразования от концентрации соли представлена на рис. 2. Видно, что с увеличением концентрации соли в растворе время начала гидратооб-

разования возрастает по линейному закону. Например, при концентрации раствора поваренной соли 14 г/л время начало гидратообразования составляет 4.5 ч, а при 70 г/л – 5.8 ч.

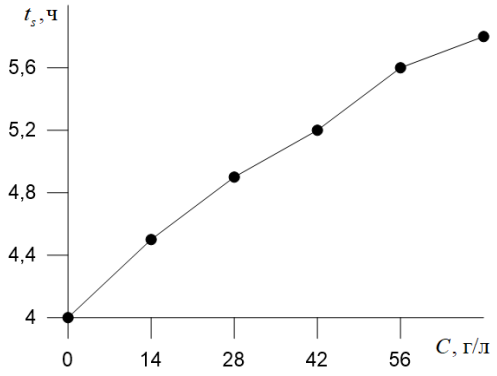


Рис. 2. Зависимость времени начала гидратообразования от концентрации раствора поваренной соли

Работа выполнена при поддержке госзадания Минобрнауки РФ на тему «Разработка и создание малотоннажных продуктов и реагентов (ингибиторы коррозии и солеотложения, антиоксиданты, биоциды, присадки и др.) для процессов нефтегазохимии и очистки водных сред от загрязнений, замещающих импортные вещества и материалы. Теоретические и экспериментальные подходы (FEUR – 2023–0006)».

Литература

1. Sloan E. D. Clathrate Hydrates of Natural Gases. Marcel Dekker, 1998. – 705 p.
2. Makogon Y. F., Holditch S. A., Makogon T. Y. Natural gas-hydrates – a potential energy source for the 21-st century // J. of Petroleum Science and Engineering. 2007. Vol. 56, No. 1. P. 14–31.
3. Dholabhai P. D., Kalogerakis N., Bishnoi P. R. Kinetics of methane hydrate formation in a queous electrolyte solutions // The Canadian J. of Chemical Engineering. 1993. Vol. 71. P. 68–74.
4. Guo T.-M., Qiu J.-H. Kinetic of methane hydrate formation in pure water and ingibitor containing systems // Chinese J. of Chemical Engineering. 2002. Vol. 10, No. 3. P. 490–497.
5. Daraboina N., Malmos Ch., von Solms N. Synergistic kinetic inhibition of natural gas hydrate formation // Fuel. 2013. Vol. 108. P. 749–757.
6. Qureshi M. F., Khraisheh M., AlMomani F. Experimentally measured methane hydrate phase equilibria and ionic liquids inhibition performance in Qatar’s seawater // Scientific Reports. 2020.

УДК 537.291:533.723

ОСАЖДЕНИЕ НА ПОДЛОЖКУ НАНОЧАСТИЦ И ИХ АГЛОМЕРАТОВ ИЗ ЛАМИНАРНОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА

Е. С. Голомако, В. И. Саверченко, С. П. Фисенко

Институт тепло- массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Осаждение наночастиц и их агломератов из газового потока представляет интерес для целого ряда современных технологий, связанных с получением высокочистых материалов. В работе представлены результаты модельного эксперимента по осаждению при комнатной температуре, а также результаты расчетов броуновского осаждения наночастиц. Показано, что броуновская диффузия обеспечивает достаточно высокую скорость осаждения на подложку для небольших наночастиц с радиусами меньше 10 нм. Агломераты наночастиц с размером 4 мкм и больше в основном испытывают гравитационное осаждение.

Ключевые слова: *коэффициент броуновской диффузии, время наблюдения, радиус наночастицы, агломераты наночастиц.*

Цель нашей работы – исследовать эффективность и особенности броуновского осаждения наночастиц и их агломератов из плоского ламинарного газового потока на твердую подложку [1]. При этом в наших экспериментах температуры газового потока и плоской подложки практически одинаковы, так что влияние термофореза на процесс осаждения исключено. Экспериментальная установка, состоящая из набора сопел, подложки из оптического стекла и устройства для подачи наночастиц в ламинарный газовый поток, показана на рис. 1. Газовый поток с наночастицами подавался в установку через шесть горизонтальных сопел, установленных на одной высоте параллельно друг другу и параллельно подложке. Диаметр каждого сопла составляет 1.5 мм. Высота плоского канала l = 6 мм.



Рис. 1. Фотография экспериментального стенда с оригинальным газодинамическим устройством подачи наночастиц в газовый поток

Из уравнения конвективной броуновской диффузии следует, что плотность наночастиц $n(x)$ в газовом потоке на расстоянии x от сопла уменьшается по закону [1]

$$n(x) \sim \exp\left[-Dx / l^2 u_0\right].$$

Если $DL / l^2 u_0 << 1$, то плотность наночастиц в потоке не изменяется и равна начальной плотности. Тогда поток наночастиц на подложки J равен

$$J \sim 2Dn(x) / l .$$

Приближенно величину потока можно оценить как $J \sim Dn_0/l$. Численная оценка показывает [1], что при комнатной температуре для наночастиц с радиусом 45 нм в воздухе при атмосферном давлении коэффициент броуновской диффузии $D \approx 9 \cdot 10^{-10}$ м^2/с.

Число наночастиц, осевших на расстоянии x от сопла на одной подложке на площадке площадью S за время наблюдения Δt, равно $N = 0.5JS\Delta t$. Параметр N можно сравнивать с результатами экспериментальных наблюдений, что позволяет судить об эффективности осаждения.

Рассмотрим численный пример. Пусть $n_0 = 10^{12}$ наночастиц/м^3, так что среднее расстояние между наночастицами в воздухе равно 100 мкм и коагуляцией наночастиц можно пренебречь [2]. Тогда за 10 с на площадку площадью $25 \cdot 10^{-4}$ м^2 должно попасть около 3600 наночастиц при $l = 6 \cdot 10^{-3}$ м.

Для нашего стенда параметр подобия $DL / l^2 u_0 = 5 \cdot 10^{-5}$. Эксперименты проводились следующим образом. При фиксированной средней скорости газового потока, равной 0.15 м/с, так что число Рейнольдса для течения газа было около 15, включалась подача наночастиц и отчет времени. При закрытой верхней крышке установки переход течения газа в турбулентный режим не наблюдался. Через время Δt подача газа выключалась. Изначально наночастицы имели примерно одинаковый размер (диаметр 90 нм). Затем подложка исследовалась оптическими методами для регистрации наночастиц.

Агломераты наночастиц, осажденные под действием силы тяжести на нижнюю подложку установки, показаны на рис. 2. Фотография получена с помощью оптического микроскопа. Из газодинамического рассмотрения можно показать, что характерный размер агломератов 4 мкм и больше. Меньшие агломераты и наночастицы были унесены газовым потоком. Отметим, что частично наночастицы были осаждены на верхней подложке под действием броуновской диффузии. Наночастицы, осажденные на нижнюю подложку нашей установки, по-видимому, частично были захвачены агломератами. Естественно, при увеличении скорости газового потока при одинаковом расходе наночастиц эффективность осаждения как наночастиц, так и их агломератов падает.

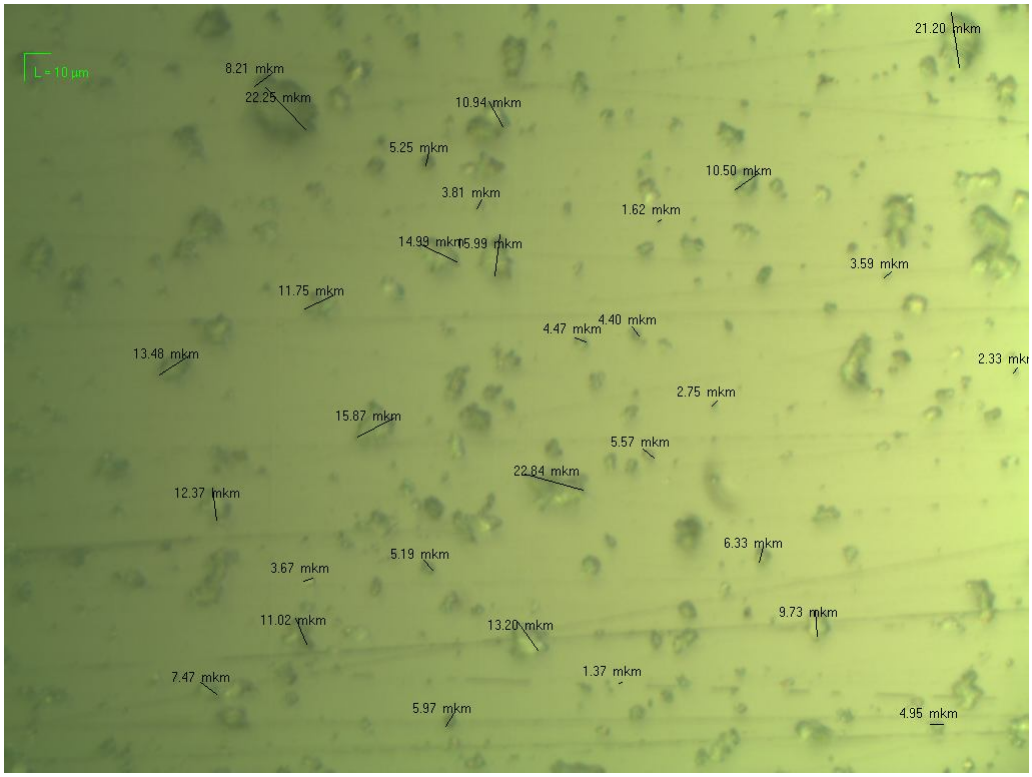


Рис. 2. Осажденные агломераты наночастиц на нижнюю подложку из оргстекла.

Обозначения

D – коэффициент броуновской диффузии, м^2/с; l – расстояние между стеклами, м; N – число наночастиц; n_0 – начальная плотность наночастиц в потоке, м$^{-3}$; u_0 – скорость газового потока, м/с; R – радиус наночастиц, м; τ – время, с.

Литература

1. Бринь А. А., Фисенко С. П. Шнип А. И. Броуновское осаждение наночастиц из ламинарного газового потока в трубе // ЖТФ. 2008. Т. 78, № 9. С. 41–45.

2. Fisenko S. P., Takopulo D. A. Self-consistent mathematical model and simulation of carbon nanoparticle deposition from nonisothermal gas flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 101. P. 1086–1092.

УДК 669.24’292:537.311.3:536.21

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ Co-Ti С МАЛЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ТИТАНА

В. И. Горбатов[1,2], А. Д. Ивлиев[3,4,*], В. Ф. Полев[1], А. А. Куриченко[1], Д. И. Давыдов[5]

[1]*ФГБОУ ВО Уральский государственный горный университет, г. Екатеринбург, Россия*
[2]*ФГБУН Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*
[3]*ФГБОУ ВО Российский государственный профессионально-педагогический университет, г. Екатеринбург, Россия*
[4]*НЧОУ ВО «Технический университет УГМК», г. Верхняя Пышма, Россия*
[5]*ФГБУН Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*
*ad_i48@mail.ru

Представлены новые экспериментальные результаты о температуропроводности и удельном электрическом сопротивлении сплавов кобальт-титан с содержанием титана до 5 ат.%. Измерения выполнены в диапазоне высоких температур. Установлено, что рассматриваемые свойства изменяются так же, как и свойства ферромагнитных металлов. Перенос теплоты осуществляется, в основном, электронами. Установлено, что температуры Кюри изученных сплавов нелинейно уменьшаются при увеличении концентрации титана. Рассеяние носителей заряда и энергии в сплавах происходит вследствие влияния структурного и магнитного беспорядков, а также и в результате колебаний решетки. Доля влияния того или иного механизма рассеяния зависит от температуры.

***Ключевые слова**: температура, температуропроводность, удельное электрическое сопротивление, температурные волны, механизмы рассеяния.*

Введение. В последние годы различные отрасли машиностроения проявляют все больший интерес к суперсплавам – высокопрочным металлическим материалам, выдерживающим воздействие высоких температур и агрессивных сред. В подобных материалах важными компонентами являются переходные металлы, в частности, кобальт и титан. Свойства сплавов кобальт-титан (Co-Ti) к настоящему времени изучены недостаточно. В первую очередь это касается высокотемпературных теплофизических характеристик, сведения о которых либо отсутствуют, либо являются фрагментарными.

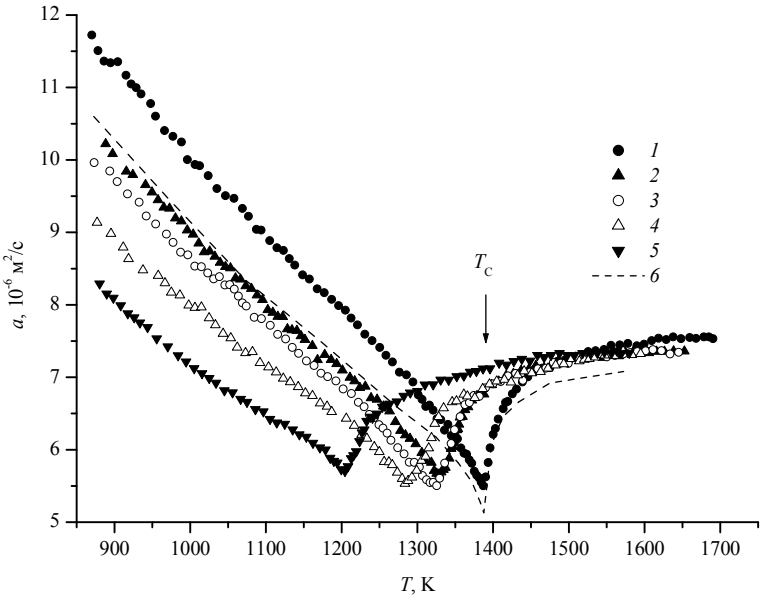
В настоящей работе предпринято изучение температуропроводности a и удельного электрического сопротивления ρ сплавов Co-Ti в широком диапазоне высоких температур. Исследованные сплавы содержали не более 5 ат.% титана. Данная группа сплавов представляет собой твердые растворы [1], благодаря чему ее свойства могут быть проанализированы с единых позиций. Кроме того, были исследованы свойства чистого кобальта.

Характеристика исследованных материалов и методов измерения. Сплавы системы Co-Ti и их аттестация произведены в лаборатории прецизионных сплавов Института физики металлов УрО РАН. В качестве исходных компонентов использовались кобальт марки К0 (99,98 мас.%) и иодидный титан (99,8 мас.%). Образцы для исследований температуропроводности и электросопротивления вырезались из одного и того же слитка данного состава электроэрозионным методом с постоянным охлаждением в масле. Контроль размеров полученных образцов производился на приборе ИЗВ-1 с погрешностью ±1 *мкм*.

Температуропроводность a исследована методом плоских температурных волн [2] на двух автоматизированных установках со средней квадратичной погрешностью 2%. Возбуждение температурных волн на одной из установок осуществлялось с помощью модулированного электронного потока (измерения в вакууме), на второй – с помощью модулированного излучения лазера (измерения в вакууме и атмосфере высокочисто гелия). Частоты температурных волн в зависимости от толщины исследуемого образца изменялись в диапазоне от

1 до 15 Гц. Результаты измерения *a* на этих установках совпали в пределах погрешности. Исследования ρ выполнены четырехзондовым потенциометрическим методом на постоянном токе с погрешностью 2 % [3] (измерения в вакууме и атмосфере высокочистого гелия).

Результаты измерения. На рисунке представлены политермы температуропроводности исследованных сплавов: 1 – чистый Co, 2 – 0,4 ат.% Ti, 3 – 0,61 ат.% Ti, 4 – 1,56 ат.% Ti, 5 – 5.0 ат.% Ti, 6 – справочные данные [4] для чистого кобальта.



Политермы температуропроводности исследованных сплавов

Рассмотрим общую характеристику полученных результатов. Температуропроводности всех исследованных сплавов и чистого Co имеют вид, характерный для ферромагнитных переходных металлов: в низкотемпературной части исследованного диапазона происходит резкое снижение *a* при нагреве. При температурах магнитного разупорядочения (т. е. в точках Кюри) температуропроводности достигают четкого минимума. При дальнейшем повышении температуры температуропроводности всех сплавов в пределах погрешности измерений совпадают; при этом зависимости *a*(T) носят слабо возрастающий характер. Удельное электросопротивление сплавов изменяется с ростом температуры так же, как и у ферромагнитных металлов. На основании закона Видемана–Франца установлено, что перенос теплоты осуществляется в основном электронами.

Обсуждение полученных результатов. Качественно наши результаты совпадают со справочными данными, однако количественная разница заметна. Ее появление связано в первую очередь с тем, что в справочнике [4] представлены результаты, полученные в 70-х годах XX века, и точность их не очень высокая. Как указано в [4], погрешность результатов достигает 13%. Тем не менее температуры Кюри, установленные для чистого кобальта в нашей работе и в [4], совпадают.

Минимумы зависимости *a*(T) являются надежными точками для определения температур Кюри T_C. Увеличение концентрации Ti приводит к снижению T_C, однако это снижение носит нелинейный характер: более резко уменьшается T_C при самых малых концентрациях титана. В целом данный результат соответствует современным представлениям о влиянии примесей, однако нелинейный характер зависимости установлен для этих сплавов впервые.

В ферромагнитной фазе температуропроводности всех сплавов снижаются по мере нагрева. Это свидетельствует о том, что примесное рассеяние не стало определяющим фактором, ограничивающим проводимость. В основном рассеяние носителей обусловлено наличием фононного и магнитного механизмов, характерных для чистого кобальта. Магнитный механизм обеспечивает наибольшее рассеяние носителей заряда и энергии вблизи T_C. При

более высоких температурах интенсивность его снижается, вследствие чего происходит возрастание температуропроводности всех сплавов и чистого кобальта.

Важной особенностью полученных в настоящей работе результатов является то, что в парамагнитной фазе температуропроводности всех исследованных сплавов при самых высоких температурах совпадают. Данное обстоятельство указывает на то, что примесное и магнитное рассеяния при этих температурах не являются определяющими, а основной вклад в рассеяние носителей вносят фононы. Интенсивность рассеяния при этом определяется свойствами коллективизированных электронов [5, 6]. Настоящие исследования показывают, что энергетические структуры электронов у всех сплавов практически одинаковы, вследствие чего проводимости приобретают совпадающие значения.

Выводы

1. Изученные свойства сплавов Co-Ni при высоких температурах изменяются при нагреве так же, как и свойства ферромагнитных металлов.
2. Температуры Кюри сплавов при повышении концентрации титана снижаются нелинейно.
3. Характер температурных зависимостей исследованных свойств позволяет считать, что ниже температур Кюри рассеяние носителей заряда и энергии обеспечивается всеми механизмами: примесным, магнитным и фононным.
4. В области высоких температур относительные интенсивности примесного и магнитного механизмов снижаются и рассеяние носителей заряда и энергии обеспечивается фононным механизмом.

Литература

1. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Т. 2 / Под общ. ред. Н. П. Лякишева. М.: Машиностроение, 1997. – 1024 с.
2. Ивлиев А. Д. Метод температурных волн в теплофизических исследованиях // ТВТ. 2009. Т. 47, № 5. С. 771–792.
3. Ахтямов Э. Р., Горбатов В. И., Полев В. Ф., Коршунов И. Г. Электросопротивление и термоЭДС сплавов $Ni_{75}V_{25}$, $Ni_{72}V_{28}$ $Ni_{67}V_{33}$ (at.) при высоких температурах // Физика металлов и металловедение. 2017. Т. 118, № 6. С. 576.
4. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. М.: Металлургия, 1989. – 384 с.
5. Ziman J. M. Electrons and Phonons. Oxford at the Clarendon Press, 1960. (Займан Дж. Электроны и фононы. М.: ИЛ, 1962. – 488 с.)
6. Ахтямов Э. Р., Горбатов В. И., Ивлиев А. Д., Полев В. Ф., Куриченко А. А. Высокотемпературные теплофизические свойства сплавов системы никель-ванадий в твердом состоянии // ТВТ. 2023. Т. 61, № 1. С. 41–50.

УДК 533.72+519.218.28

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РЕСПИРАТОРНЫХ ЭПИДЕМИЙ И ТЕПЛОФИЗИКА

П. С. Гринчук, С. М. Данилова-Третьяк, С. П. Фисенко

Институт тепло- и массообмена имени А. В, Лыкова НАН Беларуси, г. Минск,

При респираторных заболеваниях вирус с характерным размером 100 нм находится внутри микронного аэрозоля, который вырабатывается внутри больного человека. Достаточно быстрое высыхание или замерзание такого аэрозоля приводит к росту лапласова давления внутри, которое механически разрушает вирус. Характерное время этих процессов не превышает 3 млс для микронного аэрозоля. Наиболее благоприятные условия для выживания вируса в аэрозоле - температура воздуха вблизи нуля Цельсия и высокая влажность воздуха, обеспечивающие достаточно большое время существования аэрозоля и, следовательно, вируса внутри него.

Ключевые слова: *аэрозоль, испарение, замерзание, лапласово давление, влажность воздуха, температура воздуха.*

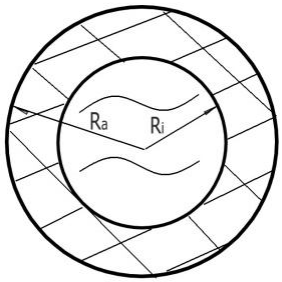
Вирусы, вызывающие респираторные эпидемии, находятся внутри водного аэрозоля микронного размера и переносятся слабыми воздушными потоками в приземном слое атмосферы. В настоящее время есть много публикаций, связанных с изучением корреляций в медицинской статистике между атмосферными условиями и скоростью распространения респираторных эпидемий. Особо отметим тщательный анализ в работах [1, 2], в котором отмечалось значительное положительное влияние высокой влажности на скорость распространения эпидемии.

Мы считаем, что метеоусловия, благоприятствующие быстрому высыханию или замерзанию аэрозоля, препятствуют распространению эпидемии. Действительно, высыхание или замерзание аэрозоля приводит к механическому разрушению вируса вследствие огромного капиллярного давления, возникающего при уменьшении размера аэрозоля до субмикронных размеров [3]. В частности, давление внутри капли при ее испарении может достигать $1.4 \cdot 10^5$ Па. Результатов экспериментов с деформацией слоев графена внутри испаряющейся водной капли, подтверждающие нашу точку зрения, приведены в [4].

Расчеты ниже дают характерные времена для микронного аэрозоля, при котором начинается разрушение собственно вируса.

Рассмотрим свободный аэрозоль микронных размеров, летающий в морозном воздухе с $T_a < 0$. Очевидно, что для наших целей вкладом конвективного тепломассообмена такого аэрозоля с воздухом можно пренебречь, так как относительная скорость движения капли и воздуха очень мала. В результате макроскопические процессы переноса носят диффузионный характер.

Сферически симметричное движение границы льда внутри частицы (рисунок) является частным случаем задачи Стефана [5]. Уравнение для изменения во времени радиуса-вектора R_i внутренней границы льда выглядит следующим образом:



Рост льда на границе аэрозоля

$$\frac{dR_i}{dt} = \frac{\lambda T_a}{\rho U \left(R_a - R_i \right)}, \tag{1}$$

Полное время замерзания капли t^* можно рассчитать, используя приближенное аналитическое решение (1). Имеем

$$t^* = -\frac{R_a^2 \rho U}{2\lambda T_a}. \tag{2}$$

Например, из (2) следует, что для водного аэрозоля с Ra = 5 мкм и при Ta = -10 °C t* = = $1.7 \cdot 10^{-4}$ с. В течение времени t^* жидкий аэрозоль превращается в маленький кусок льда. Внутри него из-за роста льда на границе уменьшается объем занятый жидкостью, постепенно нарастает капиллярное давление, которое механически уничтожает вирус, раздавливая его на части.

Испарение капли, находящейся на твердой подложке, было детально рассмотрено в нашей работе [3]. При этом было получено объяснение экспериментальных данных о выживаемости вируса на различных подложках через величину теплопроводности подложки, влияющей на скорость испарения.

Для аэрозоля, свободно летающего в атмосфере при плюсовой температуре, время высыхания можно оценить по формуле (3), также полученной при решении задачи Стефана

$$t^* = \frac{R_a^2 \rho}{2D\left(\rho_v - \rho_{vs}(T_a)\right)}. \qquad (3)$$

Сделаем численную оценку. При 20 °C и относительной влажности воздуха 50% аэрозоль с начальным радиусом R_a = 1 мкм уменьшается до радиуса 100 нм за 3 млс. Из выражения (3) влияние влажности воздуха на скорость испарения аэрозоля очевидно.

Заключение. Впервые выявлены теплофизические процессы, влияющие на распространение респираторных эпидемий за счет высыхания аэрозоля, содержащего вирус с размером около 100 нм, или его замерзания. При этом при фазовых переходах внутри водного аэрозоля возникают огромное лапласово давление, которое механически уничтожает вирус. В частности, в экспериментах по высыханию аэрозоля на месте нахождения аэрозоля обнаруживаются различные кусочки вирусов [6].

Наиболее благоприятные условия для выживания вируса – температура вблизи нуля и независимое условие – высокая влажность воздуха, обеспечивающие достаточно долгую жизнь аэрозоля и вируса внутри него.

Обозначения

D – коэффициент диффузии паров воды, м^2/с; R_i – внутренний радиус ледяной оболочки, R_a – внешний радиус ледяной оболочки, м; T_a – температура воздуха, С; U – удельная скрытая теплота фазового перехода, Дж/кг; λ – коэффициент теплопроводности льда, Вт/(м·К); ρ – плотность аэрозоля, кг/м^3; ρ_v – плотность паров воды в вблизи капли, кг/м^3; ρ_{vs} – плотность насыщенных паров воды в вблизи капли, кг/м^3.

Литература

1. Li H., Xu X. L., Dai D. W., Huang Z. Y., Ma Z., Guan Y. J. Air pollution and temperature are associated with increased COVID-19 incidence: a time series study // Int. J. of Infectious Diseases. 2020. Vol. 97. P. 278–282.

2. Yuan J., Wu Y., Jing W., Liu J., Du M., Wang Y., Liu M. Non-linear correlation bet1ween daily new cases of COVID-19 and meteorological factors in 127 countries // Environmental Research. 2021. Vol. 193. P. 110521.

3. Grinchuk P. S., Fisenko K. I., Fisenko S. P., & Danilova-Tretiak S. M. Isothermal evaporation rate of deposited liquid aerosols and the SARS-CoV-2 coronavirus survival // Aerosol and Air Quality Research. 2021. Vol. 21. P. 200428.

4. Wang W.-N., Jiang Y. and Biswas P. evaporation induced crumpling of graphene oxide nanosheets in aerosolized droplets: confinement force relationship // J. Phys. Chem. Lett. 2012. Vol. 3. P. 3228.

5. Байков В. И., Павлюкевич Н. В., Федотов А. К., Шнип А. И. Неравновесные процессы тепломассопереноса. Минск: Вышейшая школа, 2018. – 476 с.

6. van Doremalen N., Morris D. H., Holbrook M. G., Gamble A., Williamson B. N., Tamin A., Harcourt J. L., Thornburg N. J., Gerber S. I., Lloyd-Smith J. O., de Wit E. and Munster V. J. Aerosol and surface stability of SARS-CoV-2 as compared with SARS-CoV-1 // New Eng. J. Med. Aerosol and Surface. 2020. Vol. 382. P. 1564–1567.

УДК 536.2:536.24:544.773

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА НАНОЖИДКОСТЕЙ С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

Д. В. Гузей[1,2], В. Я. Рудяк[1,2], А. В. Минаков[1,2]

[1]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия
[2]Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, г. Новосибирск, Россия

Изучается теплообмен в цилиндрическом канале наножидкостей (НЖ) с одностенными (ОУНТ) и многостенными (МУНТ) углеродными нанотрубками. Рассматривается ламинарный режим течения. Задача решается с помощью гомогенной модели, когда среда предполагается однородной, но с эффективными коэффициентами переноса. Реология НЖ описывается моделью степенной жидкости. Для замыкания уравнений переноса использовались экспериментально измеренные коэффициенты вязкости и теплопроводности. Выполненное тестирование показало, что гомогенная модель адекватна для рассматриваемых течений, а используемый численный метод дает результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными. Показано, что использование НЖ позволяет значительно увеличить коэффициент теплоотдачи. НЖ с ОУНТ позволяют достичь значительно большей интенсификации теплообмена, чем с МУНТ. Это связано, в частности, с более высокими значениями коэффициента теплопроводности у НЖ с ОУНТ по сравнению с НЖ с МУНТ. Использование НЖ с УНТ для интенсификации теплоотдачи наиболее эффективно при низких и умеренных числах Рейнольдса. Изучена теплогидравлическая эффективность НЖ с УНТ. При малых и умеренных числах Рейнольдса она для НЖ с ОУНТ достигает 3.5.

Ключевые слова: *конвективный теплообмен, ламинарный режим, наножидкость, реология, теплопроводность, углеродные нанотрубки.*

Создание современного теплообменного оборудования и соответствующих технологий требует решения задачи интенсификации отвода тепла. Одним из путей интенсификации процессов теплообмена может стать применение НЖ. К настоящему времени достаточно системно изучен и экспериментально, и теоретически теплообмен НЖ с обычными сферическими частицами (см. обзоры [1–3]). В большинстве работ отмечается существенное увеличение теплоотдачи, хотя получаемый эффект существенно зависит от типа течения (ламинарное или турбулентное) [4–6]. НЖ принято называть и дисперсные флюиды с УНТ. Исследованием вынужденной конвекции наножидкостей с УНТ занимаются около пятнадцати лет, с соответствующей библиографией можно ознакомиться в статье [7]. В большинстве исследований вынужденной конвекции НЖ с УНТ изучались НЖ с МУНТ. Примеров использования для этих целей ОУНТ очень немного.

Анализ литературы показывает, что полученные экспериментальные данные относительно конвективного теплообмена НЖ с УНТ нередко противоречивы. Вместе с тем экспериментальное изучение теплообменных характеристик НЖ весьма трудоемкое. Альтернативой может служить систематическое численное моделирование их конвективного теплообмена. Такие исследования активно развиваются в последнее десятилетие, статей, посвященных численному моделированию теплообмена наножидкостей, на порядок больше, чем экспериментальных. Однако попыток моделирования теплообмена НЖ с УНТ сравнительно немного. Как правило, моделирование теплообмена НЖ проводят с помощью гомогенной модели. Сложность применения такого подхода состоит в том, что должны использоваться эффективные коэффициенты переноса. К сожалению, нередко применяют формулы для коэффициентов переноса обычных крупнодисперсных жидкостей. В результате такого моделирования получаются данные, которые физически невозможно интерпретировать, они просто не соответствуют реальным НЖ. Необходимо для моделирования коэффициентов переноса использовать реальные экспериментальные данные. Реализации этой идеи и посвящена настоящая

работа. Изучается теплообмен НЖ с МУНТ и ОУНТ на основе изопропилового спирта (ИПС) и этиленгликоля (ЭГ) в цилиндрическом канале. Для замыкания уравнений переноса использовались измерения коэффициентов вязкости и теплопроводности [8–10].

Итак, для моделирования теплообмена НЖ с УНТ используется гомогенная модель (одножидкостный подход). Моделируемые наножидкости в общем случае могут быть как ньютоновскими, так и неньютоновскими. В последнем случае коэффициент вязкости описывался моделью степенной жидкости. Моделируется вынужденная конвекция ряда наножидкостей с УНТ в круглом цилиндрическом канале. Внешний и внутренний диаметры равны 6 и 4 мм соответственно, так что толщина стенки составляет 1 мм. Длина обогреваемого участка 0.9 м. Перед измерительным участком расположен участок гидродинамической стабилизации течения длиной 1 м. В расчетах значения расхода теплоносителя варьировались от 0.05 до 3 л/мин, что соответствовало значениям числа Рейнольдса от 15 до 1500. Температура теплоносителя на входе в расчетную область была равна 23 °C.

Для решения системы уравнений гидродинамики использовался метод конечных объемов. Связь между полем скорости и давлением реализуется с использованием алгоритма SIMPLEC. Схема PRESTO применялась для дискретизации уравнения неразрывности, а неявная схема второго порядка – для аппроксимации нестационарных членов уравнений переноса. Противопоточная схема второго порядка использовалась для аппроксимации конвективных членов уравнений переноса. В работе [11] данная модель и алгоритм решения задачи для вынужденной конвекции НЖ на основе ИПС с ОУНТ был тестирован на специально полученных экспериментальных данных [12].

В процессе решения рассчитывались профили скорости и температуры, локальный и средний коэффициенты теплопередачи, падение давления вдоль канала и их зависимости от расхода НЖ и числа Рейнольдса. В результаты получены следующие основные выводы.

- Выполненное с использованием экспериментальных данных тестирование решения задачи о течении и конвективном теплообмене неньютоновской НЖ с УНТ показало, что гомогенная модель адекватно их моделирует, а используемый численный метод дает результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными.
- Установлено, что с ростом концентрации УНТ имеет место выполаживание профиля скорости и ее увеличение в пристенной области. Такое поведение непосредственно связано с реологией НЖ. Деформация профиля скорости в канале приводит к увеличению коэффициента теплопередачи. В этом состоит один из механизмов интенсификации теплоотдачи при теплообмене псевдопластической НЖ с УНТ.
- Использование НЖ позволяет значительно увеличить коэффициент теплоотдачи в ламинарном режиме течения. При этом НЖ с ОУНТ позволяют достичь значительно большей интенсификации теплообмена, чем НЖ с МУНТ. Так, НЖ на основе ИПС при весовой концентрации ОУНТ 0.25% позволяет повысить теплоотдачу в 2.7 раза, а НЖ с МУНТ при той же концентрации – в 1.3 раза. Это связано, в частности, с более высокими значениями коэффициента теплопроводности у НЖ с ОУНТ по сравнению с НЖ с МУНТ.
- Показано, что использование НЖ с УНТ для интенсификации теплоотдачи наиболее эффективно при низких и умеренных числах Рейнольдса.
- Анализ влияния свойств базовой жидкости на характеристики теплоотдачи НЖ с УНТ показал, что, как и для обычных НЖ со сферическими частицами, интенсификация теплообмена НЖ с УНТ будет тем эффективнее, чем ниже теплопроводность соответствующей базовой жидкости.
- Изучение теплогидравлической эффективности НЖ с УНТ показало, что с увеличением концентрации УНТ диапазон чисел Рейнольдса, при которых теплогидравлическая эффективность превышает значение, равное единице, расширяется. При этом наиболее эффективным является использование НЖ с ОУНТ, чья теплогидравлическая эффективность при

малых и умеренных числах Рейнольдса может достигать 3.5, что делает применение таких НЖ для интенсификации теплообмена чрезвычайно перспективным.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение № 20-19-00043).

Литература

1. Aydın D. Y., Gürü M. Nanofluids: preparation, stability, properties, and thermal performance in terms of thermo-hydraulic, thermodynamics and thermoeconomic analysis // J. Thermal Analysis and Calorimetry // 2021. Vol. 47, No. 60. P. 1–34.

2. Li J., Zhang X., Xu B., et al. Nanofluid research and applications: a review // Int. Com. Heat and Mass Transfer // 2021. Vol. 127. P. 105543.

3. Zhang X., Li J. A review of uncertainties in the study of heat transfer properties of nanofluids // Heat and Mass Transfer. 2023. Vol. 59. P. 621–653.

4. Meriläinen A., Seppälä A., Saari K., et al. Influence of particle size and shape on turbulent heat transfer characteristics and pressure losses in water-based nanofluids // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2013. Vol. 61. P. 439–448.

5. Minakov A. V., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., et al. Study of turbulent heat transfer of the nanofluids in a cylindrical channel // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 102. P. 745–755.

6. Guzei D., Minakov A., Rudyak V. On efficiency of convective heat transfer of nanofluids in laminar flow regime // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 139. P. 180–192.

7. Ali N., Bahman A. M., Aljuwayhel N. F., et al. Carbon-based nanofluids and their advances towards heat transfer applications – a review // Nanomaterials. 2021. Vol. 11. P. 1628.

8. Rudyak V., Minakov A., Pryazhnikov M. Preparation, characterization, and viscosity studding the single-walled carbon nanotube nanofluid // J. Mol. Liquids. 2021. Vol. 329, No. 1. P. 115517.

9. Rudyak V. Ya., Dashapilov G. R., Minakov A. V., et al. Comparative characteristics of viscosity and rheology of nanofluids with multi-walled and single-walled carbon nanotubes // Diamond & Related Mat. 2023. Vol. 132. P. 109616.

10. Rudyak V. Ya., Pryazhnikov M. I., Minakov A. V., et al. Comparison of thermal conductivity of nanofluids with single-walled and multi-walled carbon nanotubes // Diamond & Related Materials. 2023. Vol. 139. P. 110376.

11. Rudyak V., Minakov A., Guzey D. Modeling the convective thermal heat transfer of nanofluids with carbon nanotubes in cylindrical minichannel // J. of Phys.: Conference Series. 2021. Vol. 2131, No. 2. P. 022068.

12. Rudyak V. Ya., Minakov A. V., Pryazhnikov M. I., et al. Measurement of the thermal conductivity and heat transfer coefficient of nanofluids with single-walled nanotubes // High Temperature. 2022. Vol. 60, No. 5. P. 631–638.

УДК 536.2.083

УЛУЧШЕНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ ПОЛИЭТИЛЕНА ПУТЕМ ГИБРИДНОГО НАПОЛНЕНИЯ ВЫСОКОТЕПЛОПРОВОДНЫМИ ПОРОШКАМИ

С. М. Данилова-Третьяк, Л. Е. Евсеева, К. В. Николаева, В. Г. Лещенко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Изучено влияние карбида кремния и гексагонального нитрида бора на теплофизические свойства полимерных композиционных материалов (ПКМ) на основе линейного полиэтилена низкой плотности (ЛПЭНП). Рассмотрено два типа наполнения: моно-наполнение одним из наполнителей и гибридное наполнение двумя наполнителями в различной концентрации. Показано, что теплопроводность ПКМ ЛПЭНП/BN с повышением концентрации наполнителя до 60 мас.% увеличивается в 5 раз по сравнению с ненаполненным ЛПЭНП. Дополнительное введение 10% SiC увеличивает тепло- и температуропроводность ПКМ до 40%.

Ключевые слова: *теплопроводность, нитрид бора, карбид кремния, гибридное наполнение, концентрация наполнителя.*

Полиэтилен, как превосходный диэлектрический изоляционный материал, широко используется в изоляции электрооборудования, тогда как его низкая теплопроводность ограничивает его дальнейшее применение. Для улучшения свойств полиэтилена, чтобы сделать его более подходящим для применения в изоляции кабелей постоянного тока высокого напряжения, в него могут быть введены различные наполнители с высокой теплопроводностью и низкой электропроводностью. Подходящими для этой цели наполнителями являются нитрид бора и карбид кремния.

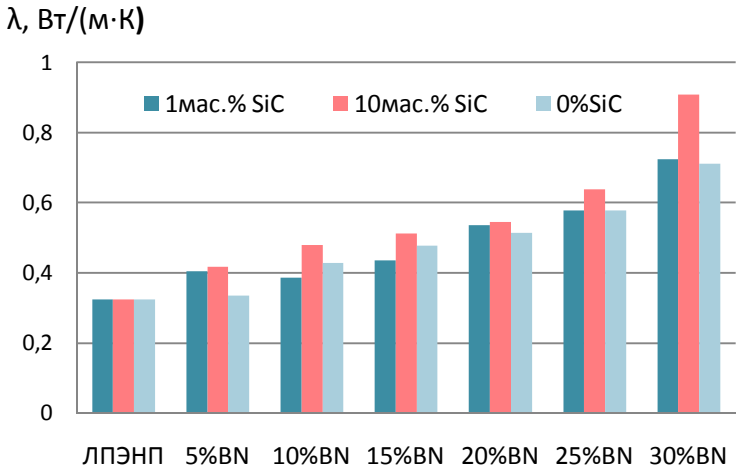
Теплопроводность карбида кремния составляет порядка от 210 до 490 Вт/(м·К) в зависимости от политипа [1, 2]. Мелкозернистый спеченный карбид кремния имеет более низкую теплопроводность (36 Вт/(м·К)) и уменьшается с понижением плотности [3]. Имеется несколько публикаций [4-6], в которых наполнение полимеров карбидом кремния приводило к значительному повышению теплопроводности композитов (до 5,75 Вт/(м·К) при 56 мас.% SiC), причем исследовались, в основном, реактопласты наполненные карбидом кремния.

Гексагональный нитрид бора (h-BN) представляет собой графеноподобную слоистую структуру с теплопроводностью около 30–600 Вт/(м·К) в зависимости от направления теплового потока относительно базальной плоскости [7]. Гексагональный нитрид бора применяется в электронной промышленности, прежде всего как электроизоляционный и диэлектрический материал при работе в широком температурном интервале. Также в последнее время его стали использовать для наполнения полимеров с целью создания ПКМ с повышенной теплопроводностью [8–11]. Поэтому наполнение полиэтилена гексагональным нитридом бора (h-BN) для получения полиэтиленовых композиционных материалов с превосходными изоляционными и теплопроводными свойствами может иметь широкие перспективы применения в изоляции электрооборудования и кабелей.

Цель данной работы – изучение влияния типа наполнения и концентрации порошков карбида кремния и гексагонального нитрида бора на теплофизические свойства полимерных композитов на основе линейного полиэтилена низкой плотности. Рассмотрено два типа наполнения: моно-наполнение одним из наполнителей и гибридное наполнение двумя наполнителями в различной концентрации. Концентрация нитрида бора изменялась от 5 до 30 мас.%. Концентрация карбида кремния в гибридно-наполненных композитах была фиксирована: 1 мас.% и 10 мас.%. Определение теплофизических свойств проводилось на приборе LFA457 методом лазерной вспышки.

Эксперименты показали, что при мононаполнении и повышении концентрации, как нитрида бора, так и карбида кремния, теплопроводность полимерных композитов возрастает экспоненциально по сравнению с ненаполненным ЛПЭНП. Причем для ЛПЭНП + 60 мас.% BN теплопроводность увеличилась в 5 раз, а для ЛПЭНП+60 мас.%SiC – в 4 раза. Частицы этих наполнителей имеют форму, отличную друг от друга: частицы нитрида бора – пластинчатую, а карбид кремния – неправильную, но более приближенную к сферической. Наполнение разноразмерными и разнородными частицами, имеющими высокую теплопроводность, еще более увеличивает теплопроводность полимерного композита, поскольку частицы могут перестраивать структуру ПКМ, распределяясь более плотно по отношению друг к другу, тем самым уплотняя материал. Выстраивание теплопроводящих цепочек из частиц наполнителей повышает теплопроводность всего композита.

Исследование показало, что гибридное наполнение нитридом бора с 10 мас.% карбида кремния улучшает теплоперенос в ПКМ, повышая коэффициент теплопроводности еще до 40% по сравнению с моно-наполнением нитридом бора (рисунок).



Коэффициент теплопроводности ПКМ при разной концентрации наполнителей

Литература

1. Burgemeister E. A., W. von Muench, Pettenpaul E. Thermal conductivity and electrical properties of 6H silicon carbide // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50, No. 9. P. 5790–5794.

2. Harris G. L. Thermal conductivity of SiC // Properties of Silicon Carbide. EMIS Datareviews Series. No. 13. London, 1995. P. 5–6.

3. Чиркин, В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1967. – 474 с.

4. Tianle Zhou, Xin Wang, Xiaoheng Liu [et. al.]. Improved thermal conductivity of epoxy composites using a hybrid multi-walled carbon nanotube/micro-SiC filler // Carbon. 2010. Vol. 48. P. 1171–1176.

5. Schen D., Zhan Z., Liu Z. [et. al]. Enhanced thermal conductivity of epoxy composites filled with silicon carbide nanowires // Scientific Reports. 2017. Vol. 7. P. 2606.

6. Zhou W., Yu D., Min C. [et. al.]. Thermal, dielectric, and mechanical properties of SiC particles filled linear low-density polyethylene composites // J. of Appl. Polym. Sci. 2009. Vol. 112. P. 1695–1703.

7. Нитрид бора. [Электронный ресурс]. https://en.wikipedia.org/wiki/Boron_nitride#:

8. Wattanakul K., Manuspiya H. and Yanumet N. Thermal conductivity and mechanical properties of BN-filled epoxy composite: Effects of filler content, mixing conditions, and BN agglomerate size // J. Comp. Mater. 2011. Vol. 45. P. 1967–1980.

9. Zhou W.Y., Qi S. H., Zhao H. Z. [et. al.]. Thermally conductive silicone rubber reinforced with boron nitride particle // Polym. Comp. 2007. Vol. 28. P. 23–28.

10. Permal A., Devarajan M., Hung H. L. [et. al.]. Thermal and mechanical properties of epoxy composite filled with binary particle system of polygonal aluminum oxide and boron nitride platelets // J. Mater. Sci. 2016. Vol. 51. P. 7415–7426.

11. Zhang X., Wu H. and Guo S. Effect of interfacial interaction on morphology and properties of polyethylene/boron nitride thermally conductive composites // Polymer-Plastics Technology and Engineering. 2015. Vol. 54. P. 1097–1105.

УДК 541.135

ВЛИЯНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

С. А. Жданок

ООО «Перспективные исследования и технологии», г. Минск, Беларусь

Углеродные нанотрубки (УНТ) обладают рядом уникальных свойств, делающих эффективным их использование в различных материалах: в эластомерах, в полимерах, в керамике, в бетонах и пр.

В докладе описываются результаты применения добавок на основе УНТ «ART Carbon», производимых компанией «Передовые исследования и технологии» в Беларуси, в процессах плавки и модификации поверхности различных металлов и сплавов. Подробно описаны способы введения и результаты применения УНТ в процессах производства сплавов на основе алюминия и олова, при нанесении гальванических покрытий и в процессах анодирования, при механическом внедрении УНТ в поверхность металлов.

Основным эффектом применения УНТ в описанных выше процессах является улучшение механических и физических свойств металлов и сплавов: повышение микротвердости, стойкости к истиранию, коррозионной стойкости

УДК 532.135

АППРОКСИМАЦИЯ КРИВЫХ ТЕЧЕНИЯ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Н. А. Журавский, Е. В. Коробко, Л. В. Маркова, Л. В. Радкевич

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Исследованы с использованием ротационного вискозиметра реологические характеристики магнитореологических жидкостей с дисперсной фазой на основе частиц как только карбонильного железа, так и с добавками ферримагнитного оксидного наполнителя. Методами регрессионного анализа полученные кривые течения аппроксимированы степенной функцией с тремя параметрами, зависящими от напряженности магнитного поля и концентрации дисперсной фазы.

Ключевые слова: *магнитореологическая жидкость, напряжение сдвига, алгоритм управления.*

Научно-технический прогресс в настоящее время определяется явно выраженной тенденцией к широкому использованию "интеллектуальных" материалов, позволяющих осуществлять многостороннее и эффективное управление их свойствами, а также к разработке устройств, в которых они применяются. Способность управлять силовыми и температурными характеристиками реологических материалов, включающих поляризующиеся в магнитном поле дисперсные наполнители в дисперсионной среде, открывает реальные перспективы новых путей решения актуальных технических задач для энергетики, прецизионного оборудования, машиностроения и строительства [1].

Многочисленные исследования большого спектра составов магнитореологических жидкостей (МРЖ) выявили, что они являются нелинейными неньютоновскими материалами. В зависимости от типа созданной полем структуры, ее предыстории, внешних условий (нагрузочных и температурных) и внутренних (диссипативный разогрев) в МРЖ могут превалировать упругие, вязкие или пластические свойства. Наиболее изучено их поведение в стационарных условиях [2]. Реологические особенности будут определяться комплексом характеристик материала: расположением частиц в объеме, характером их поляризационного взаимодействия, степенью управляемого структурообразования в полях, влиянием температуры, уровнем диссипации энергии при нестационарном силовом воздействии и др., что осложняет создание алгоритмов управления характеристиками объектов, необходимых для эффективного применения материалов в технических устройствах [3].

Цель настоящего исследования – установление характера зависимости реологического поведения МРЖ с различной концентрацией дисперсной фазы при изменении напряженности магнитного поля.

Для применения в качестве рабочих сред приготовлены следующие составы МРЖ: МРЖ-1Г (20 об.% карбонильного железа), МРЖ-2Г (40 об.% карбонильного железа), МРЖ-3Г (30 об.% карбонильного железа и 10 об.% оксидного наполнителя $Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$), МРЖ-4Г (30 об.% карбонильного железа). Дисперсионной средой являлось синтетическое масло Mobil 22.

В результате эксперимента на вискозиметре HAAKE RV 12, оснащенном индуктором магнитного поля, определены реологические характеристики МРЖ (кривые течения, зависимости напряжения сдвига от скорости сдвига). Диапазон скоростей сдвига – 0,01–536 $с^{-1}$, напряженности магнитного поля H = 50–500 кА/м. Знание кривых течения МРЖ позволяет рассчитать их течение в каналах гидравлических устройств при напорном и сдвиговом течении.

Значения напряжений сдвига изменяются в пределах от 0,7–4 кПа при H = 50 кА/м до 25–74 кПа при H = 500 кА/м. Частицы феррита, благодаря своей неправильной форме, суще-

ственно увеличивают сдвиговое сопротивление в жидкости и имеют на порядок меньшую магнитную проницаемость. Частицы феррита показывают широкое распределение по размерам (0,25–20 мкм). Имеются частицы больших размеров, что также способствует увеличению напряжений сдвига в магнитном поле. Таким образом, использование ферримагнитных частиц в составе магнитореологических жидкостей позволяет дополнительно расширить диапазон напряжений сдвига.

Интерпретация поведения кривых течения МРЖ в магнитном поле в диапазоне скорости сдвига 1–134 $с^{-1}$ проводилась методами регрессионного анализа. Было показано, что наилучшей аппроксимацией этих кривых является степенная функция с тремя параметрами, т. е. модель Гершеля–Балкли

$$\tau = \tau_y + K\dot{\gamma}^n.$$

Показано также, что параметры аппроксимации: динамический предел текучести τ_y, коэффициент констистенции K, индекс течения n, зависят от напряженности магнитного поля и концентрации дисперсной фазы. Зависимость предела текучести τ_y от напряженности магнитного поля является квадратичной. Диапазоны параметров модели в исследованных интервалах концентраций и напряженности магнитного поля: τ_y = 0,5–60 кПа, K = 34–$1{,}11\cdot10^4$ Па·$с^n$, n = –0,733–0,675.

Полученные аппроксимации могут быть использованы для расчета расходно-напорных характеристик течения МРЖ в каналах гидравлических устройств, а также при разработке алгоритмов управления характеристиками устройств с использованием МРЖ.

Обозначения

H – напряженность магнитного поля, А/м; K – коэффициент консистенции, Па·$с^n$; n – индекс течения; τ – напряжение сдвига, Па; τ_y – предельное напряжение сдвига (динамический предел текучести), Па; $\dot{\gamma}$ – скорость сдвига, $с^{-1}$.

Литература

1. Ahamed R., Choi S.-B. and Ferdaus M. M. A state of art on magnetorheological materials and their potential applications // J. of Intelligent Material Systems and Structures. 2018. Vol. 29, No. 10. P. 2051–2095.

2. Cvek M., Mrlik M. and Pavlinek V. A rheological evaluation of steady shear magnetorheological flow behavior using three-parameter viscoplastic models // J. of Rheology. 2016. Vol. 60, No. 4. P. 687–694.

3. Li Z., Gong Y. Research on ferromagnetic hysteresis of a magnetorheological fluid damper // Frontiers in Materials. 2019. Vol. 6. P. 111.

УДК 62-971.2:66.092-977

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ПИРОЛИЗЕ РАСТИТЕЛЬНОЙ БИОМАССЫ

В. М. Зайченко, В. А. Лавренов, Ю. М. Фалеева

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Проведены исследования экзотермического эффекта, сопровождающего процесс торрефикации растительной биомассы. В качестве исследуемых материалов используются древесные опилки и лузга подсолнечника. В экспериментальных исследованиях задействован реактор торрефикации в неподвижном слое. Получены данные по изменению температуры в различных точках реактора, указывающие на самопроизвольный нагрев биомассы до температур, значительно превышающих температуру нагревателя, что может быть использовано на практике для увеличения энергоэффективности процесса при реализации опытно-промышленных установок.

Ключевые слова: *биомасса, пиролиз, торрефикация, теплотворная способность, тепловыделение, экзотермические реакции.*

В нашей стране приблизительно на 70% территории, на которой проживают около 20 млн. человек, нет централизованного энергоснабжения [1]. Организация надежной распределенной генерации за счет использования местных возобновляемых ресурсов позволит снабжать автономные территории необходимой тепловой и электрической энергией. В России основным местным топливно-энергетическим ресурсом является биомасса: торф, древесные и сельскохозяйственные отходы, а также отходы жизнедеятельности различных видов [2]. Растительная биомасса является CO_2-нейтральным сырьем, поскольку при ее переработке выделяется количество углекислого газа, эквивалентное тому, что поглощается из атмосферы при ее росте. Таким образом, использование биомассы в качестве возобновляемого энергетического ресурса является одним из важнейших направлений модернизации существующей энергетической системы.

Применение в энергетике биомассы подразумевает использование технологий, обеспечивающих ее предварительную подготовку для энергетического использования. В качестве основного технологического процесса получения из биомассы энергоэффективных топлив в настоящее время рассматривается процесс термической конверсии – нагрев в нейтральной среде до температур 250–800 °С. При торрефикации (низкотемпературном пиролизе) в интервале температур 250–350 °С удельная теплотворная способность сырья увеличивается примерно на 30% [3]. После торрефикации биомасса приобретает гидрофобные свойства, повышается устойчивость к атмосферным и биологическим воздействиям, что позволяет избежать специальных условий при хранении и транспортировке без потери потребительских свойств. Таким образом, торрефикация позволяет получать биотопливо более высокого качества для его последующего применения в энергетике [4].

Основным препятствием при реализации процесса в промышленном масштабе является тот факт, что преимущества, получаемые при торрефикации биомассы, не окупают дополнительных затрат, необходимых для осуществления процесса. Известно, что термохимическая конверсия биомассы сопровождается экзотермическими реакциями [5]. Для создания энергоэффективных технологий переработки биомассы в твердое топливо необходимы фундаментальные исследования тепломассообменных процессов, происходящих при ее термической конверсии.

Реактор для исследования экзотермического эффекта при торрефикации представлял собой теплоизолированную металлическую трубу внутренним диаметром 66 мм и длиной 1100 мм. Реактор оснащен независимыми электрическими нагревателями и термопарами,

расположение которых показано на схеме испытательного стенда (рис. 1). Нагрев исследуемого материала осуществлялся через стенку реактора. Режим нагрева контролировался с использованием программируемого ПИД-регулятора. Летучие продукты пиролиза, образующиеся при нагревании сырья, под действием возникающего избыточного давления выводились из верхнего фланца реактора, через теплообменник поступали в сепаратор, где происходило разделение жидкой и газовой фаз. Давление в реакторе не превышало 0,4 атм и контролировалось манометром перед реактором и вентилем после сепаратора. В качестве исследуемого сырья использовали отходы деревообработки – опилки древесные (ОД) хвойных пород, а также сельскохозяйственные отходы – лузга подсолнечника (ЛП). Оба вида отходов широко распространены и доступны, имеют огромный потенциал для энергетической переработки в товарную продукцию.

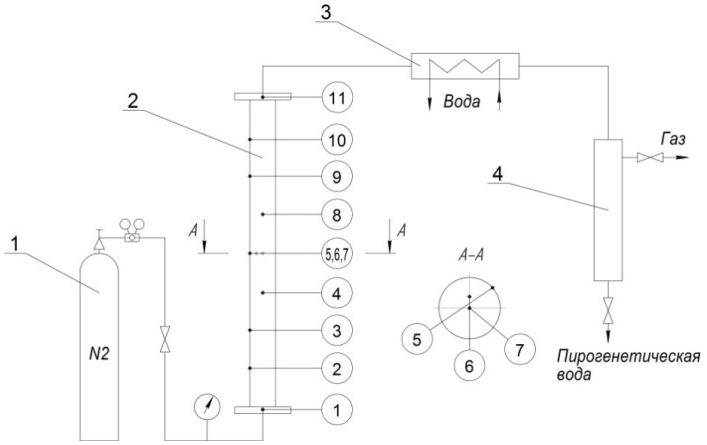


Рис. 1. Принципиальная схема испытательного стенда для определения экзотермического эффекта при торрефикации: 1 – баллон инертного газа (азот); 2 – реактор; 3 – теплообменник; 4 – сепаратор

На рис. 2 показано изменение температуры в различных точках реактора в процессе торрефикации образцов ОД (*а*) и ЛП (*б*) в зависимости от времени. Программным регулятором было задано значение температуры в пристеночной области реактора 270 °С. Предварительные эксперименты, проведенные с инертным материалом в реакторе, показали превышение заданной температуры в пристеночной зоне реактора на 11 °С (термопары Т5, Т9), на 14 °С (термопара Т3) и на 4 °С в контрольном слое (термопары Т6, Т7). В центре реактора ниже и выше контрольного сечения температура достигла заданного значения 270 °С без перегрева (термопары Т4, Т8). Опираясь на полученную картину температурного поля при нагревании инертного материала, можно судить о наличии экзотермического эффекта при пиролизе исследуемого материала (ОД или ЛП).

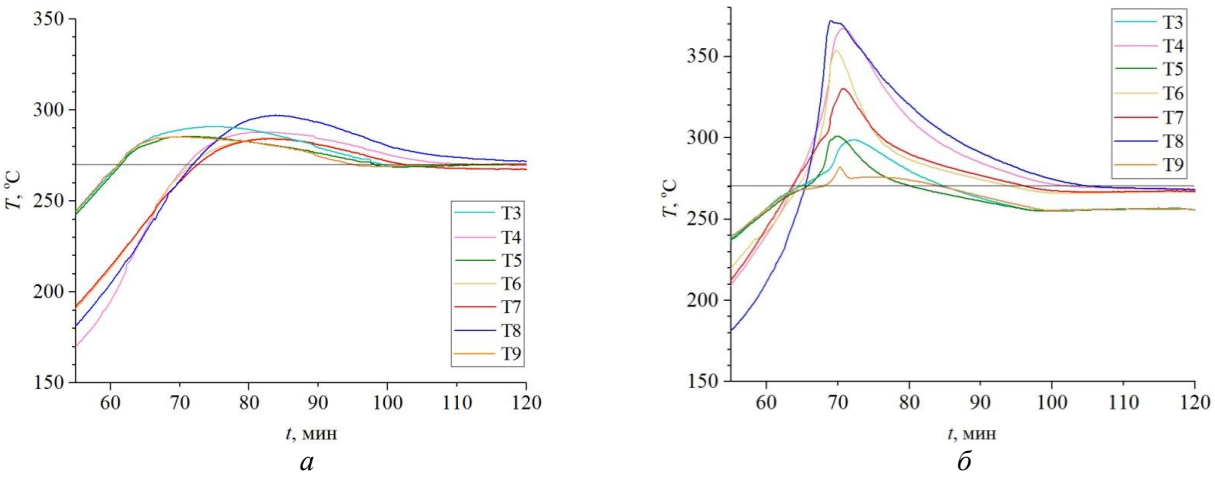


Рис. 2. Изменение температуры в различных точках реактора в ходе исследований образца ОД (*а*) и ЛП (*б*). *T* – температура, °С, мин; *t* – время, мин

В процессе торрефикации ОД температура в пристеночной зоне реактора достигла значений 290 °С (термопара Т3) и 285 °С (термопары Т5 и Т9), показав незначительный перегрев по сравнению с инертным материалом. Однако показания термопар Т4 и Т8 достигли значений 287 и 297 °С соответственно, что означает экзотермический перегрев на 17 и 27 °С соответственно. Температура Т5 пристеночной области в контрольном сечении достигла значения 284 °С и в дальнейшем снижалась, в то время как температура на оси и середине радиуса в контрольном сечении (термопары Т6 и Т7) продолжала расти до 284 °С.

При торрефикации ЛП наблюдался значительный перегрев, хорошо заметный на графике (рис. 2, *б*). Значения температур в точках Т4 и Т8 достигли 367 и 372 °С соответственно, что означает превышение на 100 °С по сравнению с экспериментом с инертным материалом. В контрольном сечении наибольшее значение достигла температура в середине радиуса (353 °С, термопара Т6). Причина, по которой перегрев на оси контрольного сечения, где температура достигла значения 330 °С (термопара Т7), меньше, чем в точках Т4 и Т8, заключается в недостатке конструкции. Мы пришли к выводу, что расположенные в одном сечении три термопары образовали некое подобие сетки, задержавшей оседание материала ниже контрольного сечения, что привело к образованию пустотного пространства и снижению показания термопар Т5, Т6 и Т7. Однако это не отменяет факт наличия явления саморазогрева, наблюдаемого в слое материала ниже и выше контрольного сечения.

Из представленных показаний термопар Т4 и Т8 видно, что процесс торрефикации ОД и ЛП при температуре выше 250 °С сопровождается экзотермическими реакциями, причем процесс торрефикации ЛП характеризуется наиболее выраженным перегревом. Таким образом, существует возможность организации процесса в автотермальном режиме, т. е. без подвода тепла извне, что будет способствовать созданию энергоэффективной технологии получения квалифицированного твердого биотоплива с использованием экзотермических эффектов.

Литература

1. Попель О. С. Возобновляемые источники энергии: роль и место в современной и перспективной энергетике // Журн. Рос. хим. об-ва им. Д. И. Менделеева. 2008. Т. 52, № 6. С. 95–106.

2. Зайченко В. М., Лавренов В. А., Ларина О. М. и др. Энергетическая утилизация биомассы. Новые технологии // ТВТ. 2020. Т. 58, № 4. С. 723–731.

3. Зайченко В. М., Шевченко А. Л. Энергоэффективная торрефикация с использованием управляемой экзотермической реакции // ТВТ. 2022. Т. 60, № 3. С. 448–454.

4. Ma Z., Wang J., Li C., et al. New sight on the lignin torrefaction pretreatment: relevance between the evolution of chemical structure and the properties of torrefied gaseous, liquid, and solid products // Bioresour. Tech. 2019. Vol. 288. P. 121528.

5. Астафьев А. В., Табакаев Р. Б., Языков Н. А. и др. Теплофизическое обоснование пиролитической переработки возобновляемой биомассы за счет теплоты разложения // Изв. Томского политехн. ун-та. Инжиниринг георесурсов. 2020. Т. 331, № 6. С. 7–18.

УДК 536.24

АНАЛИЗ ЭФФЕКТА “ТЕПЛОВОГО ПОРШНЯ” В МЕТАЛЛАХ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

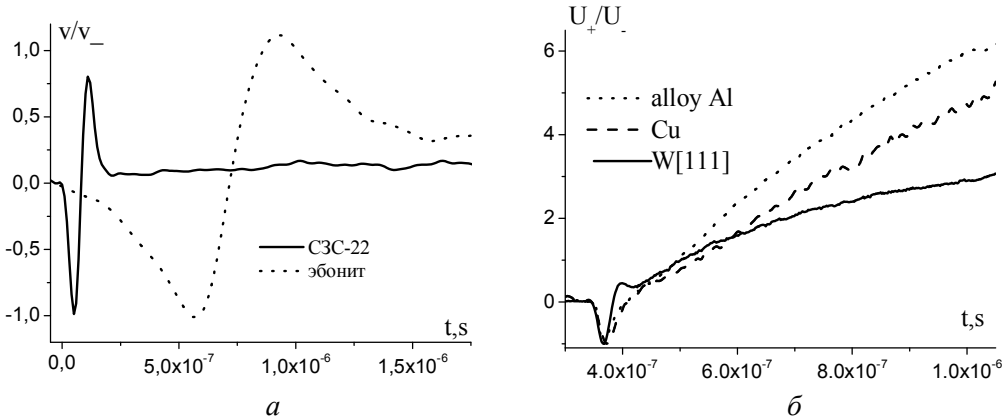
Б. А. Зимин[1], Ю. В. Судьенков[2]

[1]Балтийский государственный университет «Военмех» им. Д. Ф. Устинова, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия
[1]bazimin@mail.ru

Динамическая задача термоупругости впервые была рассмотрена В. И. Даниловской, построившей точное решение задачи о температурных напряжениях, возникающих вследствие импульсного потока лучистой энергии, падающего на границу полупространства. Временные формы импульсов напряжений (либо массовой скорости частиц), описываемые этими решениями, представляют собой двуполярный импульс сжатия–растяжения с длительностями фаз порядка длительности импульса облучения и соразмерными значениями амплитуды. Последующее изучение проблемы динамической термоупругости не внесло принципиальных изменений в параметры откликов термоупругих напряжений. Однако в ряде экспериментальных работ по импульсному лазерному воздействию на твердые тела отмечалось существенное отличие параметров импульсов термоупругих напряжений в металлах от упомянутых выше теоретических решений.

На рисунке приведены нормированные зависимости импульсов термоупругих напряжений в диэлектриках и металлах, представленные в работе. Воздействие осуществлялось лазером с λ = 1,06 мкм и длительностью излучения $\tau_{0,5}$ = 12 нс на образцы с толщинами h = 2–10 мм. Очевидна принципиальная разница в соотношении длительностей и величин фаз сжатия–растяжения термоупругих напряжений в металлах и диэлектриках. Следствием этого является и различие среднего механического импульса, что бесспорно обусловлено принципиальным различием механизмов и скоростей теплопереноса в диэлектриках и металлах [1].

Эффективность процесса диффузии тепла отличает диэлектрики от металлов с позиций механики сплошных сред, по-видимому, этим же определяется и различие термоупругого отклика в этих материалах. Интегральная информация о различии механизмов переноса тепла в диэлектриках и металлах содержится в обобщенном виде в коэффициентах уравнения распространения тепла и соотношении Дюгамеля.



а *б*

Упругие импульсы в образцах из эбонита и цветного стекла СЗС–22 – *а*; импульсы в металлических образцах – алюминиевый сплав Al, монокристаллический вольфрам, медь М1РО – *б*

В рамках механики сплошных сред одномерная динамическая задача термоупругости определяется уравнениями равновесия, распространения тепла (здесь в приближении Фурье) и состояния – закон Дюгамеля:

$$\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=\frac{\partial \sigma}{\partial z}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}=\chi\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}+\frac{\alpha I_0}{\rho c_p}f(t)e^{-\alpha t}, \tag{2}$$

$$\sigma=(2\mu+\lambda)\frac{\partial u}{\partial z}-\alpha_T(3\lambda+2\mu)T\,. \tag{3}$$

Здесь χ – коэффициент температуропроводности, α – коэффициент поглощения света, I_0 – поглощённая часть интенсивности лазерного импульса, τ_u – длительность лазерного импульса, $f(t)=\begin{cases}1,\cdots 0\le t\le \tau_u,\\ 0,\cdots t\ge \tau_u,\end{cases}$, остальные обозначения традиционны.

На основе уравнений (1)–(3) получим систему однородных уравнений динамической термоупругости:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2}-\dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2 u}{\partial t^2}-\beta\dfrac{\partial^2 T}{\partial z^2}=0,\\ \dfrac{\partial T}{\partial t}-\chi\dfrac{\partial^2 T}{\partial z^2}=0.\end{cases} \tag{4}$$

Здесь $\beta=\dfrac{(3\lambda+2\mu)\alpha_T}{\lambda+2\mu}$, $c=\sqrt{\dfrac{\lambda+2\mu}{\rho}}$ – скорость звука в материале.

Будем искать решение уравнений (4) в виде

$$u(t,z)=\tilde{u}(\omega,k)\exp(-i\omega t+ikz),\qquad T(t,z)=\tilde{T}(\omega,k)\exp(-i\omega t+ikz), \tag{5}$$

где $\tilde{u},\tilde{T}$ – комплексные величины, ω – частота, k – волновое число.

Подставляя решения (5) в систему (4), получаем систему однородных уравнений

$$\begin{cases}\dfrac{\omega^2}{c^2}-k^2=0,\\ -i\omega+\chi k^2=0.\end{cases} \tag{6}$$

Совместное решение системы (6) определяет точку резонанса, где модули волновых векторов акустической и температурной волны равны

$$\omega_\chi^*=\frac{c^2}{\chi},\quad k_\chi^*=\frac{c}{\chi}. \tag{7}$$

Для исследуемых материалов это время составляет $\tau^*\sim 10^{-11}-10^{-12}$ с ($\tau^*\sim\omega_\chi^{-1}$).

В настоящей работе рассматривается термоупругая реакция твердых тел на лазерное воздействие с длительностью $\tau_u>\tau^*$.

В теплопроводящих средах, металлах при $t \geq \tau_u$ температура и ее градиент будут изменяться во времени в любом слое $l_\chi \geq 2\sqrt{\chi\tau_u}$. Следствием этого будет генерация упругих возмущений при движении теплового потока. Этот эффект может быть ассоциирован с гидродинамической задачей о движении поршня [2], в данном случае «теплового» поршня.

Для двухстадийного рассмотрения термоупругой реакции твердых тел можно принять допущение об аддитивности перемещений:

$$u = u_a + u_T . \tag{8}$$

где u_a – перемещение, соответствующее решению системы (1)–(3) на первой стадии при $t \leq \tau_u$, u_T – перемещение среды с учётом воздействия процесса переноса тепла («теплового» поршня) и соответствующее второй стадии процесса при $t \geq \tau_u$.

Оценивая $\dfrac{\partial T}{\partial z}$ с учётом того, что $\operatorname{erfc}(\varphi) = \dfrac{\exp(-\varphi^2)}{\varphi\sqrt{\pi}}$ при $t \gg \tau_u$, получаем оценку

$$\frac{\partial T}{\partial z} = C\sqrt{\frac{\chi}{t}} . \tag{9}$$

Тогда для массовой скорости частиц на второй стадии процесса

$$\frac{\partial u_T}{\partial t} = C_1\sqrt{\chi t} , \tag{10}$$

т. е. упругий импульс, возбуждаемый «тепловым» поршнем, будет нарастать после окончания действия импульса излучения пропорционально изменению глубины тепловой диффузии. Длительность работы «теплового» поршня определяется действием градиента температуры.

Таким образом, уже в рамках механики сплошных сред, при учете двухстадийности процесса динамической термоупругости, т. е. при учете процесса переноса тепла после действия импульса нагрева, в частности электронами в металлах, удаётся объяснить различие термоупругого отклика в диэлектриках и металлах на импульсное тепловое возмущение, а также возможность притяжения металлических предметов лучом лазера [3, 4].

Также отметим, что недавно эффект притяжения к лазерному лучу тонких металлических образцов был обнаружен в работе [5].

Литература

1. Займан Дж. Электроны и фононы. М.: Иностранная литература, 1962. – 487 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика М.: Наука, 1986. – 733 с.
3. Zimin B. A. and Sud’enkov Yu. V. The movement of a metal disc toward pulse laser radiation the effect of thermoelastic stresses // Technical Physics Letters. 2013. Vol. 39, No. 1. P. 23–26.
4. Sudenkov Yuri V., Zimin Boris A. Effect of “the thermal piston” in a dynamic thermoelastic problem // Int. J. of Heat and Mass Transfer. June 2015. Vol. 85. P. 781–786.
5. Lei Wang, Shige Wang, Qiuling Zhao, and Xia Wang // Optics Express. Jan. 2023. Vol. 31. No. 2/16.

УДК 541.136

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННОГО ТРАНСПОРТА В ИНТЕРКАЛИРУЕМЫХ ЛИТИЕМ ЭЛЕКТРОДНЫХ МАТЕРИАЛАХ КАК ОСНОВА СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК

А. В. Иванищев, И. А. Иванищева

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, г. Саратов, Россия

Литий-ионные аккумуляторы (ЛИА) в настоящее время рассматриваются как наиболее перспективные автономные накопители электрической энергии. Область их применения продолжает расширяться уже более трех десятилетий: от портативных электронных устройств до электромобилей и крупных стационарных накопителей энергии. Катодные материалы – самая многочисленная и разнообразная группа материалов и компонентов ЛИА. Энергоемкость катода во многом определяет характеристики всего устройства. Наиболее энергоемкими катодными материалами ЛИА являются смешанные оксиды лития и нескольких переходных металлов (Ni, Co, Mn) со слоистой структурой, которые часто обозначают в литературе аббревиатурой NCM. Многие исследователи отмечают, что морфология и состояние поверхности частиц катодного материала оказывают существенное влияние на его электрохимические характеристики [1]. Сразу после синтеза поверхность NCM покрывается значительным количеством соединений лития: Li_2CO_3, LiOH, которые представляют собой остатки непрореагировавших исходных веществ и продуктов их трансформации. С их присутствием на поверхности NCM многие исследователи связывают ускоренную деградацию свойств катодного материала, что может быть связано с затрудненным транспортом ионов лития через поверхностный слой внутрь частиц [2]. Такой слой в литературе принято обозначать аббревиатурой CEI (Cathode Electrolyte Interphase). Удаление CEI путем его растворения создает лишь временный положительный эффект, поскольку активизируются процессы деградации характеристик катодного материала. Решением упомянутой проблемы может быть замена нативного CEI на его искусственный аналог, состоящий из более подходящих материалов. Эти материалы должны формировать однородный, механически прочный, достаточно химически инертный слой с высокими ионопроводящими характеристиками. Все это обусловливает исключительную важность исследования процессов массопереноса в таких морфологически сложных образованиях, как катодные материалы ЛИА.

Для решения этих задач необходимо выбрать подходящую теоретическую модель и использовать высокоинформативные и высокочувствительные методы исследования электрохимических характеристик. Благодаря современному измерительному оборудованию, электрохимическая импедансная спектроскопия (Electrochemical Impedance Spectroscopy, EIS) в настоящее время рассматривается как высокоинформативный и простой в использовании метод исследования [3]. Диапазон частот (или времен), охватываемых этим методом, чрезвычайно широк – до 10 порядков, и в любой момент времени измерение может осуществляться с одинаковой точностью. Процедуры математического анализа экспериментальных данных в высокой степени автоматизированы благодаря разработанным специализированным программным продуктам и не представляют существенных трудностей. Основной проблемой является выбор конкретной теоретической основы анализа – электрической эквивалентной схемы (Electrical Equivalent Cirquit, EEC) [4]. Состав EEC должен соответствовать процессам, происходящим в исследуемой ячейке. Наибольший интерес представляет раздельный анализ электрохимических характеристик каждого процесса в материале электрода. В основном требуется выделить вклады поверхностных слоев и объема интеркаляционного

материала [5–7]. Критерием такого выбора может служить характерное время процесса τ. Само τ нельзя рассматривать как универсальную величину, поскольку она представляет собой комбинацию нескольких величин и может быть выражена как $\tau = RC$ или $\tau = L^2/D$. Их определение требует анализа в рамках выбранной ЕЕС. Каждая составляющая полного спектра импеданса ячейки может быть смоделирована конкретной ЕЕС, которую можно рассматривать как модуль, а общая ЕЕС ячейки может состоять из нескольких таких модулей.

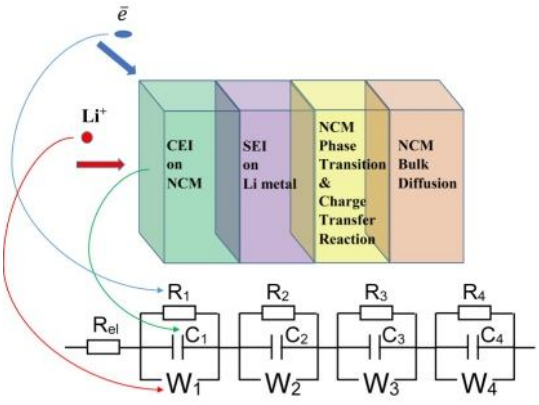
Разработанные нами ранее подходы к анализу импедансных данных [8–10] требуют привлечения дополнительной информации о термодинамических характеристиках интеркаляционного материала, для чего мы использовали метод гальваностатического прерывистого титрования (Galvanostatic Intermittent Titration Technique, GITT). Помимо термодинамического фактора, определенного из данных GITT, это позволило независимо определить значение коэффициента диффузии в процессе с наибольшим характерным временем, что, несомненно, следует отнести к транспорту ионов лития в объеме частицы интеркаляционного материала. Сравнение коэффициентов диффузии, полученных по данным EIS и GITT, позволяет сделать важные выводы о достоверности данных обоих методов и их принадлежности соответствующему процессу в материале.

Уравнение хронопотенциограммы под действием тока в условиях полубесконечной диффузии имеет следующий вид [8–10]:

$$E - E_0 = \Delta E_s - \frac{2i}{nF}\left(\frac{dE}{dc}\right)_{c_0}\sqrt{\frac{t}{\pi D}}.$$

Результатом анализа данных метода GITT являются серии значений dE/dc и D при различных значениях равновесной концентрации ионов лития в материале c_0 и соответствующих им значениях равновесного потенциала E_0.

Подходы к анализу данных EIS подробно обсуждались в нашей недавно опубликованной работе [11]. В начале анализа было определено количество однородных интеркаляционных слоев или последовательных стадий переноса в исследуемой системе. Это количество равно числу параллельных цепочек R||C||W в ЕЕС (рисунок). Далее все доступные спектры были смоделированы без изменения состава ЕЕС, даже в случае сильного перекрытия дуг в спектрах. В этом случае часть параметров определялась с большой погрешностью, но остальные параметры были определены достаточно достоверно. При моделировании важно избегать «перескоков» параметров из одной цепочки в другую. Таким образом, можно проследить закономерность изменения параметров разных слоев при изменении внешних условий. Значение импеданса частотно-независимого элемента R совпадает с его индивидуальным параметром – активным сопротивлением. Величина импеданса элемента C определяется частотой и электрической емкостью, что также является индивидуальной характеристикой. Диффузионное сопротивление зависит от частоты и постоянной Варбурга W. Однако последняя не является индивидуальной характеристикой, а представляет собой суперпозицию нескольких параметров исследуемой системы, наиболее значимыми из которых являются (dE/dc) и D, которые входят в модифицированную формулу Варбурга [8–10]: $D = \left(\left|dE/dc\right|/(nFSW)\right)^2/2$.



Электрическая эквивалентная схема для анализа спектров электрохимического импеданса полуячейки, содержащей металлический литиевый анод и катод на основе $LiNi_{0.85}Co_{0.10}Mn_{0.05}O_2$

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 20-03-00381.

Обозначения

E – текущее значение электродного потенциала, E_0 – значение электродного потенциала в условиях равновесия, предшествующих включению тока; dE/dc – производная электродного потенциала по концентрации ионов лития в точке равновесия ($c = c_0$), этот параметр имеет отрицательное значение, так как приращения потенциала и концентрации имеют противоположные направления, по этой причине в уравнении появляется знак «–»; ΔE_s – начальный безынерционный (в масштабе характерных времен диффузии) скачок потенциала; i – плотность тока, приходящаяся на реальную поверхность интеркаляционного материала в электроде; D – коэффициент диффузии ионов лития; t – переменная времени; n – число электронов; F – постоянная Фарадея; S – истинная поверхность интеркаляционного материала; W – постоянная Варбурга.

Литература

1. Tan X., Zhang M., Li J., Zhang D., Yan Y., Li Z. Recent progress in coatings and methods of Ni-rich $LiNi_{0.8}Co_{0.1}Mn_{0.1}O_2$ cathode materials: a short review // Ceram. Int. 2020. Vol. 46. P. 21888–21901.

2. Sicklinger J., Metzger M., Beyer H., Pritzl D., Gasteiger H.A. Ambient storage derived surface contamination of NCM 811 and NCM111: performance implications and mitigation strategies // J. Electrochem. Soc. 2019. Vol. 166. P. A2322–A2335.

3. Huang J. Diffusion impedance of electroactive materials, electrolytic solutions and porous electrodes: warburg impedance and beyond // Electrochim. Acta. 2018. Vol. 281. P. 170–188.

4. Westerhoff U., Kurbach K., Lienesch F., Kurrat M. Analysis of lithium-ion battery models based on electrochemical impedance spectroscopy // Energy Technol. 2016. Vol. 4. P. 1620–1630.

5. Gordon I. J., Grugeon S., Debart A., Pascaly G., Laruelle S. Electrode contributions to the impedance of a high-energy density Li-ion cell designed for EV applications // Solid State Ion. 2013. Vol. 237. P. 50–55.

6. Momma T., Yokoshima T., Nara H., Gima Y., Osaka T. Distinction of impedance responses of Li-ion batteries for individual electrodes using symmetric cells // Electrochim. Acta. 2014. Vol. 131. P. 195–201.

7. Sabet P. S., Warnecke A. J., Meier F., Witzenhausen H., Martinez-Laserna E., Sauer D. U. Non-invasive yet separate investigation of anode/cathode degradation of lithium-ion batteries (nickel-cobalt-manganese vs. graphite) due to accelerated aging // J. Power Sources. 2020. Vol. 449. P. 227369.

8. Ivanishchev A. V., Ushakov A. V., Ivanishcheva I. A., Churikov A. V., Mironov A. V., Fedotov S. S., Khasanova N. R., Antipov E. V. Structural and electrochemical study of fast Li diffusion in $Li_3V_2(PO_4)_3$-based electrode material // Electrochim. Acta. 2017. Vol. 230. P. 479–491.

9. Ivanishchev A. V., Churikov A. V., Ivanishcheva I. A., Ushakov A. V. Lithium diffusion in $Li_3V_2(PO_4)_3$-based electrodes: a joint analysis of electrochemical impedance, cyclic voltammetry, pulse chronoamperometry, and chronopotentiometry data // Ionics. 2016. Vol. 22. P. 483–501.

10. Ivanishchev A. V., Bobrikov I. A., Ivanishcheva I. A., Ivanshina O. Y. Study of structural and electrochemical characteristics of $LiNi_{0.33}Mn_{0.33}Co_{0.33}O_2$ electrode at lithium content variation // J. Electroanal. Chem. 2018. Vol. 821. P. 140–151.

11. Ivanishchev A. V., Lee S.-H., Kim J.-J., Ivanishcheva I. A., Nam S.-C., Song J.-H. Li-ion diffusion characteristics of surface modified Ni-rich NCM cathode material // J. Electroanal. Chem. 2023. Vol. 932. P. 117242.

УДК 538.9, 536.631

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕРИОДИЧЕСКИ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ГРАФЕНОВЫХ ЛЕНТ

Ф. Инь, В. И. Хвесюк, Ш. Лю, А. А. Баринов

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Проведен расчет теплофизических свойств графена: дисперсии, плотности состояний фононов и теплоемкости – с помощью модели силовых постоянных четырех ближайших соседей. Проведено исследование влияния текстуры (шероховатости) границы листа графена на длины среднего пробега фононов для случая периодических графеновых лент различной ширины.

Ключевые слова: *шерохвотость, дисперсионное соотношение, теплоемкость, графеновые наноленты, длины свободного пробега.*

Графеновые ленты (ГЛ) представляют собой одномерные структуры, которые привлекательны как для фундаментальных исследований, так и для технологического применения. В работе [1] впервые предложена периодически структурированная графеновая лента (ПСГЛ), показанная на рис. 1, которая является перспективным материалом с уникальными свойствами. В частности, представляет интерес изучение теплофизических свойств периодически структурированных графеновых лент.

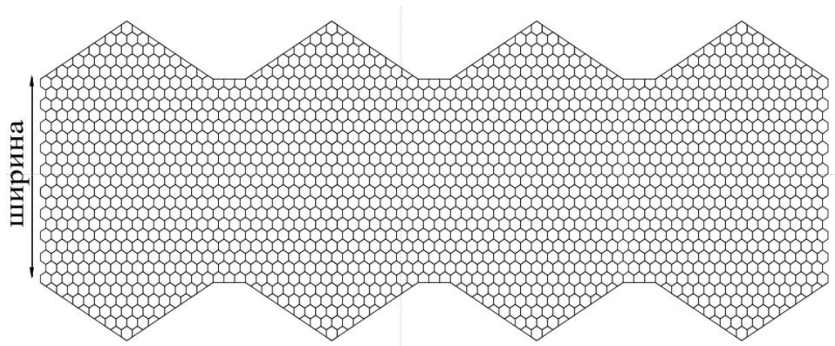


Рис. 1. Структура периодической графеновой ленты

Анализ динамики решетки строится на рассмотрении гармонического приближения, тогда уравнение движения для каждого атома имеет вид

$$M\ddot{\mathbf{u}}_n = -\sum_m \Phi(\mathbf{R}_n, \mathbf{R}_m)\cdot \mathbf{u}_m, \tag{1}$$

где M – масса атома, $\Phi(\mathbf{R}_n, \mathbf{R}_m)$ – тензор силовых постоянных 3×3, связывающий атомы n и m. Благодаря периодичности решетки можно искать решение типа Блоховских волн:

$$\mathbf{u}_n^{\mathbf{q}}(t) = \mathbf{A}\exp\left[i(\mathbf{q}\cdot\mathbf{R} - \omega t)\right], \tag{2}$$

где $\mathbf{A}$ – амплитуда моды, ω – частота, $\mathbf{q}$ – волновой вектор. Подставив уравнение (2) в (1), получим секулярное уравнение для определения дисперсии:

$$\left|D_{ij}(q) - \omega^2\delta_{ij}\right| = 0 \tag{3}$$

где $D(\mathbf{q})$ – динамическая матрица, $\delta_{ij}=1$ при $i=j$, $\delta_{ij}=0$ при $i\neq j$. Для решения уравнения (3) применяется модель силовых постоянных четырёх ближайших соседей [2]. Полученные дисперсионные соотношения показаны на рис. 2.

С помощью статистической обработки дисперсии графена (3) рассчитывается плотность состояний, DOS – density of state, результаты расчета представлены на рис. 3. Затем определяется теплоемкость графена путем «суммирования» всех доступных состояний фононов согласно выражению из физики твердого тела:

$$C_{\mathrm{v}}(T)=\int_0^{\omega_{\max}}\frac{\partial\overline{n}(\omega,T)}{\partial T}\cdot\hbar\omega\cdot\mathrm{DOS}(\omega)d\omega, \tag{4}$$

где $\overline{n}$ – равновесное распределение Бозе–Эйнштейна.

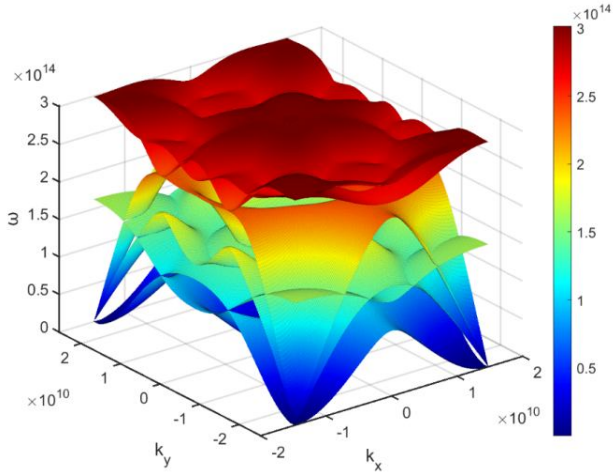


Рис. 2. Дисперсия фононов в графене

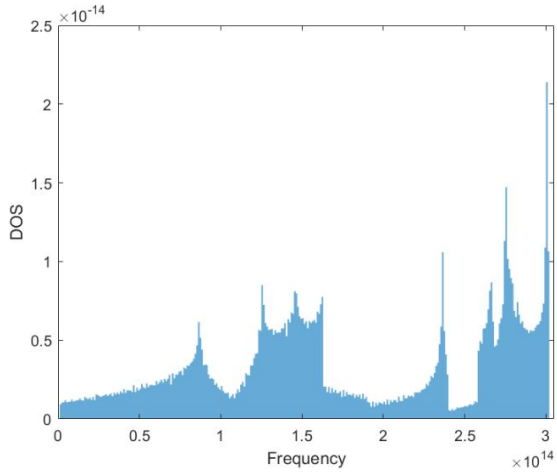


Рис. 3. Плотность состояний фононов в графене

На рис. 4 представлен результаты расчета теплоемкости графена (4) в диапазоне температур от 0 до 2000 К. Видно, что модель 4NNFC показывает хорошее согласие с экспериментальными данными [3].

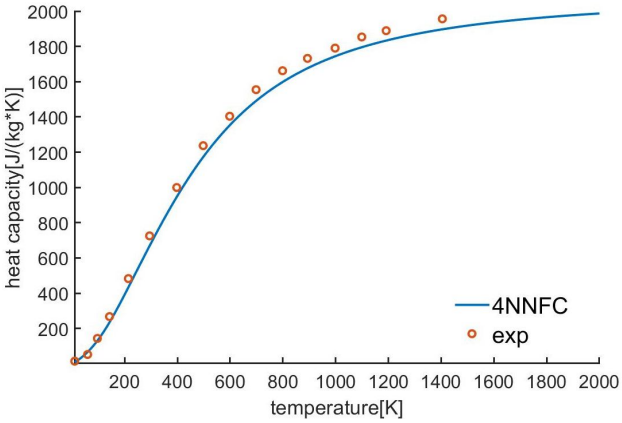


Рис. 4 Теплоемкость графена в зависимости от температуры

Для исследования влияния текстуры границы на длины пробега фононов применяется модель, разработанная в МГТУ [4], для описания шероховатости поверхности, согласно которой нормированная функция распределения углов наклона поверхности задается в виде

$$\omega(\varphi,\gamma_c)=\frac{1}{\gamma_c\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{\tan^2\varphi}{2\gamma_c{}^2}\right)\frac{1}{\cos^2\varphi},\quad -\frac{\pi}{2}\le\varphi\le\frac{\pi}{2}. \tag{5}$$

Здесь γ_c – дисперсия наклонов шероховатостей, $\gamma_c = \sigma / l_r$, где σ – среднеквадратичное значение высот шероховатости, l_r – среднеквадратичное значение длин шероховатостей.

Для анализа локального взаимодействия фонона с шероховатостью проводится моделирование процесса отражения фонона от границы графеновой ленты с помощью пакета MATLAB. Схематично процесс отражения представлен на рис. 5. Здесь θ – угол падения фонона, φ – угол наклона шероховатости, θ + 2φ – угол отражения фонона. С помощью функции распределения (5) определяется усредненная по φ длина свободного пробега фононов в периодически структурированной графеновой ленте:

$$\mathrm{L} = \left\langle \left\langle \left\langle l_{ph} \right\rangle_{\theta} \right\rangle_{xy} \right\rangle_{\varphi} (\gamma) = \int_{-0.5}^{0.5} \omega_{\theta}(\gamma, \varphi) \left\langle \left\langle l_{ph} \right\rangle_{\theta} \right\rangle (\varphi) \, d\varphi \tag{6}$$

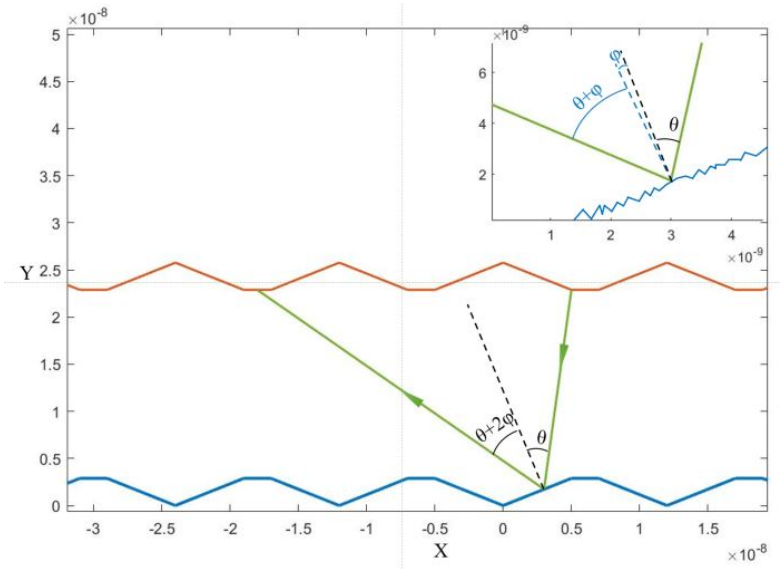


Рис. 5. Процессы отражения фононов в периодически структурированных графеновых лентах

С использованием подхода (6) получены средние длины пробега фононов в ПСГЛ различной ширины *W*. На рис. 6 показано, что средняя длина свободного пробега фононов увеличивается с ростом ширины *W* периодически структурированной графеновой ленты. При увеличении шероховатости (параметр γ_c) средняя длина свободного пробега фононов уменьшается.

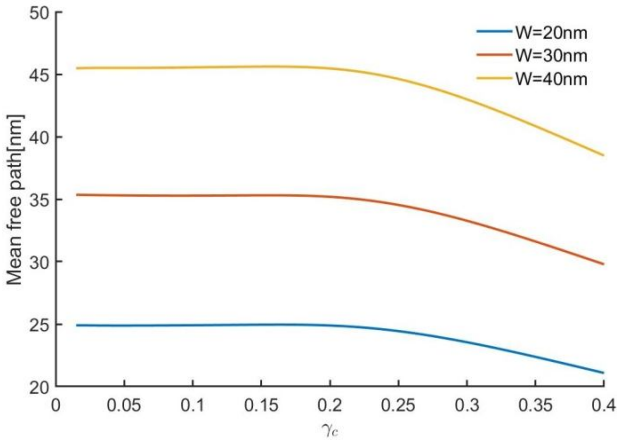


Рис. 6. Длины среднего пробега фононов в периодически структурированных графеновых лентах толщиной 20, 30 и 40 нм

Литература

1. Hsu T.-C., Wu B.-X., Lin R.-T., Chien C.J. et al. Electron–phonon interaction toward engineering carrier mobility of periodic edge structured graphene nanoribbons // Sci. Rep. 2023. Vol. 13, No. 1. P. 5781.

2. Dresselhaus G., Dresselhaus M. S., Saito R. Physical properties of carbon nanotubes. World Scientific Publishing Company, 1998. – 272 p.

3. Mohr M., Maultzsch J., Dobardžić E., Reich S. et al. Phonon dispersion of graphite by inelastic x-ray scattering // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76, No. 3. P. 035439.

4. Хвесюк В. И., Баринов А. А., Лю Б., Цяо В. Принципиально новые подходы к решению теплофизических задач применительно к наноэлектронике // Изв. высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2023. Т. 26, № 3. С. 190–197.

УДК 532.546

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОРАЗМЕРНЫХ КОМПЛЕКСОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОЛИМЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕФТЕНОСНЫЕ КОЛЛЕКТОРА

В. В. Кадет, И. В. Васильев

РГУ нефти и газа (НИУ) имени И. М. Губкина, г. Москва, Россия
kadet.v@gubkin.ru, vas.ivn@mail.ru

Разработана перколяционно-гидродинамическая модель, позволяющая учитывать особенности взаимодействия наноразмерных комплексов полимерных растворов с поверхностью порового пространства в процессе полимерного воздействия на нефтеносные коллектора. Проведен анализ влияния структуры наноразмерных комплексов на коэффициент извлечения нефти при полимерном заводнении. Показано, что наиболее важными критериями эффективности полимерного воздействия, имеющими принципиальное значение, являются структура порового пространства коллектора и вязкость нефти.

Ключевые слова: *полимерное заводнение, наноразмерные комплексы, классические полимеры, сверхразветвленные наноагрегаты, относительные фазовые проницаемости, теория перколяции.*

Процесс вытеснения нефти полимерными растворами характеризуется двумя основными эффектами: повышение вязкости вытесняющего агента и взаимодействие частиц полимерного раствора с пористой средой. В работе рассмотрены оба этих аспекта влияния структуры наноразмерных комплексов на эффективность данного типа технологии.

Во-первых – повышение вязкости вытесняющего агента. Именно на это было обращено внимание исследователей в первую очередь [1, 2]. Поскольку вязкость определяется объёмной концентрацией молекулярных агрегатов полимера в растворе, основные усилия исследователей были направлены на увеличение радиуса этих агрегатов. Это позволяет увеличить объёмную концентрацию без увеличения концентрации частиц, т. е. количества самого полимера. С этой целью были разработаны варианты так называемых сверхразветвленных наноагрегатов [3–7]. Данные полимеры имеют ряд существенных преимуществ перед линейными (классическими) полимерами. Разветвленность наноагрегатов полимера приводит к росту их эффективного радиуса за счет присоединения к ядру агрегатов пленки водной фазы (сольватного слоя), которая прочно удерживается густой сетью функциональных мономеров, вступающих в электрокинетическое взаимодействие с диполями молекул воды (рисунок).

Во-вторых – изменение фильтрационно-ёмкостных свойств порового пространства коллектора. Этому вопросу в целом уделялось меньше внимания. Однако взаимодействие наноразмерных комплексов полимерных растворов с поверхностью порового пространства оказывает существенное влияние на изменение как пористости, так и проницаемостей – и абсолютной и фазовых – коллектора [8].

В отличие от классических полимеров структура сверхразветвленных наноагрегатов такова, что в процессе фильтрации в пористой среде данные частицы ведут себя как частицы эмульсии [9–12]. В то же время частицы классических полимеров в приближении Кирквуда в гидродинамическом плане ведут себя как совокупность непроницаемых сфер некоего радиуса, т. е. представляют собой частицы взвеси [13]. В данной работе обоснована необходимость учета различий во взаимодействии с поровым пространством коллектора частиц полимеров с разной структурой наноразмерных комплексов.

Проведены расчеты, позволившие установить, что при использовании полимеров со сверхразветвленными наноагрегатами в низкопроницаемых коллекторах повышение КИН составляет 5–5.5% по сравнению с базовым вариантом заводнения (без использования полимеров), в то время как применение классических линейных полимеров дает повышение КИН

порядка 2.5–3%. В случае применения сверхразветвленных полимеров в высокопроницаемых коллекторах повышение КИН не столь существенно, по сравнению с использованием классических наноструктур типа молекулярных клубков. Так, при применении классических полимеров оно составит 3–4% относительно базового варианта заводнения, а в случае использования полимеров со сверхразветвленными наноагрегатами – 4–5% соответственно.

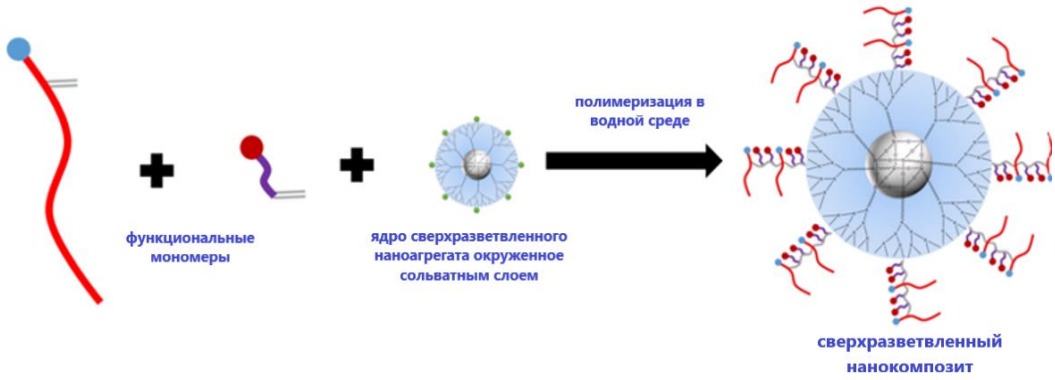


Схема синтеза сверхразветвленных наноматериалов

Таким образом, проведенные теоретические исследования продемонстрировали, что в целом полимеры со сверхразветвленными наноагрегатами позволяют достигать более высокого коэффициента извлечения нефти, по сравнению с классическими полимерами типа молекулярных клубков. Сделан качественный вывод о наибольшей эффективности применения полимеров со сверхразветвленными наноагрегатами на месторождения с низкопроницаемыми коллекторами и с нефтями повышенной вязкости.

Литература

1. Григоращенко Г. И., Зайцев Ю. В., Кукин В. В. и др. Применение полимеров в добыче нефти. М.: Недра, 1978. – 213 с.

2. Хавкин А. Я. Математическое моделирование физико-химических технологий повышения нефтегазоотдачи: учеб. пособие. М.: РГУ нефти и газа (НИУ) имени И. М. Губкина, 2021. – 428 с.

3. Шпорта Е. Ю. Функциональные производные олигомерных фосфазенов и силоксанов: дис. ... канд. хим. наук. Российский химико-технологический университет имени Д. И. Менделеева. М., 2014.

4. Liu Z., Wang H., Blackbourn G., Ma F., He Z., Wen Z., Wang Z., Yang Z., Luan T., Wu Z. Heavy oils and oil sands: global distribution and resource assessment // Acta Geol. Sin. 2019. Vol. 93. P. 199–212.

5. Pan L., et al. Oil soluble polymers as a viscosity-reducing agent for super heavy oil // Petrol. Sci. Technol. 2017. Vol. 35 (8). P. 747–753.

6. Ying Zhangand, Weichu Yu. Synthesis of Hyperbranched Polymers and Prospects for Application in Oilfield Chemistry. Frontiersin Energy Research. May 2022. Vol. 10.

7. Shi L., Liu C., Chen M., Hua Z., Ye Z., and Zhang J. Synthesis and evaluation of a hyperbranched copolymer as viscosity reducer for offshore heavy oil // J. Petroleum Sci. Eng. 2021. doi: 10.1016/j.petrol.2020.108011.

8. Кадет В. В. Перколяционный анализ гидродинамических и электрокинетических процессов в пористых средах. М.: ИНФРА-М, 2013. – 256 с.

9. Brigitte I. Voit and Albena Lederer. Hyperbranched and Highly Branched Polymer Architectures Synthetic Strategies and Major Characterization Aspects. Leibniz Institute of Polymer Research Dresden, Hohe Strasse 6, 01069 Dresden, Germany. February 20, 2009.

10. Zheng C., Fu H., Wang Y., Zhang T., Huang Z., and Duan W. Preparation and mechanism of hyperbranched heavy oil viscosity reducer // J. Petroleum Sci. Eng. 2021. doi: 10.1016/j.petrol.2020.107941.

11. Leiting Shi, Changlong Liu, Mao Chen, Zhao Hua, Zhongbin Ye, Jian Zhang. Synthesis and evaluation of a hyperbranched copolymer as viscosity // J. of Petroleum Science and Engineering. 2021. Vol. 196. P. 108011.

12. Nanjun Lai, Xiaoping Qin, Zhongbin Ye, Qin Peng, Yan Zhang and Zheng Ming. Synthesis and evaluation of a water-soluble hyperbranched polymer as enhanced oil recovery chemical // J. of Chemistry. 2013. Vol. 2013. P. 11.

13. De Gennes P. G. Scaling Concepts in Polymer Physics. Ithaca and London: Cornell University Press, 1979. (де Жен. П. Идеи скейлинга в физике полимеров. М.: Мир, 1982.)

УДК 533.2, 542.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГАЗОРАЗДЕЛЕНИЯ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ СМЕСИ МЕМБРАННО-СОРБЦИОННЫМ МЕТОДОМ

И. В. Казанин, В. Н. Зиновьев, А. С. Верещагин, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики имени С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проводится исследование процессов газоразделения водородно-гелиевой смеси мембранно-сорбционным методом. Экспериментально получены сорбционные зависимости поглощения водорода и гелия различными типами полых микросферических частиц из силикатных материалов и композитного гранулированного сорбента на их основе. Показано значительное различие в темпах сорбционных процессов водорода и гелия для исследуемых сорбентов. На основе модели диффузии газа определены кинетические характеристики поглощения, коэффициенты проницаемости и селективности для используемых сорбентов. Высокие значения селективности исследуемых сорбентов, превышающие два порядка, подтверждают возможность и эффективность применения мембранно-сорбционного метода для разделения водородно-гелиевых смесей. В ходе исследования было обнаружено различие между экспериментальными сорбционными кривыми для водородно-гелиевой смеси и рассчитанными с помощью модели диффузии газов, что свидетельствует о неучтенном в модели взаимовлиянии этих газов при процессах диффузии.

Ключевые слова: *мембранно-сорбционный метод, микросферы, гелий, водород, селективность, разделение газов.*

Разделение водород-гелиевой смеси традиционными криогенными, адсорбционными и мембранными методами связано с целым рядом технологических сложностей и значительными дополнительными затратами, которые обуславливаются параметрами разделяемых газов и особенностями применяемых технологий [1]. В случае криогенного метода требуется глубокое охлаждение всей смеси, так как эти газы имеют очень низкие и близкие температуры сжижения (4,22 K и 20,28 K для гелия и водорода соответственно). Мембранные методы привлекают своей простотой, эффективностью, низкими затратами, физической основой является различная способность газов проникать через полупроницаемые материалы – мембраны, под действием перепада их парциальных давлений. Но в паре водород-гелий, где оба компонента обладают высокой проницаемостью, селективность известных полимерных мембран является достаточно низкой [2], что делает неэффективным применение мембранного метода. В случае с адсорбционными методами приходится выделять слабо сорбирующийся компонент с низкой концентрацией – гелий.

Данная работа посвящена исследованиям по применимости мембранно-сорбционного метода для разделения водородно-гелиевых смесей. Мембранно-сорбционный метод изначально был предложен в Институте теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук для решения задач по выделению гелия из гелийсодержащего природного газа [3]. Ключевая особенность метода заключается в использовании в качестве мембранных элементов полых микросферических частиц из силикатных материалов и сорбентов на их основе, обладающих высокой селективной проницаемостью для гелия. Применение полых микросферических частиц в качестве мембранных элементов позволяет найти решение для части проблем, связанных с силикатными материалами и мембранами на их основе, которым присущи низкие параметры проницаемости и высокие коэффициенты селективности, а именно, значительно увеличить суммарную площадь газообмена, обеспечить высокую гидростатическую прочность, что напрямую связано с параметрами производительности разделительных установок. Таким образом, частицы могут использоваться как микробаллоны, во внутренний объем которых проникает гелий из

смеси и удерживается в нем, т. е. они ведут себя как сорбенты по отношению к гелию, а разделение смеси обеспечивается селективной проницаемостью их оболочки. Для разделения газовой смеси используется периодический режим работы установки, аналогичный методу короткоцикловой адсорбции (КЦА). Ранее в работах авторов была экспериментально показана возможность применения предлагаемого метода при разделении метан-гелиевых смесей, исследовались параметры гелиевой проницаемости различных типов синтетических полых микросферических частиц (микросферы из натрийборсикатных материалов, кремнеземные микросферы и т. д.), ценосфер, композитных гранулированных сорбентов на основе микросферических полых силикатных частиц [4].

Согласно литературным источникам селективность силикатных материалов по отношению к гелию и водороду может значительно различаться (до двух порядков в зависимости от химического состава стеклофазы, количества и природы присутствующих фаз включений [5]) и существенно превосходить аналогичные параметры для известных полимерных мембран, что может быть использовано при разделении водород-гелиевых смесей, получаемых при производстве водорода.

В работе проводятся исследования по разделению водородно-гелиевых смесей мембранно-сорбционным методом. Экспериментально получены сорбционные зависимости поглощения водорода и гелия для синтетических полых микросфер из натрийборсиликатного стекла типа МС-В-1Л, кремнеземных микросфер и гранулированного сорбента на основе микросфер МС-В-1Л. На основе модели диффузии газа определены кинетические характеристики поглощения [6], коэффициенты проницаемости и селективности, динамические характеристики процессов сорбции гелия, водорода, гелий-водородных смесей различного состава данными сорбентами. Показано значительное различие в темпах сорбционных процессов водорода и гелия для исследуемых сорбентов. Для кремнеземных микросфер коэффициент селективности по отношению к водороду и гелию при T = 24°C превышает 130, а для гранулированного сорбента на базе микросфер МС-В-1Л составляет ~1000 при T = 110°C. Проведены эксперименты по разделению гелий-водородной смеси газов с использованием кремнеземных микросфер, получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов разделения. При этом в ходе исследования было обнаружено различие между экспериментальными сорбционными кривыми водородно-гелиевой смеси для кремнеземных микросфер и рассчитанными с помощью аддитивной модели диффузии газов. Данное обстоятельство свидетельствует о взаимовлиянии этих газов при процессах диффузии и требует дополнительного изучения.

Работа выполнена в рамках государственного задания № 121030900260-6.

Литература

1. Акулов Л. А. Установки для разделения газовых смесей. Л.: Машиностроение, 1983. – 215 с.

2. Амосова О. Л. Гибридные мембранно-адсорбционные методы разделения многокомпонентных газовых смесей нефтехимии и биотехнологии, содержащих H_2 (He) и CO_2 : дис. канд. ... хим. наук. Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН, 2011.

3. Фомин В. М., Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Лебига В. А. и др. Способ разделения многокомпонентной парогазовой смеси. Пат. РФ № 2508156.

4. Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Пак А. Ю. и др. Проницаемость полых микросферических мембран по отношению к гелию // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 1. С. 24–36.

5. Аппен А. А. Химия стекла. Л.: Химия, 1974. – 350 с.

6. Верещагин А. С., Казанин И. В., Зиновьев В. Н. и др. Определение гелиевой проницаемости микросферических мембран по экспериментальной временной зависимости поглощения ими гелия // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 4. С. 1059–1064.

УДК 536.21+537.6

ТЕПЛОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Ю. А. Кирсанов

Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ «Казанский научный центр (ИЭПТ ФИЦ КазНЦ)» РАН, г. Казань, Россия

Дан критический анализ современных моделей теплопереноса в твердом теле. Показано хорошее согласие электрон-фотонной теории теплопереноса с результатами исследований теплопроводности образцов магнита с разными значениями магнитной индукции и с разной ориентацией магнитных силовых линий относительно теплового потока. Высказаны предположения о влиянии носителей внутренней энергии – свободных электронов и фотонов, излучаемых орбитальными электронами атомов в узлах кристаллической решетки тела – на явления тепловой релаксации и температурного демпфирования в процессе теплопереноса.

Ключевые слова: *теплопроводность, тепловая релаксация, температурное демпфирование, свободные электроны, орбитальные электроны, фотоны.*

Теория теплопроводности основана на двух моделях. Одной из них является гипотеза Фурье о взаимосвязи теплового потока и температурного поля, выражаемая формулой [1]

$$\mathbf{q} = -\lambda\ \mathbf{grad}\ T\ . \tag{1}$$

Другой является модель Дебая [2] о внутренней энергии твердого тел, которая легла в основу *электрон-фононной* модели теплопроводности [3]: теплопроводность тела является результатом переноса внутренней энергии свободными электронами и фононами, излучаемыми узлами кристаллической решетки тела:

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_{lat}\,. \tag{2}$$

В многочисленных исследованиях, начиная с работ [4–6], показано, что модель Фурье (1) дает грубые погрешности в описаниях быстропротекающих переходных процессов, так как она не учитывает, прежде всего, тот факт, что действительная скорость теплопереноса конечна. Из известных модификаций модели Фурье, устраняющих этот недостаток, наиболее универсальной, учитывающей влияние на теплоперенос таких явлений как *тепловая релаксация* и *температурное демпфирование*, является модель Масвелл–Каттанео–Лыкова (МКЛ) [7]:

$$\mathbf{q} + \tau_q \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \tau} = -\lambda\ \mathbf{grad}\left(T + \tau_T \frac{\partial T}{\partial \tau} \right). \tag{3}$$

В уравнении (3) величина τ_q характеризует релаксационные (инерционные) свойства теплопереноса, а величина τ_T – демпфирующие свойства, гасящие всякие отклонения температуры от ее равновесных значений. При циклическом теплообмене с горячей и холодной средами в теле, обладающем термическими релаксационными свойствами, теоретически может возникнуть тепловой резонанс, если выполняется условие [8]

$$\tau_q > 2\tau_T. \tag{4}$$

Проявление термических релаксационных свойств зависит от скорости теплопереноса в теле: чем выше скорость, тем менее заметна релаксация и наоборот. При бесконечно большой

скорости теплопереноса, как в классической модели теплопроводности (1), тепловая релаксация невозможна. При скоростях носителей внутренней энергии порядка скорости звука, как в модели Дебая [3], есть основания надеяться на проявление в телах термических колебательных процессов, аналогичных акустическим, т. е. на выполнение условия (4). Однако эти ожидания не оправдываются, так как в твердых телах с однородной структурой $\tau_q \approx \tau_T$ [9]. Этот факт ставит под сомнение правомерность электрон-фононной модели. Для разрешения этих сомнений нами [10] были проведены исследования зависимости теплопроводности магнита от ориентации магнитных силовых линий относительно теплового потока, результаты которых представлены на рис. 1.

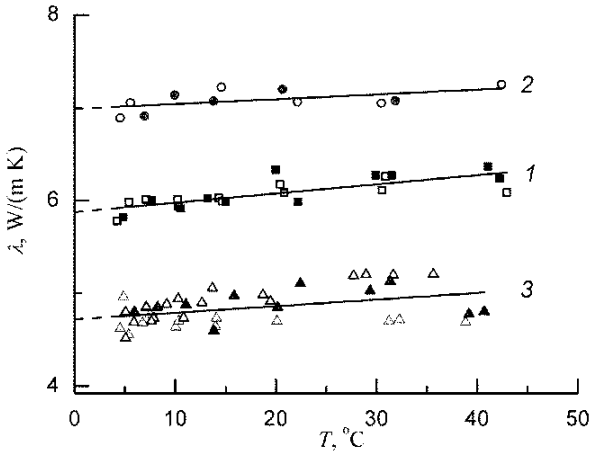


Рис. 1. Теплопроводность образцов постоянного магнита из $Nd_2Fe_{14}B$ [10]: *1* – магнитное поле отсутствует; *2* и *3* – остаточная намагниченность $B = 1{,}2$ Тл; 2 – магнитные силовые линии ортогональны тепловому потоку; 3 – то же, параллельны; разные значки соответствуют разным сериям измерений

Анализ показанных на рис. 1 результатов дает основание заключить:

– интенсивность теплопереноса в намагниченном теле зависит от ориентации магнитных силовых линий относительно направления теплового потока, но не зависит от направления вектора магнитной индукции **B** относительно магнитной силовой линии;

– наибольшей теплопроводностью магнит обладает в направлении, ортогональном магнитным силовым линиям; наименьшей – вдоль магнитных силовых линий.

Поскольку магнитные поля не способны канализировать потоки свободных электронов и фононов (ультразвука), то электрон-фононная модель теплопроводности не может дать физически обоснованное объяснение причин анизотропии теплопроводности магнита, что еще более усиливает сомнения в ее правомерности.

Для объяснения полученных результатов была предложена *электрон-фотонная* теория теплопроводности: носителями внутренней энергии в твердом теле являются *свободные электроны* и *фотоны*, излучаемые орбитальными электронами атомов в узлах кристаллической решетки тела [7, 10]:

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_{ph}. \tag{5}$$

Электрон-фотонная теория объясняет причину анизотропии теплопроводности тем, что магнитный момент орбитальных электронов $\mathbf{M}_e$ совершает прецессию относительно вектора магнитной индукции внешнего магнитного поля **B**. Поскольку угол прецессии с усилением магнитного поля сокращается, то это должно сопровождаться усилением анизотропии теплопроводности. Для проверки последнего предположения и электрон-фотонной теории в целом, были проведены дополнительные исследования теплопроводности образцов магнита с разными значениями магнитной индукции *B*. Полученные результаты, представленные на рис. 2, убедительно подтверждают предполагаемую зависимость теплопроводности от намагниченности тела и адекватность электрон-фотонной теории физическим процессам в намагниченном твердом теле.

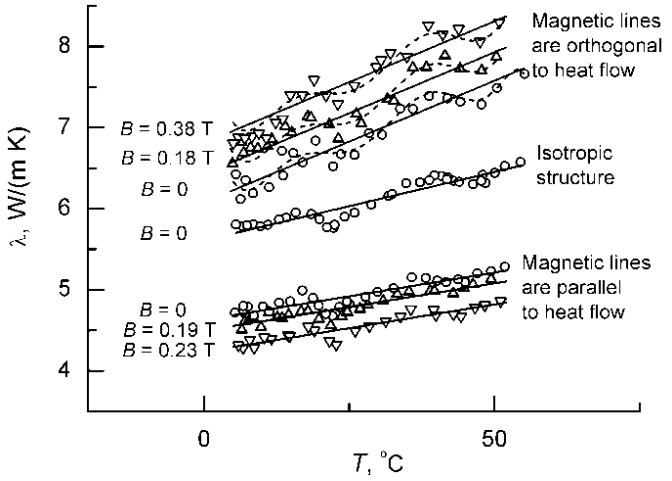


Рис. 2. Коэффициенты теплопроводности образцов магнита

Электрон-фотонная теория теплопроводности помогает глубже понять физику явлений тепловой релаксации и температурного демпфирования, а также связь ее с релаксационной МКЛ-моделью (3) и причины невыполнения условия (4) в однородных телах. Дело в том, что носители внутренней энергии – свободные электроны и фотоны – обладают существенно различными скоростями: скоростью звука и скоростью света соответственно. Сравнительно низкая скорость свободных электронов дает возможность проявиться инерционным, т. е. релаксационным свойствам. Напротив, высокая скорость фотонов, благодаря более быстрому обмену избыточной внутренней энергией между отдельными частями тела, способствует гашению отклонений температуры от ее равновесных значений, т. е. демпфированию температуры.

Более глубокое понимание физической природы процесса теплопроводности и сопутствующих ему явлений тепловой релаксации и температурного демпфирования может помочь при разработке методов влияния на теплофизические величины: λ, τ_q и τ_T.

Обозначения

T – температура, К; $\mathbf{q}$ – плотность теплового потока, Вт/(м·К); λ – коэффициент теплопроводности тела, Вт/(м·К); τ – время, с; τ_q – время тепловой релаксации, с; τ_T – время термического демпфирования, с; λ, λ_e, λ_{lat} и λ_{ph} – общая, электронная, решеточная и фотонная составляющие коэффициента теплопроводности тела, Вт/(м К).

Литература

1. Fourier J. B. J. Theorie analytique de la chaleur. Paris, 1822.
2. Debye P. Zur Theorie der spezifischen Warmen // Ann. Phys. 1912. Bd. 30. S. 789.
3. Kittel C. Introduction to Solid State Physics. 8th edn. New York: John Wiley & Sons, 2005.
4. Maxwell J. C. On the dynamic theory of gases // Philosophical Transactions. London. 1967. Vol. 157. P. 49.
5. Cattaneo C. Sulla Conduzione de Calore. Atti del Seminario Matematico e Fisico dell' Universita di Modena. 1948. Vol. 3. P. 83.
6. Luikov A. V. Application of irreversible thermodynamics methods to heat and mass transfer // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 1965. Vol. 9, No. 3. P. 287.
7. Кирсанов Ю. А. Моделирование теплофизических процессов. СПб: Политехника, 2022. – 231 р.
8. Kirsanov Yu. A. The influence of thermal relaxation and thermal damping on tsansient processes with cyclic boundary conditions // High Temperature. 2017. Vol. 55, No. 4. P. 535–540.

9. Kirsanov Yu. A., Kirsanov A. Yu. and Yudakhin A. E. Method of measuring thermal relaxation in the solid state // High Temperature. 2018. Vol. 56, No. 3. P. 425–432.

10. Кирсанов Ю. А., Кирсанов А. Ю. Теплопроводность однородного тела в магнитном поле // ТВТ. 2022. Т. 60, № 2. С. 191–197.

УДК 536.2.022

УПРАВЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЕМ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА В ИЗДЕЛИЯХ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ПО АДДИТИВНЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ, ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АНИЗОТРОПИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛА

В. П. Киселёв, А. Д. Ежов, Л. В. Быков, П. И. Талалаева, И. В. Котович

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет, г. Москва, Россия

Описывается использование биметаллических композиционных материалов, объединяющих сильные стороны разных металлов, что открывает новые возможности для проектирования и создания сложных деталей с заданными физическими и механическими свойствами. В частности, аддитивное производство может быть полезно для создания деталей одновременно с высокой прочностью и направленной теплопроводностью. Производство деталей из двух разных металлов позволяет объединить необходимые механические свойства (прочность, жёсткость, коррозионную стойкость) с тепловыми (высокая теплопроводность). Такое сочетание прочности и теплопроводности может быть важным фактором во многих отраслях промышленности. Для оценки влияния полученной таким способом анизотропии теплопроводности было проведено численное моделирование. Результаты моделирования показывают значительное снижение средней температуры теплонагруженного биметаллического изделия с анизотропией теплопроводности по сравнению с аналогичным монометаллическим изделием.

Ключевые слова: *биметаллические материалы, композиты, металлы, аддитивные технологии, прочность, теплопроводность, анизотропия.*

Биметаллические композиционные материалы достаточно давно применяются в случаях, когда необходимо использовать преимущества каждого из входящих в них металлов. Долгое время такие материалы имели, как правило, слоистую структуру из-за технологических ограничений [1, 2]. Однако с развитием аддитивных технологий появилась возможность изготовления биметаллических изделий более сложной конфигурации. Современные аддитивные технологии представляют собой процесс создания трехмерных объектов путем либо послойного добавления металлического порошка, либо подачи металлического порошка или проволоки непосредственно в место нанесения. Одной из ключевых особенностей этих технологий является возможность печати двумя или более различными материалами одновременно, что позволяет создавать биметаллические и мультиметаллические детали [3, 4, 5]. Это открывает новые возможности для проектирования и производства сложных конструкций, которые сочетают в себе различные механические и физические свойства. В частности, это может быть использовано для создания деталей, требующих сочетание высокой прочности и направленной теплопроводности.

Изготовление изделий, состоящих из двух различных металлов, позволяет сочетать нужные механические свойства, такие как прочность, жесткость и устойчивость к коррозии, с тепловыми характеристиками, такими как высокая теплопроводность [6]. Сочетание направленной теплопроводности и высокой прочности конструкции является важным фактором для многих отраслей промышленности, таких как аэрокосмическая, автомобильная и энергетическая. Это может быть полезно для создания высокоэффективных теплообменников, стенок камер сгорания, лопаток турбин и других деталей, работающих при высоких температурах и нагрузках.

В настоящей работе предложено изготовление изделий с заданным преобладающим направлением теплового потока с помощью аддитивных технологий. В отличие от традиционных слоистых биметаллических материалов здесь предлагается построение металлического композиционного материала с однонаправленным теплопроводящим наполнителем. Данная

структура должна позволить иметь существенную анизотропию теплопроводности при умеренном снижении прочностных свойств. В зависимости от теплопроводности исходных материалов коэффициент теплопроводности в направлении укладки теплопроводящего наполнителя может превышать коэффициент теплопроводности в поперечном направлении.

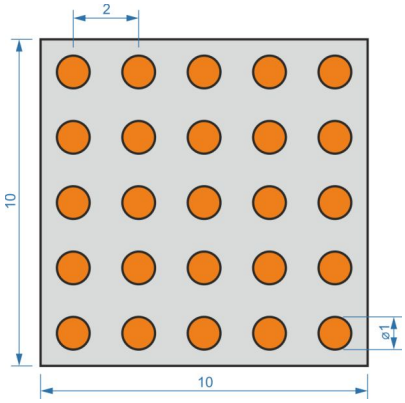


Рис. 1. Схема образца биметаллического материала. Серым цветом обозначена нержавеющая сталь 316L, оранжевым цветом – медь

Для оценки выраженности анизотропии теплопроводности биметаллического композиционного материала было проведено численное моделирование в программном пакете ANSYS кубического образца со стороной 10 мм с матрицей из нержавеющей стали 316L и однонаправленного медного наполнителя (рис. 1). Результаты моделирования в виде значений коэффициентов теплопроводности вдоль ориентации медного наполнителя $\lambda_{\parallel}$, в поперечном направлении $\lambda_{\perp}$, а также коэффициенты теплопроводности исходных материалов, взятые для расчёта, следующие: $\lambda_{\parallel} = 131{,}28$ Вт/(м·К), $\lambda_{\perp} = 22{,}391$ Вт/(м·К), $\lambda_{316L} = 13{,}8$ Вт/(м·К), $\lambda_{Cu} = 400$ Вт/(м·К).

В качестве примера биметаллического изделия с направленной теплопроводностью в данной работе рассмотрена модель лопатки турбины. Модель лопатки представляет собой тело из нержавеющей стали, внутри которого находятся медные стержни. Было смоделировано обтекание модели потоком горячего воздуха со скоростью 200 м/с и температурой 1200 °C. По результатам численного моделирования в программном пакете ANSYS было получено температурное поле на поверхности и внутри модели лопатки. Для оценки влияния биметаллической структуры на тепловые свойства изделия было проведено сравнительное численное моделирование аналогичного изделия только из нержавеющей стали с однородной внутренней структурой. Сравнение температур на передних кромках моделей лопаток приведено на рис. 2.

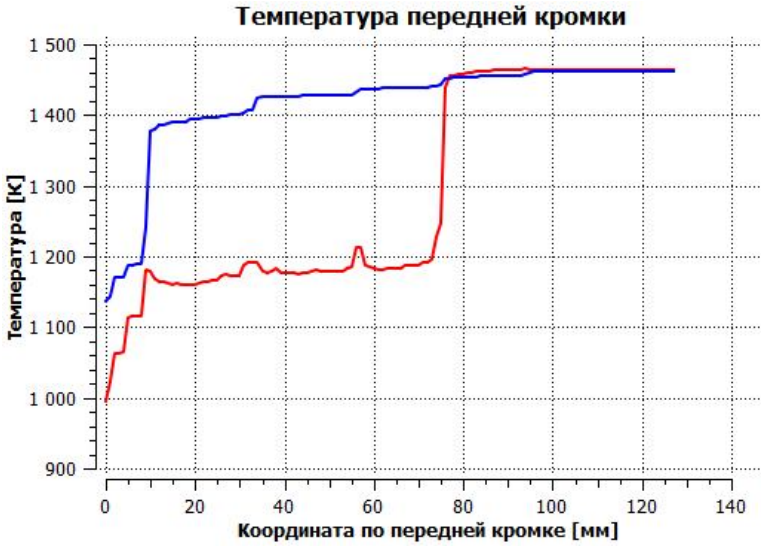


Рис. 2. Распределение температуры по передней кромке моделей лопатки. Линия красного цвета – модель лопатки из биметаллического композиционного материала; синего – модель лопатки из нержавеющей стали 316L

Однако, несмотря на все преимущества, использование двух разных металлов в одной детали может иметь ряд ограничений. Во-первых, необходимо учитывать разницу в температурном расширении между двумя металлами, так как это может привести к деформации и

разрушению детали при высоких температурах. Во-вторых, более низкая температура плавления одного из металлов может вызвать проблемы при эксплуатации детали при высоких нагрузках и температурах. В-третьих, свариваемость двух разных металлов может быть затруднена, что также может ограничивать их совместное использование.

Таким образом, современные аддитивные технологии, позволяющие печатать двумя металлами одновременно, открывают новые возможности для разработки биметаллических деталей с недостижимыми другими способами эксплуатационными свойствами. Однако для успешного использования этих технологий необходимо учитывать ограничения, связанные с различиями в свойствах двух металлов и их взаимодействием друг с другом.

Литература

1. Muhammad A. M. The progressive development of multifunctional composite materials in different applications // Angkasa J. Ilmiah Bidang Teknologi. 2020. Vol. 12, No. 2. P. 9–18.

2. Ramadan M., Fathy N., Abdel Halim K. S., Alghamdi A. S. New trends and advances in bimetal casting technologies // Int. J. of Advanced and Applied Sciences. 2019. Vol. 6, No. 2. P. 75–80.

3. Groden C., Champagne V., Bose S., Bandyopadhyay A. Inconel 718-CoCrMo bimetallic structures through directed energy deposition-based additive manufacturing // Materials Science in Additive Manufacturing. 2022. Vol. 1, No. 3. P. 1–8.

4. Squires L., Roberts E., Bandyopadhyay A. Radial bimetallic structures via wire arc directed energy deposition-based additive manufacturing // Nature Communications. 2023. Vol. 14.

5. Зленко М. А., Попович А. А., Мутылина И. Н. Аддитивные технологии в машиностроении. Санкт-Петербург: СПбГУ, 2013.

6. Wang Y., Gao Y., Li Y., Zhai W., Sun L., Zhang C. Review of preparation and application of copper–steel bimetal composites // Emerging Materials Research. 2019. Vol. 8, No. 4. P. 538–551.

УДК 62-713.3

ПАССИВНАЯ СИСТЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ НА ОСНОВЕ ТЕРМООСМОСА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ В КАЧЕСТВЕ ОХЛАДИТЕЛЯ МАГНИТНОЙ НАНОЖИДКОСТИ

Б. В. Кичатов*, А. М. Коршунов, В. С. Судаков, А. Д. Голубков

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия
**b9682563@yandex.ru*

Благодаря зависимости магнитной восприимчивости магнитной наножидкости от температуры она способна двигаться в неоднородном температурном поле. На основе этого эффекта могут функционировать различные пассивные системы охлаждения, где теплоноситель может двигаться без насоса. В данной работе мы демонстрируем принцип работы совершенно новой пассивной системы охлаждения, где конвективное течение магнитной наножидкости обусловлено комбинированным действием термоосмоса и магнитной силы. На основе неравновесной термодинамики предложена феноменологическая модель для описания движения магнитной наножидкости в канале в неоднородном температурном и магнитном поле. В процессе экспериментального исследования анализируется движение магнитной наножидкости Fe_3O_4 в канале при вариации температуры, градиента температуры, толщины канала и концентрации наночастиц. Показано, что в неоднородном температурном поле магнитной наножидкости на водной основе движется в направлении увеличения температуры, а на основе тридекана – в направлении ее уменьшения. Установлено, что с увеличением температуры и концентрации наночастиц скорость движения магнитной наножидкости уменьшается, при этом толщина канала оказывает неоднозначное влияние на скорость его движения.

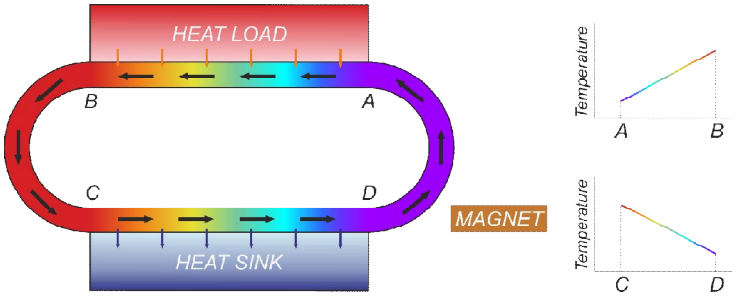
Ключевые слова: *пассивная система охлаждения, термоосмос, магнитное поле, магнитная наножидкость, градиент температуры.*

Для охлаждения различных устройств могут использоваться как активные, так и пассивные системы охлаждения. В активной системе охлаждения для перемещения теплоносителя используется насос. Основным преимуществом активной системы охлаждения является возможность управления расходом теплоносителя, вне зависимости от особенностей распределения температуры в области тепловыделения. Вместе с тем, такие системы охлаждения имеют ряд присущих им недостатков, связанных с наличием подвижных механизмов, шума, вибраций, а также необходимости затрат дополнительной энергии на перемещение теплоносителя. Этих недостатков лишены пассивные системы охлаждения. В пассивных системах охлаждения движение теплоносителя может быть обусловлено различными физическими явлениями, связанными с фазовым переходом теплоносителя, а также зависимостью ряда физических свойств жидкости от температуры. Основным недостатком пассивных систем охлаждения является зависимость расхода охладителя от особенностей распределения температуры в области теплообмена. К пассивным системам охлаждения относятся тепловые трубки [1], а также системы охлаждения, принцип действия которых обусловлен магнитокалорическим эффектом [2]. Движение магнитной наножидкости в таких системах обусловлено зависимостью магнитной восприимчивости наножидкости от температуры. Благодаря этому в неоднородном температурном поле и при воздействии однородного магнитного поля на магнитную жидкость действует объемная сила, которая приводит к возникновению конвективного течения. Данный принцип перемещения магнитного теплоносителя лежит в основе работы многих автоматических охлаждающих устройств, использующих в качестве охлаждающей жидкости чувствительную к температуре магнитную жидкость. Важным преимуществом, которым обладают магнитные наножидкости [3], как и многие другие наножидкости, является их повышенная эффективная теплопроводность, благодаря присутствую наночастиц в жидкости. Вместе с тем, магнитные наножидкости обладают одним существенным недос-

татком, связанным с вырождением магнитных свойств жидкости при повышении температуры. Поэтому системы охлаждения на основе магнитной наножидкости не могут функционировать при температурах выше точки Кюри. Кроме того, эффективность функционирования магнитокалорического охлаждающего устройства существенно зависит от величины пиромагнитного коэффициента, т. е. зависимости магнитной восприимчивости теплоносителя от температуры. В связи с этим представляет интерес создать такую пассивную систему охлаждения на основе магнитной наножидкости, где влияние пиромагнитного эффекта было бы минимальным.

В данной работе рассматривается принцип работы пассивной системы охлаждения, где движение теплоносителя (магнитная наножидкость) обусловлено явлениями термоосмоса и действием магнитной силы. В этом случае движение магнитной наножидкости не связано с зависимостью коэффициента магнитной восприимчивости от температуры. Явление термоосмоса обусловлено неоднородностью распределения энтальпии жидкости по толщине канала или поры. Благодаря взаимодействию молекул жидкости со стенкой, энтальпия жидкости вблизи поверхности может отличаться от энтальпии в объёме. Течение жидкости с переменной по толщине канала энтальпией порождает градиент температуры в направлении движения. В соответствии с законами термодинамики необратимых процессов должен существовать перекрестный эффект, связанный с течением жидкости в неоднородном температурном поле. Это явление является термоосмосом. Трудность создания пассивной системы охлаждения, в основе которой лежит только термоосмос, состоит в том, что на различных участках системы охлаждения требуемое направление движения теплоносителя может не совпадать с направлением движения жидкости под действием термоосмоса. Для преодоления этой проблемы может использоваться магнитная наножидкость, которую с помощью неоднородного магнитного поля можно перемещать в заданном направлении вне зависимости от направления термоосмоса.

Принципиальная схема пассивной системы охлаждения, где теплоноситель движется за счет термоосмоса и магнитной силы, представлена на рисунке. Предположим, для определенности, что магнитная наножидкость в результате термоосмоса движется в направлении увеличения температуры. Тогда на участке AB, где выделяется тепло, под действием термоосмоса магнитная наножидкость будет двигаться от точки A к точке B. В процессе своего движения теплоноситель отбирает тепло от теплового источника и сам при этом нагревается. В замкнутой системе на участке CD необходимо охлаждать теплоноситель. Так как по предположению магнитная наножидкость может двигаться лишь в направлении увеличения температуры под действием термоосмоса, то двигаться самопроизвольно от точки C к D она не может. Однако благодаря тому, что магнитная наножидкость обладает магнитными свойствами, ее можно перемещать в зоне охлаждения с помощью магнитного поля даже в направлении уменьшения температуры. Одним из ограничений для такой пассивной системы охлаждения является требование малости толщины канала, в котором движется теплоноситель. Для увеличения количества энергии, отбираемой от теплового источника, теплоноситель должен двигаться не в единичном канале, а в пористой среде, где толщина пор должна быть меньше некоторого критического значения.



Схематическое изображение пассивной системы охлаждения на основе термоосмоса при использовании в качестве охладителя магнитной жидкости

Литература

1. Jouhara H., Chauhan A., Nannou T., Almahmoud S., Delpech B. and Wrobel L. C. Heat pipe based systems – advances and applications // Energy. 2017. Vol. 128. P. 729–754.

2. Pattanaik M. S., Cheekati S. K., Varma V. B. and Ramanujan R. V. Superior cooling performance of low footprint, hybrid magneto-fluidic heat transfer devices // Int. J. Heat Mass Transfer. 2022. Vol. 183. P. 122082.

3. Kichatov B., Korshunov A., Sudakov V. and Golubkov A. Evaporation of ferrofluid drop in magnetic field in Leidenfrost mode // J. Magn. Magn. Mater. 2023. Vol. 588. P.171410.

УДК 621.762.5

ДВУХУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ СИНТЕЗА КОМПОЗИТА В ПЛОСКОМ СЛОЕ ИЗ ПОРОШКОВ Al + Fe_2O_3 + Ti

А. Г. Князева, О. Н. Крюкова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия

Представлена двухуровневая модель синтеза композита на подложке из порошков Al + Fe_2O_3 + Ti. Предполагается, что процесс управляется подвижным лазерным лучом. Сопутствующие физико-химические процессы характеризуются значительным различием пространственных и временных масштабов, что явно учтено при построении модели. Процесс нагрева и сопутствующие термические напряжения рассчитываются в рамках макрозадачи для всего образца. Данные об эволюции фазового состава и сопутствующих химических напряжений следуют из решения задач для мезоуровня, где вводится представление об условной реакционной ячейке. Диффузионно контролируемый процесс восстановления одного металла другим из оксида описывается задачей с подвижной границей, которая решается аналитически. Зная положение границ раздела фаз, находим относительные объемные доли оксидных фаз и долю объема, занимаемую матрицей. Эти же данные используются для расчета механических напряжений, связанных с эволюцией состава. Химическое тепловыделение, передаваемое в макрозадачу, также рассчитывается по данным об изменении фазового состава. Напряжения с разных масштабных уровней суммируются. Результирующий фазовый состав зависит от всех параметров модели.

Ключевые слова: *двухуровневая модель, синтез композита, диффузия, напряжения, переходная зона, рост фаз.*

Многоуровневые и мультифизические модели привлекают в последние годы большое внимание в связи с возможностью установления явного соответствия между процессами разной физической природы, протекающими на разных масштабных уровнях. В области синтеза новых материалов подобные модели есть непосредственное следствие наличия разных пространственных масштабов у разных взаимосвязанных физических явлений. Например, в макрокинетике для физико-химических процессов, протекающих с участием твердых веществ, учет различия на порядки теплового и диффузионного масштабов привел к появлению моделей с выделением реакционных ячеек, изменение состава в которых описывалось в соответствии с равновесными диаграммами состояния [1, 2]. В модели горения [3] используется диффузионный вариант реакционной ячейки с единственной химической реакцией в ее объеме. В моделях химической технологии [4, 5], наряду с детальной химической кинетикой в объеме реакторов, учитываются процессы в зернах катализаторов и на их поверхности.

Для сложных химических систем, в которых химические реакции могут протекать в разных фазах, соотношение между которыми изменяется во времени, многоуровневые и многомасштабные модели требуют детального исследования. К таким системам относится смесь порошков Al + Fe_2O_3 + Ti, в которой могут протекать реакции восстановления железа из оксида, а также реакции образования интерметаллидных соединений. Вследствие неоднородного состава смеси, приводящей к разным вариантам встреч частиц друг с другом [6] и разным последовательностям физико-химических стадий, предложить единый вариант задачи мезоуровня достаточно сложно. Однако, основываясь на более высокой химической активности алюминия по сравнению с титаном, можно проанализировать для этой системы вариант двухуровневой модели, подобный [7].

Из трех компонентов смеси Al + Fe_2O_3 + Ti наиболее тугоплавким является титан, а наиболее химически активным – алюминий. Учитывая, что контактная температура в смеси Ti и Al ниже температуры плавления оксида железа, представим условную реакционную ячейку в виде сферической частицы Fe_2O_3, окруженной смесью (расплавом) Ti + Al.

Полагаем, что комплекс реакций, приводящих к формированию состава композита, можно описать двумя суммарными стадиями. Первая реакция приводит к образованию частиц оксида алюминия в соответствии с металлотермической реакцией

$$2\alpha\mathrm{Al} + \beta\mathrm{Fe_2O_3} = \alpha\mathrm{Al_2O_3} + 2\beta\mathrm{Fe},$$

которая приводит к образованию оксидных упрочняющих частиц.

Второй продукт этой реакции вступает во взаимодействие с иными элементами смеси, что приводит к формированию матрицы сложного состава

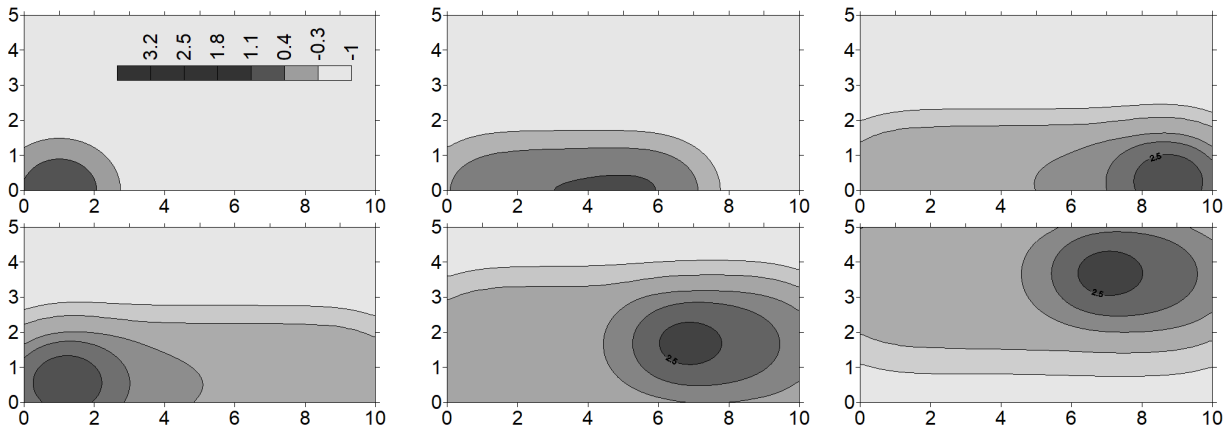
$$\alpha\mathrm{Al} + 2\beta\mathrm{Fe} + z\mathrm{Ti} = \mathrm{Al}_\alpha\mathrm{Fe}_{2\beta}\mathrm{Ti}_z .$$

Предполагается, что реакция замещения одного металла другим начинается при достижении температуры плавления алюминия, который способствует расплавлению второго компонента, окружает тугоплавкую частицу. Такому представлению соответствует задача мезоуровня в сферической системе координат с подвижной границей раздела между оксидом железа и оксидом алюминия. Перераспределение металлов в матрице, окружающей суммарную оксидную частицу, происходит вследствие диффузии. В простейшем приближении химические реакции, приводящие к формированию возможных интерметаллидов, в модели не учитываются. Эта задача решается аналитически в квазистационарном приближении при постоянной температуре, которая в каждый момент времени следует из решения тепловой макрозадачи. Зная положение границ раздела фаз, можно найти относительные объемные доли оксидных фаз и долю объема, занимаемую матрицей. Объемные доли фаз и средний состав матрицы (получаемый осреднением по области, занятой матрицей) дают величины, отражающие состав композита на макроуровне.

Макрозадача об определении температурного поля образца в форме пластины, которая сканируется лазерным лучом, решается в двумерной постановке. Изменение долей фаз позволяет рассчитать суммарное тепловыделение в реакциях в каждой точке образца. В свою очередь, температура в каждой ячейке – это температура в каждой точке макрообразца. Таким образом, обе задачи решаются совместно.

Модель представлена в безразмерных переменных. Выделены безразмерные комплексы из физических величин, осуществлена оценка области их изменения. Установлены условия корректности предложенного подхода, основанные на сравнении временных и пространственных масштабов тепловых и диффузионных явлений. Разработан численный алгоритм для совместного решения задач макро- и мезоуровней.

Пример распределения поля температуры в макрозадаче для разных моментов времени представлен на рисунке.



Распределения поля температуры в макрозадаче для разных моментов времени

Предложенный упрощенный вариант мезоячейки позволяет оценить механические напряжения второго рода, т. е. напряжения, непосредственно связанные с изменением состава и наличием границ раздела между упрочняющими частицами и матрицей. В области за подвижным лазерным лучом, где происходит достаточно быстрое остывание макрообразца вследствие потерь тепла конвекцией и излучением, реакции прекращаются, и состав композита можно считать установившимся. Механические напряжения можно оценить из решения квазистатических задач термоупругой диффузии. В области матрицы с изменившимся составом (который может быть разным от точки к точке макрообразца) напряжения в общем случае определяются распределением концентраций Ti, Al и Fe. Эта задача также решается аналитически. Макроскопические механические напряжения следуют из решения квазистатической задачи термоупругости. Напряжения с разных масштабных уровней суммируются [8].

Модель позволяет анализировать эволюцию состава и сопутствующих механических напряжений как в каждой ячейке, так и в образце в целом при изменении макроскопических параметров: скорости движения лазерного луча, радиуса луча, шага сканирования, мощности излучения.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-11-00100.

Литература

1. Некрасов Е. А., Максимов Ю. М., Алдушин А. П. Расчет параметров волны горения в системе Zr-Al // ФГВ. 1981. № 2. С. 35–41.

2. Ковалев О. Б., Беляев В. В. Математическое моделирование металлохимической реакции в двухкомпонентной реагирующей дисперсной смеси // ФГВ. 2013. Т. 49, № 5. С. 64–76.

3. Шульц Д. С., Крайнов А. Ю. Численное моделирование безгазового горения с учетом гетерогенной структуры и зависимости диффузии от температуры // ФГВ. 2012. Т. 48, № 5. С. 142–147.

4. Wehingera G. D., Ambrosetti M., Cheula R., Ding Zhao-Bin, Isoz M., Kreitz B., Kuhlmann K., Kutscherauer M., Niyogi K., Poissonnier J., Réocreux R., Rudolf D., Wagner J., Zimmermann R., Bracconi M., Freund H., Krewer U., Maestri M. Quo vadis multiscale modeling in reaction engineering? – A perspective // Chem.Engin. Research and Design, 2022. Vol. 184. P. 39–5.

5. Vernikovskaya N. V., Bobrova L. N., Pinaeva L. G., Sadykov V. A., Zolotarskii I. A., SobyaninV. A., Buyakou I., Kalinin V., Zhdanok S. Transient behavior of the methane partial oxidation in a short contact time reactor: modeling on the base of catalyst detailed chemistry // Chemical Engineering J. 2007. Vol. 134. P. 180–189.

6. Коростелева Е. Н., Князева А. Г., Николаев И. О. Особенности фазообразования в условиях реакционного спекания с восстановительной стадией // Физ. мезомех. 2022. Т. 25, № 5. С. 46–56.

7. Knyazeva A. G., Kryukova O. N. The synthesis of composites with reinforcing particles on a thin substrate // Mater. Phys. Mech. 2021. Vol. 47, No. 2. P. 254–265.

8. Knyazeva A. G. A two-level approach to describing the process of composite synthesis // Rev. on Adv. Mater. and Technol. 2022. Vol. 4, No. 3. P. 7–16.

УДК 544.452.14

ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ТВЕРДОГО ОРГАНИЧЕСКОГО ТОПЛИВА: ВЛИЯНИЕ АКТИВАЦИИ, ДЕЗАКТИВАЦИИ И ОБРАЗОВАНИЯ КОМПОЗИТОВ

А. В. Кузнецов, Е. Б. Бутаков, Е. Ю. Шадрин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Рассматриваются исследования по термическому разложению и возгоранию угля, сосновых опилок и полученных на их основе композиционных топлив. Путем одновременного термического анализа было замечено, что процесс горения происходит в две основные стадии. На первом этапе выделяются и сжигаются газообразные продукты, а на втором этапе углерод, образующийся на первом этапе, подвергается окислению. В ходе исследования также выявлено влияние механической активации и дезактивации измельченного топлива. Интересно, что свойства угля и опилок в составе композитного топлива не являются просто аддитивными. При увеличении содержания углерода в композите происходит смещение максимальных скоростей разложения в сторону более высоких температур на первой стадии. Наблюдается уменьшение величины разложения на первой стадии и увеличение на второй стадии. Установлено, что температуры горения композитного топлива и смеси выше, чем температуры сгорания одних опилок. Композитное топливо демонстрирует превосходные характеристики горения по сравнению со смесью. Оно воспламеняется раньше, зона горения смещается к центру, что приводит к повышению эффективности сгорания топлива.

Ключевые слова: *композитное топливо, уголь, биомасса, механоактивация.*

Актуальной задачей является разработка новых видов топлива и утилизация отходов лесоперерабатывающей промышленности, которые в настоящее время выбрасываются или считаются непригодными для использования [1]. При совместном механоактивационном измельчении эффективно раскрываются уникальные свойства исходных компонентов, которые при объединении проявляют неаддитивное поведение. Ярким примером является совместное сжигание угля и биомассы – перспективный теплофизический процесс, получивший широкое распространение в странах ЕС [2, 3]. Это позволяет утилизировать различные сельскохозяйственные отходы без серьезных модификаций электростанций. Одним из существенных преимуществ совместного сжигания является повышение эффективности процесса. Например, эффективность сгорания только биомассы составляет от 16 до 20%, тогда как при совместном сжигании с углем могут быть достигнуты показатели эффективности до 35–40% [4]. Считается, что добавление в угольное топливо от 5 до 10% биомассы не требует изменения конструкции энергетического оборудования [5].

Согласно экспериментальным исследованиям реакционные свойства топлива, подвергнутого механоактивационному измельчению, могут существенно отличаться от исходного топлива. В работе предложно два метода: воспламенение пылевой суспензии в вертикальной трубчатой печи и одновременный термический анализ для наблюдения за процессом термоокислительной деструкции. Хотя термогравиметрический анализ позволяет исследовать эффекты медленного термического разложения в пробах топлива (со скоростью 10–30 °С/мин), он не отражает точно реальные процессы воспламенения и горения угольной пыли, суспензии в камерах сгорания котельных установок. Поэтому изучение процессов воспламенения и начальных стадий горения частиц взвеси угольной пыли в условиях, максимально приближенных к реальным устройствам сжигания, представляет большой интерес.

В работе исследованы угли и сосновые опилки. В опытах на вертикальной трубчатой печи для удаления внешней влаги, которая может существенно повлиять на результаты эксперимента, перед измельчением топливо предварительно сушили в печи при температуре 105 °С в течение 4 ч. Сразу после измельчения с образцами топлива проводились эксперименты.

Исследование показало, что механическое измельчение твердого ископаемого топлива привело к увеличению его реакционной способности. Это проявляется в изменении процесса термического разложения и снижении температуры воспламенения. Уменьшение времени воспламенения образца подтверждает этот эффект.

После механической обработки угля и опилок в течение нескольких часов происходит постепенное изменение свойств топлива. Образец начинает «стареть», и его реакционная способность к реакциям окисления снижается.

Для снижения негативных последствий дезактивации топлива было решено рассмотреть процедуру совместного измельчения и изучить изменения характеристик, происходящие в ходе этого процесса. Когда комбинация горючих топлив, таких как уголь и биомасса, подвергается механической обработке, свойства компонентов изменяются и образуются композиционные частицы. Авторы предполагают, что ускорение инициирования горения и эффективное горение порошкообразных топливных композиционных частиц могут быть связаны с повышенной воспламеняемостью и механической активацией компонентов композиционных частиц. Кроме того, измельчение может приводить к образованию парамагнитных центров на поверхности компонентов композитных частиц, что дополнительно способствует инициированию радикальной реакции горения.

При совместном измельчении угля и опилок размер частиц в полученном композите значительно больше, чем при раздельном измельчении. Композит (рис. 1) также имеет промежуточное значение сферичности, ближе к чистым опилкам. Измельчение смеси компонентов приводит к образованию большего количества крупных частиц, что свидетельствует не только об измельчении сырья, но и об образовании более крупных частиц за счет агрегации компонентов. Вполне вероятно, что крупные частицы опилок покрыты более мелкими частицами угля. Можно сделать вывод, что в структуру композита входят крупные частицы опилок, на поверхности которых закреплены более мелкие частицы угля.

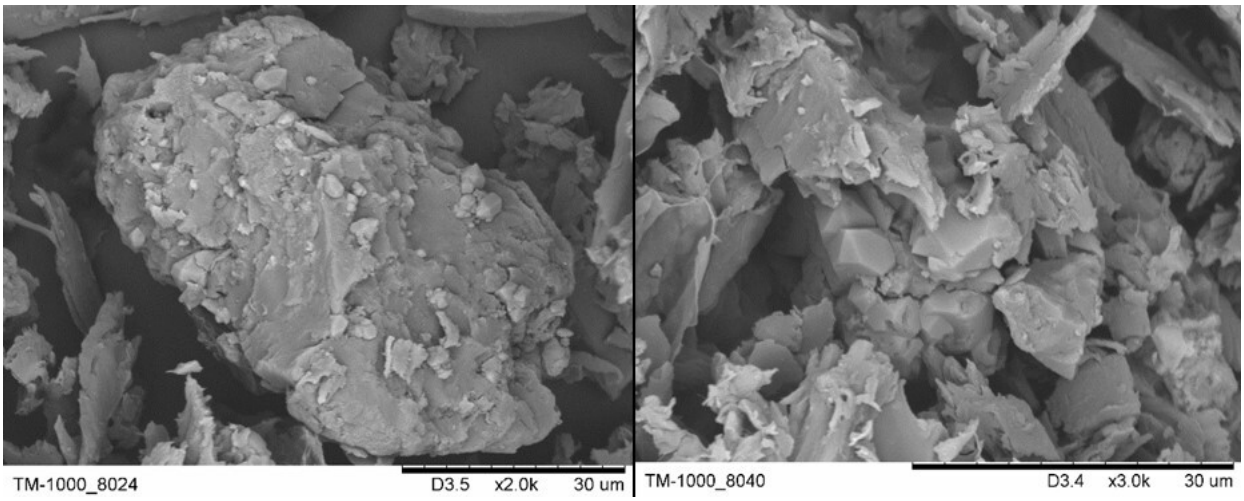


Рис. 1. Изображения композита при различном увеличении

При проведении экспериментов в вертикальном трубчатом реакторе получаются интересные результаты: смеси, содержащие менее 70% угля, воспламеняются так же, как и чистые опилки (рис. 2). Это означает, что добавка более горючего компонента успешно работает до определенного предела. Вполне вероятно, что когда концентрация опилок становится слишком низкой, они не могут производить достаточное количество газообразных продуктов для поддержания горения. Каждое легковоспламеняющееся вещество имеет нижний предел концентрации воспламеняемости, ниже которого горение не происходит. В наших экспериментах этот эффект проявляется в том, что воспламенение происходит позже, ближе к значению для чистого угля.

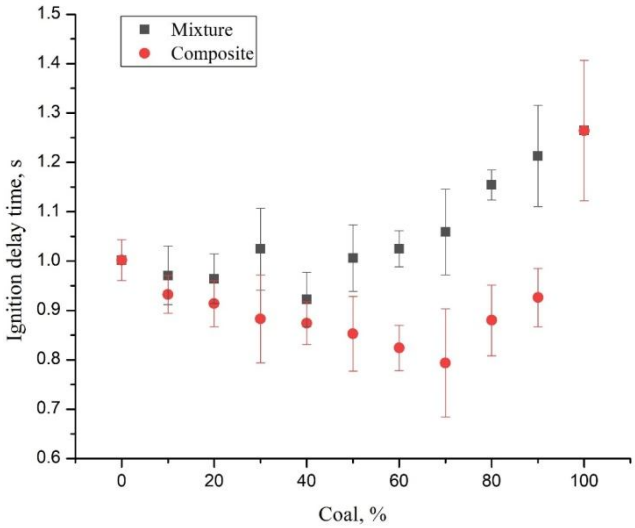


Рис. 2. Зависимость времени задержки воспламенения композитов и смесей одного состава от содержания угля

Исследования показали, что некоторые параметры горения, например время задержки воспламенения и время горения композитов, могут быть существенно короче по сравнению с горением смесей отдельных частиц одного и того же состава.

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда, грант 23-79-01191.

Литература

1. Saengsuriwong R., Onsree T., Phromphithak S., Tippayawong N. Biocrude oil production via hydrothermal liquefaction of food waste in a simplified highthroughput reactor // Bioresour. Techno. 2021. P. 341.

2. Gohar H., Khoja A. H., Ansari A. A., Naqvi S. R., Liaquat R., Hassan M., Hasni K., Qazi U. Y., Ali I. J. P. S., Protection E. Investigating the characterisation, kinetic mechanism, and thermodynamic behaviour of coal-biomass blends in co-pyrolysis process // Process Safety and Environmental Protection. 2022. Vol. 163. P. 645–658.

3. Lingmei Zhou, Guanjun Zhang, Markus Reinmöller, Bernd Meyer. Effect of inherent mineral matter on the co-pyrolysis of highly reactive brown coal and wheat straw // Fuel. 2019. Vol. 239. P. 1194–1203.

4. Grass S. W., Jenkins B. M. Biomass fueled fluidized bed combustion: Atmospheric emissions, emission control devices and environmental regulations // Biomass and Bioenergy. 1994. Vol. 6. P. 243–260.

5. Van Loo S., Koppejan J. Handbook of Biomass Combustion and Co-firing. UK: Earthscan, 2008. – 348 p.

УДК 663.432

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СОЛОДОВОЙ СУСПЕНЗИИ

А. Ю. Кузнецов, А. Г. Новосёлов

ФГАОУ ВО "Национальный исследовательский университет ИТМО", г. Санкт-Петербург, Россия

Рассматриваются один из методов измерения теплофизических свойств солодовой суспензии; проблема расслаивания среды, с которой столкнулись при проведении экспериментов на суспензии; а также методика расчёта одного из теплофизических параметров, которую можно применить для решения данной проблемы. Автором используется метод нестационарного плоского источника тепла в качестве основы для проведения измерений.

Ключевые слова: *теплопроводность, реология, вязкость, суспензия, солод, степень измельчения, теплоёмкость, температуропроводность, плотность.*

Введение. Одной из первых задач был подбор оборудования, который позволил бы произвести данные измерения. Метод нестационарного плоского источника тепла сегодня является самым точным и удобным способом изучения теплопроводящих свойств, поэтому в качестве оборудования был выбран анализатор теплофизических коэффициентов Hot Disk. Метод является абсолютным способом предоставления информации о теплопроводности, температуропроводности и теплоемкости на единицу объема исследуемого материала [1].

Актуальность. Важнейшим условием, гарантирующим успешное развитие малых пивоваренных предприятий, является наличие на российском машиностроительном рынке универсального технологического оборудования, позволяющего осуществлять в нем не один, а несколько стадий технологического процесса. Впервые такой подход был рассмотрен в работах [2, 3]. Основная цель предложенного изобретения заключалась в упрощении машинно-аппаратурной схемы производства этилового спирта путем последовательного проведения основных технологических стадий водно-тепловой подготовки ячменного зерна к сбраживанию и собственно процесса сбраживания в одном аппарате. Так, в качестве универсального аппарата была выбрана конструкция кожухотрубного струйно-инжекционного аппарата. Однако разработка данного оборудования требует более глубоких теоретических и экспериментальных исследований процессов, происходящих в рабочем объеме аппарата. Данный вопрос рассматривался в работе [4, 5], где представлены реологические исследования водно-солодовой суспензии и гидродинамические исследования газожидкостных потоков. Полученные значения коэффициентов динамической вязкости позволяют проводить гидродинамические расчеты кожухотрубного струйно-инжекционного аппарата, предполагаемого для проведения процесса затирания и варки сусла. В свою очередь, определение теплофизических свойств солодовой суспензия является актуальной задачей для расчёта КСИА.

Исследование теплофизических свойств. В качестве измеряемой среды выступает солодовая суспензия. Солод предварительно был размолот на мельнице и проведён рассев на ситах. Данная процедура необходима для разделения помола по фракциям. Затем для эксперимента была приготовлена солодовая суспензия со средним значением гидромодуля 1:3.5 [6], где использовалась фракция 0–0.18 мм. Суспензия была оставлена на 30 мин при комнатной температуре для растворения. При выполнении экспериментов на солодовой суспензии необходимо минимизировать естественную конвекцию, так как это может повлиять на результаты эксперимента. Достичь этого результата возможно, ограничив переходные процессы до столь коротких сроков измерения, что любое перемещение жидкости, вызванное нагреванием датчика, будет незначительным. Важно сознавать, что самое короткое расстояние от датчика до наружной поверхности образца определяет доступную глубину зондиро-

вания. По данной причине рекомендуется использовать датчики с наименьшим радиусом [7]. Радиус датчика (глубина пробы) для суспензии составила 2 мм, для помола 6.3 мм.

Результаты. При проведении экспериментов было выявлено, что солодовая суспензия имеет свойство быстро расслаиваться, что может повлиять на полученные данные, так как кэптоновый датчик оказывался в водной среде. Также был проведён предварительный анализ полученных данных, представленных в табл. 1, который выявил отклонения, так коэффициент теплопроводности принял значение эквивалентное воде, что не является релевантным.

Таблица 1

Результаты измерений солодовой суспензии (произведённой из помола до 0.180 мм)

Номер эксперимента	Температура, °C	Коэф. теплопроводности, Вт/м·К	Температуропроводность, мм^2/с	Объёмная теплоёмкость, МДж/м^3·К	Повышение температуры между первой и последней выбранными точками, К
1	19.74	0.57	0.15	3.77	0.99
2	19.74	0.55	0.16	3.44	1.51
3	19.65	0.54	0.16	3.47	1.99
4	19.58	0.53	0.14	3.74	2.57
5	19.84	0.55	0.16	3.49	2.57
Ср. значение	19.71	0.55	0.15	3.58	1.93

Метод нестационарного плоского источника тепла позволяет провести исследование не только суспензии, но и порошков, а значит и помола. Поэтому было решено исследовать теплофизические свойства помола солода, а по полученным данным произвести расчёт для суспензии. Данные, полученные в результате измерений солода по всем исследуемым фракциям, представлены в табл. 2, также по ним был построен график (рисунок).

Таблица 2

Результаты измерений коэффициента теплопроводности помола солода

Размер фракции, мм	0.000–0.180	0.180–0.250	0.250–0.300	0.300–0.425	0.425–0.500	0.500–0.710	0.710–1.000
Коэффициент теплопроводности, Вт/м·К	0.146	0.155	0.142	0.150	0.164	0.153	0.135

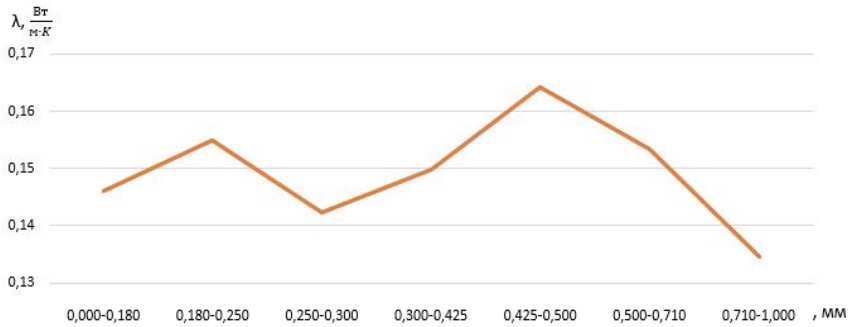


График зависимости коэффициента теплопроводности помола от размера фракции

Заключение. Проведя обзор литературных источников, следует отметить, что сведений о теплофизических свойствах солода и водно-солодовой суспензии имеется крайне мало, а имеющиеся могут быть использованы лишь для оценки адекватности полученных данных

коэффициента теплопроводности. Так, для ячменного солода (немолотого) согласно источнику [8] $\lambda = 0.21$ Вт/м·К. Касательно водно-солодовых суспензий данных из литературных источников не было обнаружено, однако, как показали экспериментальные исследования [9], коэффициент теплопроводности водоугольной суспензии существенно увеличивается по сравнению с углем и изменяется в диапазоне $\lambda = 0.41–0.48$ Вт/(м·К), закономерно увеличиваясь с ростом температуры в исследуемом диапазоне. На данный момент продолжается расчёт коэффициента теплопроводности водно-солодовой суспензии.

Литература

1. ГОСТ 34374.2-2017 (ISO 22007-2: 2015). Пластмассы. Определение теплопроводности и температуропроводности, часть 2. Метод с применением плоского источника тепла (нагретого диска) при переменном режиме: межгосударственный стандарт: дата введения 2017-11-30. Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии. М.: Стандартинформ. 2018. – 23 с.

2. Ибрагимов Т. С. Совершенствование машинно-аппаратурной схемы производства этилового спирта: дис. ... канд. техн. наук. СПб: СПб НИУ ИТМО, 2014. – 94 с.

3. Чеботарь А.В. Совершенствование спиртовых производств на основе экспериментальных исследований рео- и гидродинамики водно-зерновых суспензий в трубах технологических аппаратов: дис. ... канд. техн. наук. СП.: СПб НИУ ИТМО, 2014. – 136 с.

4. Малахов Ю. Л. Совершенствование машинно-аппаратурной схемы производства пива на базе малых предприятий. Магистерская дис. СПб: СПб Университет ИТМО, 2018. – 107 с.

5. Сивенков А. В., Лебедева Т. Я., Новоселов А. Г. Гидродинамика газожидкостных потоков в кожухотрубных струйно-инжекционных аппаратах (КСИА) 1. Гидродинамика КСИА без рециркуляционных фаз // Вестн. МАХ. 2005. № 4. С. 6–9.

6. Новосёлов А. Г., Малахов Ю. Л., Степаненко А. В., Гуляева Ю. Н., Исследование реологических свойств водно-зерновых суспензий, приготовленных на основе измельченного солода // Науч. журн. НИУ ИТМО. Сер. «Процессы и аппараты пищевых производств». 2016. № 4. С. 83–90.

7. Hot Disk A. B. Анализатор теплофизических коэффициентов Hot Disk. Руководство по эксплуатации. Дата редакции 2019-10-08. – 146 с.

8. Гинзбург А. С. Инфракрасная техника в пищевой промышленности. М.: Пищевая пром-сть. 1966. – 407 с.

9. Пинчук В. А., Жуков В. Е., Шарабура Т. А. Экспериментальные исследования теплопроводности водоугольных суспензий // Современная наука исследования, идеи, результаты, технологии. Днепропетровск, 2013. № 2. С. 149–155.

УДК 620.178.152.32

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕАКЦИОННО-СПЕЧЕННОЙ КЕРАМИКИ SiC-Si

В. А. Лапицкая[1], А. В. Хабарова[1], В. М. Холод[2], П. С. Гринчук[1], В. В. Углов[2], С. А. Чижик[1]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Белорусский государственный университет, г. Минск

Проведены исследования физико-механических свойств (модуля упругости E и микротвердости H) фаз Si и SiC в реакционно-спеченной карбидокремниевой керамике до и после отжига. Температуры отжига – 600 и 900 ºС. Физико-механические свойства определялись методом наноиндентирования. Установлено, что отжиг 600 и 900 ºС практически не влияет на изменения E и H фазы SiC. Модуль упругости и микротвердость фазы Si снижаются до 157 ГПа и 13.5 ГПа соответственно.

Ключевые слова: *карбид кремния, отжиг, модуль упругости, микротвердость, наноиндентирование.*

Карбид кремния благодаря одновременному сочетанию высоких физико-механических и электропроводящих свойств [1, 2], низкой теплопроводности, отличной износо- и коррозионной стойкости [2, 3] является наиболее перспективным и предпочтительным материалом как в космической отрасли [4], так и в твердотельной микроэлектронике [5]. Реакционно-спеченная керамика SiC-Si в основном состоит из карбида кремния, межзеренное пространство в котором заполнено кремнием. Объемный процент кремния в составе может изменяться от 5 до 40%. Воздействие высоких температур на изделия из керамики Si-SiC в первую очередь может влиять на изменения физико-механических свойств кремния.

Целью работы являлось исследование влияния отжига 600 и 900 ºС на физико-механические свойства фаз SiC и Si реакционно-спеченной керамики Si-SiC.

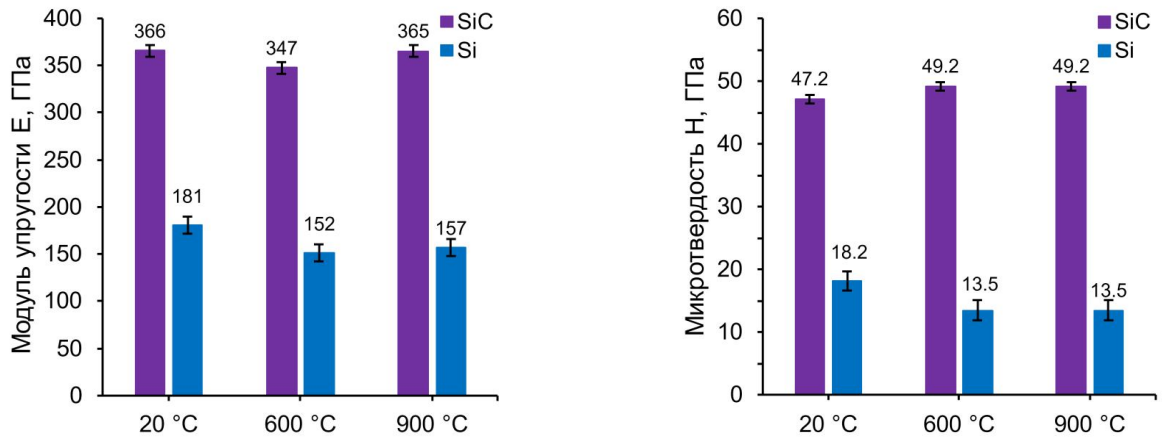
Образцы из SiC-Si керамики изготавливались методом реакционного спекания [6] в вакуумной печи при следующих условиях: температура 1800 ºС, абсолютное давление 0,13 Па, выдержка 2 ч. Конечные образцы керамики содержали 93 об.% SiC и 5 об.% SiC. Отжиг проводился при 600 и 900°С в течение 30 мин на воздухе. Печь нагревалась до необходимой температуры, затем образцы помещались в печь. После истечения времени отжига образцы доставались из печи и остывали при комнатной температуре.

Физико-механические свойства (модуль упругости E и микротвердость H) определялись на наноинденторе 750 Ubi (Hysitron, США). Исследования проводились при нагрузке 5 мН. Модуль упругости исследуемого материала E пересчитывался из полученных значений эффективного модуля упругости E_{eff} на наноинденторе по формуле

$$\frac{1}{E_{eff}} = \frac{1-\nu^2}{E} + \frac{1-\nu_0^{\,2}}{E_0},$$

где ν – коэффициент Пуассона исследуемого материала (для SiC ν = 0,18, для Si ν = 0,22) [7]; E_0 и ν_0 – модуль упругости и коэффициент Пуассона индентора (1140 ГПа и 0,07 соответственно).

Физико-механические свойства керамики до отжига составляют: для SiC – E = 366 ГПа и H = 47,2 ГПа, для фазы Si – E = 181 ГПа и H = 18,2 ГПа (рисунок). Модуль упругости фазы SiC после отжига 600 °С снижается до 347 ГПа (рисунок, *а*), а микротвердость увеличивается до 49.2 ГПа (рисунок, *б*).



а *б*

Физико-механические свойства карбидокремниевой керамики по фазам: *а* – модуль упругости; *б* – микротвердость

Значения *E* и *H* для фазы Si уменьшаются после отжига 600 °C и составляют 152 ГПа и 13.5 ГПа соответственно. После отжига 900 °C модуль упругости фаз SiC и Si увеличивается, а микротвердость остается постоянной (см. рисунок).

Работа выполнена при поддержке ГПНИ «Энергетические и ядерные процессы и технологии», задание 2.3.

Литература

1. Lim K. Y., Kim Y. W., Joo Kim K. Mechanical properties of electrically conductive silicon carbide ceramics // Ceram. Int. 2014. Vol. 40. P. 10577–10582.

2. Kim G. D., Kim Y. W., Song I.H., Kim K. J. Effects of carbon and silicon on electrical, thermal, and mechanical properties of porous silicon carbide ceramics // Ceram. Int. 2020. Vol. 46. P. 15594–15603.

3. Jalluri T. D. P. V., Somashekar S., Dey A., Venkateswaran R., Elumalai S., Rudraswamy B., Sriram K. V. Characterization of thermal sprayed Si on sintered SiC for space optical applications // Surf. Eng. 2021. Vol. 37. P. 558–571.

4. Palusinski I. A., Ghozeil I. Developing SiC for optical system applications // Nov. Opt. Syst. Des. Optim. VII. 2004. Vol. 5524. P. 14.

5. Wu R., Zhou K., Yue C.Y., Wei J., Pan Y. Recent progress in synthesis, properties and potential applications of SiC nanomaterials // Prog. Mater. Sci. 2015. Vol. 72. P. 1–60.

6. Grinchuk P. S., Kiyashko M. V., Abuhimd H. M., Alshahrani M. S., Solovei D. V., Stepkin M. O., Akulich A. V., Shashkov M. D., Kuznetsova T. A., Danilova-Tretiak S. M., Evseeva L. E., Nikolaeva K. V. Advanced technology for fabrication of reaction-bonded SiC with controlled composition and properties // J. Eur. Ceram. Soc. 2021. Vol. 41. P. 5813–5824.

7. Kiyashko M. V., Grinchuk P. S., Kuznetsova T. A., Kren A. P., Abuhimd H. M. Determination of elastic modulus of sic-based composite ceramics // Tech. Phys. Lett. 2021. Vol. 47. P. 150–153.

УДК 532.525.6, 621.03

СТРУЙНЫЕ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ПАССИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ

Е. В. Леонов, Ю. И. Шанин

АО «Научно-исследовательский институт Научно-производственное объединение «ЛУЧ», г. Подольск, Россия
ShaninYuI@sialuch.ru

Применение компактных струйных теплообменников перспективно в лазерной технике. В работе экспериментально исследованы гидравлическое сопротивление и теплоотдача струйной водяной системы охлаждения для лазерного зеркала. Исследования проведены в диапазоне чисел Рейнольдса от 300 до 3500 как при натекании струй воды из сопел на неоребренную теплообменную поверхность подложки зеркала, так и при втекании жидкости в сопла. Полученные результаты и результаты других авторов использованы в дальнейшем при анализе конструкции с оребренными стенками.

Ключевые слова: *лазерное зеркало, струйная система охлаждения, гидравлическое сопротивление, интенсификация теплоотдачи.*

Одним из эффективных способов интенсификации теплообмена в системах охлаждения зеркал может быть струйное охлаждение, когда подложка зеркала охлаждается многорядной системой жидкостных струй.

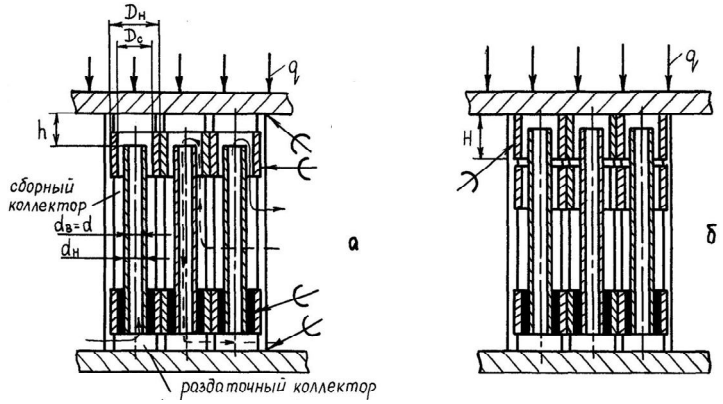
Закономерности гидродинамики и теплообмена при взаимодействии осесимметричных и плоских газовых струй с плоской стенкой подробно рассмотрены в монографиях [1, 2]. В [1] констатировано, что интенсивность теплообмена в области взаимодействия струи с преградой примерно на порядок выше, чем при других способах подвода теплоносителя к поверхности теплообмена при прочих одинаковых условиях. В монографии [2] проанализированы и сопоставлены результаты, изложенные в работах, посвященных изучению теплообмена в одиночных осесимметричных и плоских струях в усложненных условиях взаимодействия с поверхностью (натекание на вогнутые поверхности искусственно турбулизованных и закрученных струй), а также в однорядных и многорядных системах импактных струй.

Струи могут истекать как на плоскую поверхность подложки, так и на поверхность в виде цилиндрических тупиков. В данном случае мы имеем дело со стесненными струями, так как они развиваются в ограниченном пространстве. Впервые аналитическое решение задачи о распространении турбулентных струй в тупике было представлено Г. Н. Абрамовичем [3]. О струйном охлаждении лазерных зеркал авторам известно ограниченное число работ [4, 5].

Настоящая статья посвящена экспериментальному определению теплофизических характеристик одной конструкции струйной системы охлаждения. Полученные результаты и результаты, изложенные в работах [4, 5], использованы при анализе конструкции с точки зрения ее оптимизации для получения высоких коэффициентов приведенной теплоотдачи.

Конструкция системы охлаждения и техника эксперимента. Конструкция лазерного зеркала со струйным охлаждением должна состоять из подложки, на которую нанесен отражающий слой оптической поверхности зеркала, и основы, служащей для подкрепления тонкой подложки. В основе проходит система вертикальных каналов, по которым осуществляется теплообмен между зеркалом и теплоносителем. Особенность системы – струи теплоносителя падают на охлаждаемую поверхность подложки перпендикулярно. Недостаток системы – ослабление жесткости основы раздающими и сборными каналами.

Нами предложен вариант конструкции струйной системы, состоящей из паяных коаксиальных трубок, соединяемых в жесткую конструкцию с помощью металлических стержней (рисунок).



Струйная система охлаждения: *а* – без развития теплообменной поверхности; *б* – с развитием теплообменной поверхности

Возможен вариант без развития теплообменной поверхности подложки (рисунок, *а*), когда подложка опирается на стержни, изготовленные из низкотеплопроводного материала (нержавеющая сталь, инвар), и вариант с натеканием струи в тупиковый стакан (рисунок, *б*), образованный отрезком трубки из высокотеплопроводного материала (медь), который пайкой крепится к подложке и поддерживающим стержням. Вариант без развития теплообменной поверхности (рисунок, *а*) был реализован в виде рабочего участка. В конструкции были использованы капилляры из нержавеющей стали: ∅3×0,3 мм для внешней трубки, ∅1,6×0,3 мм для внутренней сопловой трубки и поддерживающие стержни ∅1 мм из нержавеющей стали. Трубки расположены по квадратной решетке с размерами ячейки 3×3 мм. Теплообменная поверхность из меди, к которой припаяна система охлаждения, выполнена в виде призмы с размерами 80×30×3 мм, дренирована четырьмя отверстиями для установки термопар и рассчитана под тепловое нагружение призматическим тепловым клином по поверхности 80×30 мм. Раздача и сбор жидкости организованы коллекторами по *Z*-схеме и конструктивно выполнены из полутруб ∅22×1, в которых имелись отверстия под отборы статического давления и установку термопар.

Результаты: гидравлическое сопротивление. Результаты по гидравлическому сопротивлению участка в виде зависимости перепада давления на рабочем участке от расхода $\Delta p = f(G)$ (где Δp в Па, G в кг/с) обобщены зависимостью

$$\Delta p = 0{,}0241 \cdot 10^5 G + 0{,}458 \cdot 10^5 G^2 . \qquad (1)$$

Результаты: теплоотдача. Теплоотдача струйной системы исследована для двух режимов течения: при истечении жидкости из центральной трубки (из сопла) и истечении жидкости из коаксиальной трубки (в сопло). Результаты обобщены в координатах $\alpha_{пр}$–Re зависимостями

$$\alpha_{пр} = 490\,\mathrm{Re}^{0,513}, \quad 350 \le \mathrm{Re} \le 3000, \qquad (2)$$

при истечении из центральной трубки (где $\alpha_{пр} = q_{эк}/(t_{пi}–t_ж)$, $\mathrm{Re} = U_d d/\nu_ж$, U_d – средняя скорость на срезе центральной трубки, $t_{пi}$ – температура теплообменной поверхности в i-м сечении измерения, $t_ж = (t_{вх} + t_{вых})/2$ – среднемассовая температура жидкости),

$$\alpha_{пр} = 303\,\mathrm{Re}^{0,56}, \quad 300 \le \mathrm{Re} \le 3500, \qquad (3)$$

при втекании в центральную трубку.

Преобразованием одной из рекомендованных в работах [1, 2] формул для описания теплообмена в лобовой точке для нашего случая получено уравнение

$$\alpha_d = 1630\,\mathrm{Re}^{0,5}. \qquad (4)$$

Сравнение формул (2) и (4) показывает, что теплообмен одиночной импактной струи в лобовой точке примерно в 3 раза более интенсивен, чем в нашем случае. Но средний теплообмен в окрестности лобовой точки радиусом R менее интенсивный, чем непосредственно в ней, и для R/d = (2,5–7,5) может быть обобщен формулами [5], которые применительно к нашему случаю (R/d = 3) дают средний коэффициент теплоотдачи на площадке осреднения, равный

$$\overline{\alpha}_{\text{ср}} = 409{,}3\,\mathrm{Re}^{0,574}, \quad 350 \le \mathrm{Re} \le 3000, \qquad (5)$$

который в указанном диапазоне чисел Рейнольдса всего лишь на 20–35% выше, чем теплоотдача, рассчитанная по формуле (2).

Для совокупности круглых сопел с квадратным и гексагональным расположением средний теплообмен можно рассчитать с помощью соотношений [9], и для нашего случая при относительной площади сопла f = 0,087 для осредненного коэффициента теплоотдачи в донной части получен результат ($\alpha_d = 151\,\mathrm{Re}^{2/3}$), отличающийся от (2) на ±15%.

Теплообмен при натекании струи в тупик. В работе [4] определены отдельные составляющие и результирующая теплоотдача в единичных цилиндрических ячейках, изготовленных из меди. Табличные результаты [4] по теплоотдаче с боковой поверхности ячейки с диаметром дна D = 3 мм, диаметром сопла d = 1,5 мм, толщиной ребра $\delta_\text{р}$ = 1 мм были представлены нами в виде степенной зависимости

$$\alpha_\text{р} = 289{,}7\,\mathrm{Re}^{0,643} \quad (\mathrm{Nu}_\text{р} = 0{,}231\,\mathrm{Re}^{0,643}\,\mathrm{Pr}^{0,43}) \qquad (6)$$

и использовались в дальнейшем анализе теплоотдачи применительно к нашей оребренной системе охлаждения.

Проведенные с помощью построенной модели расчетные оценки температурного поля в подложке струйной системы охлаждения показали, что при развитии теплообменной поверхности с помощью ребер в виде тонкостенных стаканов приведенная теплоотдача может быть увеличена до $(1{,}5–1{,}9)\cdot 10^5$ Вт/(м^2·К).

Литература

1. Юдаев Б. Н., Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1978. – 247 с.

2. Дыбан Е. П., Мазур А. И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982. – 303 с.

3. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. – 715 с.

4. Кошелев С. Б., Субботин В. И., Харитонов В. В. Составляющие теплопередачи при струйном течении воды в ограниченном пространстве // ТВТ. 1985. Т. 23, № 3. С. 542–548.

5. Гордеев В. Ф., Кошелев С. Б., Субботин В. И., Харитонов В. В. Теплоотдача оребренных стенок при струйном охлаждении // Изв. АН СССР. Серия: Энергетика и транспорт. 1986. № 2. С. 134–141.

УДК 663.143.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ИМПУЛЬСА, ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ И МАССЫ В КУЛЬТУРАЛЬНЫХ ЖИДКОСТЯХ БИОТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОИЗВОДСТВ

А. Ю. Логинов, А. Г. Новоселов, И. В. Баранов

Национальный исследовательский университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Россия

Данное исследование рассматривает актуальность аэробного культивирования микроорганизмов, в частности дрожжей, для получения биомассы, содержащей белок, в свете угрозы нехватки пищевых продуктов. Отмечается, что микробиологи используют генную инженерию для создания модифицированных микроорганизмов, способных производить целевые продукты. Исследование сфокусировано на процессе аэробного культивирования дрожжей и влиянии гидродинамической обстановки на перенос массы и тепловой энергии. Авторы подчеркивают существование пограничных слоев на разделах фаз и рассматривают механизмы переноса на молекулярном уровне. Освещается нехватка комплексных исследований в области изучения коэффициентов молекулярного переноса. Поставлена задача изучения взаимосвязи между молекулярным составом вещества и его физическими свойствами.

Ключевые слова: *культивирование, дрожжи, биомасса, пищевая технология, теплофизические свойства, плотность.*

Аэробное культивирование микроорганизмов (бактерий, дрожжей) с целью получения большого количества биомассы вновь получило широкий интерес как со стороны бизнеса, так и стороны научного сообщества. Объясняется этот интерес, с одной стороны, пессимистическими прогнозами относительно производства пищевой продукции, содержащей белок в требуемом количестве, и появлением технико-технологической возможности создавать новые предприятия для производства микробного белка, отвечающие самым современным требованиям. С другой стороны, микробиологами накоплен большой научно-исследовательский опыт в получении методами генной инженерии модифицированных родов и штаммов микроорганизмов, позволяющих в процессе их жизнедеятельности получать новые целевые конечные продукты с новыми пищевыми и лечебно-профилактическими свойствами.

Процесс аэробного культивирования дрожжевых клеток сопровождается большим выделением тепловой энергии, образующейся в результате сложнейших экзотермических реакций внутри клетки [1]. В процессе жизнедеятельности клеток данную теплоту необходимо отводить в окружающую среду, т. е. непосредственно в питательную среду, от которой тепловая энергия, в свою очередь, отводится через различные теплообменные устройства (тепловые рубашки или выносные теплообменники различного типа).

Механизм переноса тепловой энергии и массы во многом зависит от гидродинамической обстановки в рабочем объёме [2]. Основное сопротивление скоростям переноса массы и тепловой энергии на молекулярном уровне лежит в жидкостной фазе, а их величины зависят от степени интенсивности её турбулизации.

В общем случае на поверхности разделяющей фазы, будь то твердая или газовая фаза, практически всегда существуют пограничные слои, в которых наблюдается отсутствие турбулентности [3]. Толщина этих слоёв может быть соизмерима с размерами молекул в зависимости от степени турбулизации той или иной фазы, например, в пристенной области внутренней поверхности корпуса барботажного аппарата или теплопередающей поверхности встроенных в рабочий объём элементов трубчатых или змеевиковых теплообменников. Даже у поверхности пузырьков газовой фазы существует слой жидкостной фазы, обусловленный наличием поверхностного натяжения жидкости, окружающей объём заключенного в пузырьке газа. Это явление подтверждается многочисленными эмпирическими уравнениями, в кото-

рых, как правило, вводятся параметры, учитывающие толщины ламинарного пограничного подслоя, теплового подслоя или диффузионного подслоя. Наличие этих слоёв предполагает, что перенос количества движения (импульса), тепловой энергии и массы целевого компонента существенно ниже, чем в основном объёме рабочей среды, и происходит по механизмам молекулярного переноса, т. е. вязкого трения, температуропроводности и молекулярной диффузии.

Количественно значения этих трёх механизмов определяются соответствующими коэффициентами: кинематической вязкости ν, коэффициентом температуропроводности a и коэффициентом молекулярной диффузии D, соответственно, которые входят в классические уравнения переноса [4]:

- импульса

$$\tau = -\nu \frac{\partial(\bar{v}_x \cdot \rho)}{\partial y}, \quad (1)$$

- тепловой энергии

$$q = -a \frac{\partial(H \cdot \rho)}{\partial y}, \quad (2)$$

- массы

$$m_A = -D \frac{\partial C_A}{\partial y}, \quad (3)$$

$\bar{v}_x$ – осреднённая по времени локальная скорость жидкости в направлении x, м/с; ρ – плотность жидкости, кг/м^3; y – значения координат соседних слоёв, взятых нормально к направлению движения слоёв x, м; q – плотность теплового потока, Вт/м^2; a – температуропроводность, м^2/с; H – удельная энтальпия жидкости, Дж/кг; C_A – концентрация вещества A в жидкости B, кг/м^3.

Комплексные исследования, направленные на измерения этих коэффициентов у одного и того же объекта изучения, отсутствуют [5]. Имеются данные по измерению отдельных коэффициентов, полученные много лет назад, но объекты исследования не гарантировали постоянство их количественного и качественного составов, так как выполнялись различными исследователями в разное время и на различных экспериментальных установках. К тому же за прошедшее время существенно изменилась технология и машинно-аппаратурное оформление пищевых производств, так или иначе связанных с культивированием дрожжевых клеток и получением питательных сред для его осуществления. Более того, за это время значительно продвинулись научно-исследовательские способы, методы и их приборное обеспечение, связанные с цифровой обработкой измерительных сигналов, а также с анализом полученных результатов измерений.

Несмотря на те огромные преимущества в скорости информационного обеспечения, полной автоматизации научно-исследовательских установок, компьютерной обработки получаемых опытных данных и их обобщения, которые произошли в последние 30 лет в мире, перед научным сообществом до сих пор стоит фундаментальная задача поиска взаимосвязи между молекулярным составом вещества и его физическими и теплофизическими свойствами, а также установления флуктуационной зависимости этих свойств от изменения молекулярного состава веществ и параметров окружающей среды. Таким образом, целью данной работы является:

- на основе феноменологических подходов к теоретическому обоснованию механизмов переноса импульса, тепловой энергии и массы в жидкостях экспериментально изучить взаимовлияние перечисленных выше процессов на физические свойства жидкости и получить надежные данные по коэффициентам молекулярного переноса в выбранных в качестве объ-

ектов исследований жидкостях в широком диапазоне варьирования концентраций растворимых и нерастворимых веществ и температур.

- установить влияние молекулярного состава объектов исследований на коэффициенты молекулярного переноса и попытаться получить общее уравнение, позволяющее прогнозировать неизвестное значение коэффициента переноса из двух известных.

Все изложенное выше позволяет сделать вывод об актуальности данных исследований.

Литература

1. Суздальцева О. А., Фомина Е. А., Новоселов А. Г., Сорокин С. А., Баранов И. В., Кравцова Е. В., Гуляева Ю. Н. Процессы молекулярного переноса импульса, тепловой энергии и массы в жидкостных питательных средах дрожжевой и пивной отраслях промышленности. Часть 1. Исследование плотности водных растворов мелассы и концентрированного пивного сусла // Науч. журн. НИУ ИТМО. Серия «Процессы и аппараты пищевых производств». 2022. № 2 (52).

2. Маньковский О. Н., Толчинский А. Р., Александров М. В. Теплообменная аппаратура химических производств. Инженерные методы расчета. Л., 1976.

3. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С., Теплопередача. 4-е изд. М., 1981.

4. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена; пер. с англ. под ред. А. В. Лыкова. М., ГЭИ, 1961. – 678 с.

5. Сорокин С. А., Баранов И. В., Новоселов А. Г., Логинов А. Ю., Семененко М. Р. Исследование теплофизических свойств водных растворов свекловичной мелассы // X Междунар. науч.-техн. конф. «Низкотемпературные и пищевые технологии в XXI веке» (Санкт-Петербург, 27–29 октября 2021 г.): материалы конф. 2021. С. 233–238.

УДК 622.24.063.2:544.77

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА ОСНОВНЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БУРОВЫХ ПРОМЫВОЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Е. И. Лысакова[1], М. И. Пряжников[1], А. Д. Скоробогатова[1], А. В. Минаков[1,2]

[1]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Представлены результаты комплексного сравнительного анализа по влиянию добавок одностенных и многостенных углеродных нанотрубок на основные функциональные характеристики буровых эмульсий на основе минерального масла. Подобное систематическое сравнительное исследование для растворов на углеводородной основе выполнено впервые. Исследовано влияние добавок нанотрубок на реологию, фильтрационные и антифрикционные свойства, коллоидную устойчивость и кинетику ингибирования глин буровых растворов на углеводородной основе. По итогам исследования было успешно продемонстрировано, что с помощью даже очень малых добавок углеродных нанотрубок можно значительно регулировать основные функциональные характеристики буровых растворов. Так, добавка всего 0.025 мас.% одностенных нанотрубок примерно на 45% повышает эффективную вязкость, в 1.7 раз предел текучести, на 36% коллоидную устойчивость бурового раствора и на 55% снижает фильтрационные его потери и на 20% коэффициент трения. При этом было показано, что применение одностенных нанотрубок в несколько раз эффективнее по сравнению с многостенными трубками и в сотни раз эффективнее в сравнении с добавками сферических наночастиц оксидов металлов.

Ключевые слова: *буровой раствор, одностенные и многостенные углеродные нанотрубки, реология, микрореология, фильтрация, трение, ингибирование глины, коллоидная устойчивость.*

Качественное проведение операций бурения нефтегазовой скважины во многом зависит от правильного выбора бурового раствора, который должен выполнять ряд сложных функциональных задач [1]. В настоящее время для бурения большинства скважин используются растворы на водной основе. Однако в условиях повышенных пластовых температур такие растворы значительно уступают по своим характеристикам растворам на углеводородной основе, так как могут деградировать и терять свои функциональные свойства в процессе одного круга циркуляции бурового раствора по стволу скважины, что может привести к серьезной аварии или остановке процесса бурения. Именно по этим причинам для бурения скважин в сложных горногеологических условиях предпочтительнее использовать буровой раствор на углеводородной основе [2, 3].

Имеющийся опыт бурения в усложняющихся условиях показывает, что зачастую невозможно удовлетворить всем требованиям, предъявляемым к буровым растворам, используя стандартные добавки. В связи с этим в последнее время появилось достаточно большое количество работ, связанных с исследованием влияния нанодобавок на всевозможные характеристики буровых растворов. Показано, что введение сферических наночастиц в буровые растворы и на водной, и на углеводородной основе способствует лучшей промывке скважины из-за увеличения пластической вязкости, снижению фильтрационных потерь благодаря кольматации низкопроницаемых пород, снижению коэффициента трения между стенкой скважины и бурильной трубой, изменению смачиваемости горных пород, снижению коррозийного износа и др. [4–6]. Исследований влияния нанотрубок, в отличие от сферических наночастиц, на основные характеристики буровых растворовзначительно меньше. При этом для модификации свойств буровых растворов, как правило, используют многостенные нанотрубки (МУНТ) [7, 8].

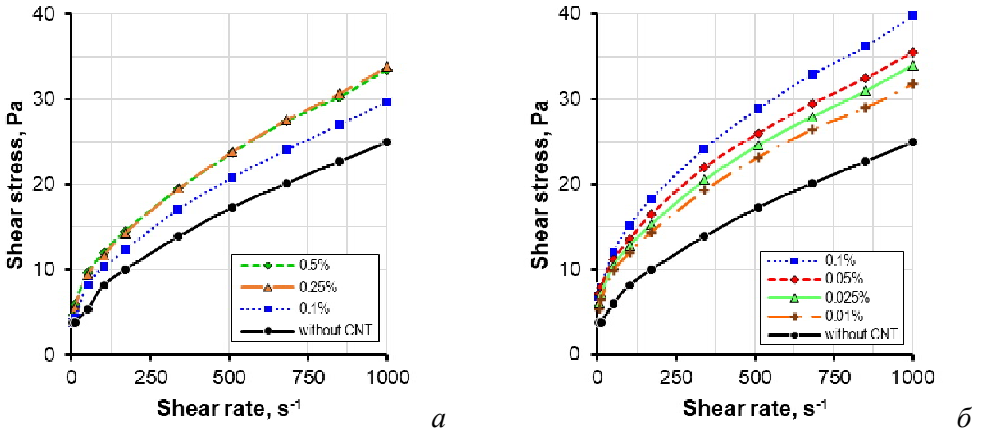
Проведенный тщательный анализ литературы показывает, что большинство исследований по модификации свойств буровых растворов с помощью УНТ посвящены растворам на

водной основе. Данных по влиянию добавок УНТ на характеристики растворов на углеводородной основе очень мало. Между тем с практической точки зрения при бурении в сложных геологических условиях (повышенная температура, высокое водопоглощение, наличие вечной мерзлоты и др.) гораздо эффективнее использовать буровой раствор на углеводородной основе, поэтому задача совершенствования рецептур буровых растворов на углеводородной основе является наиболее актуальной. В нашей работе проведены такие систематические исследования влияния добавок многостенных углеродных нанотрубок на все основные характеристики буровых растворов на углеводородной основе. Подобного всестороннего исследования влияния МУНТ на свойства буровых растворов на углеводородной основе ранее не было.

Методика приготовления устойчивых буровых растворов с нанотрубками. Изготовлено и проведено систематическое изучение свойств нескольких буровых растворов на углеводородной основе с добавками одностенных и многостенных углеродных нанотрубок. Базовый буровой раствор на углеводородной основе представляет собой обратную эмульсию. В качестве углеводородной фазы использовано техническое минеральное масло «REBASE» PC-230 вязкостью 3.3 сП и плотностью 815 кг/м^3. Эмульсия стабилизировалась с помощью неионогенного эмульгатора «REBASE» PC-510. Выбрано наиболее типичное для буровых растворов соотношение углеводородной основы (65 об.%) и водной фазы (35 об.%). Для модификации свойств буровых эмульсии применялись углеродные нанотрубки. В качестве одностенных нанотрубок использовался порошок TUBALLтм (ООО «ОКСиАл.ру», г. Новосибирск, Россия). Порошок ОСУНТ представляет собой сыпучий порошок черного цвета. Средний диаметр ОСУНТ 1.6±0.4 нм, удельная поверхность по данным БЭТ 510 м^2/г. Кроме того, использовались многостенные нанотрубки Таунит-МД (ООО «НаноТехЦентр», г. Тамбов, Россия). Внутренний диаметр этих МСУНТ составляет 5–15 нм, а внешний – 8–30 нм. Удельная поверхность была более 270 м^2, а длина превышала 5 мкм. Количество углеродных слоев составляет 30–40.

Основные результаты исследования. Вначале были проведены систематические исследования вязкости и сдвиговой реологии модифицированных нанотрубками буровых растворов. Вязкость буровых раствора – одно из важнейших свойств, которое непосредственно влияет на способность бурового раствора выносить выбуренную породу на поверхность, на предотвращение, снижение или прекращение поглощений раствора, на гидравлические сопротивления в циркуляционной системе, режим течения бурового раствора и многое другое. Поэтому контроль над вязкостью является очень важным в процессе разработке новых рецептур буровых растворов.

Особенностью полученных буровых растворов является то, что, как правило, они все обладают неньютоновским поведением и их вязкость зависит от скорости сдвига. С увеличением скорости сдвига вязкость буровых эмульсий снижается. Все рассмотренные буровые эмульсии являлись вязкопластичными неньютоновскими жидкостям, обладающими предельным напряжением сдвига. Анализ результатов показывает, что добавка обоих видов нанотрубок значительно повышает вязкость и напряжение сдвига буровых растворов уже при достаточно малых концентрациях, особенно для ОСУНТ (рисунок). Так, добавка всего 0.1 мас.% одностенных нанотрубок примерно на 80% повышает эффективную вязкость бурового раствора. Действие аналогичной по массе добавки многостенных нанотрубок оказывается гораздо слабее. Здесь при концентрации добавки 0.1 мас.% эффективная вязкость повышается в среднем на 25%, т. е. если рассматривать добавки одностенных нанотрубок, то их для повышения вязкости бурового раствора на 20% требуется меньше чем 0,01 мас.%. Это в 10 раз меньшее количество по сравнению с добавками многостенных трубок и 200 раз меньше количество по сравнению с добавками сферических наночастиц. В этом смысле одностенные нантрубки являются более эффективными. Это очень важно для их применения для управления реологическими свойствами буровых растворов.



а *б*

Зависимость напряжения сдвига буровых растворов от скорости сдвига при разной массовой концентрации одностенных (*а*) и многостенных нанотрубок (*б*)

Анализ других параметров буровых растворов также показал значительный потенциал углеродных нанотрубок. Например, показано, что добавление обоих видов углеродных нанотрубок существенно уменьшает кинетику дестабилизации бурового раствора на углеводородной основе. Так, добавка 0,1 мас.% ОСУНТ снижает скорость дестабилизации в 3,1 раза. Исследование фильтрационных потерь буровых растворов показало, что они снижаются на 55% при концентрациях одностенных нанотрубок меньших 0.025 мас.%. Аналогичное поведение наблюдается и при добавке многостенных углеродных нанотрубок. Только данные эффекты достигаются при в 10 раз больших концентрациях. Добавки УНТ также положительно сказываются на антифрикционных свойствах буровых растворов на углеводородной основе. Добавка 0.25 мас.% МУНТ снижает коэффициент трения на 85%.

По итогам исследования было успешно продемонстрировано, что с помощью даже очень малых добавок углеродных нанотрубок можно значительно регулировать основные функциональные характеристики буровых растворов на углеводородной основе. При этом было показано, что применение одностенных нанотрубок для этих целей в несколько раз более эффективнее по сравнению с многостенными трубками и в сотни раз более эффективнее в сравнении со сферическими наночастицами.

Литература

1. Minakov A. V., Mikhienkova E. I., Voronenkova Y. O. et al. Systematic experimental investigation of filtration losses of drilling fluids containing silicon oxide nanoparticles // J. Nat. Gas Sci. Eng. 2019. Vol. 71. P. 102984.

2. Minakov A. V., Pryazhnikov M. I., Mikhienkova E. I., et al. Systematic experimental study of the temperature dependence of viscosity and rheological behavior of water-based drilling fluids with nano-additives // Petroleum. 2022.

3. Mikhienkova E. I., Lysakov S. V., Neverov A. L., et al. Experimental study on the influence of nanoparticles on oil-based drilling fluid properties // J. Pet. Sci. Eng. 2022. Vol. 208. P. 109452.

4. Adil A., Baig T., Jamil F., et al. Nanoparticle-based cutting fluids in drilling: a recent review // Int. J. Adv. Manuf. Technol. 2023.

5. Rana A., Khan I., Saleh T. A. Advances in carbon nanostructures and nanocellulose as additives for efficient drilling fluids: trends and future perspective – a review // Energy Fuels. 2021. Vol. 35. P. 7319–7339.

6. Ali J. A., Hamadamin A. B., Ahmed S. M., et al. Synergistic effect of nanoinhibitive drilling fluid on the shale swelling performance at high temperature and high pressure // Energy Fuels. 2022. Vol. 36. P. 1996–2006.

7. Jingen D., Egwu S. B., Xionghu Z. Smart fluids and their applications in drilling fluids to meet drilling technical challenges // Adv. Mater. Sci. Eng. 2022.

8. Jingyuan M., Boru X., Yuxiu A. Advanced developments in low-toxic and environmentally friendly shale inhibitor: A review // J. Pet. Sci. Eng. 2022. Vol. 208. P. 109578.

УДК 538.9, 536.631

РАСЧЕТ ДИСПЕРСИИ И ТЕПЛОЕМКОСТИ ГРАФЕНОВЫХ НАНОЛЕНТ НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ РЕШЕТКИ

Ш. Лю, Ф. Инь, В.И. Хвесюк, А.А. Баринов

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Проводится расчет дисперсионных кривых и функции плотности состояний фононов графеновых нанолент типа «зигзаг» и «кресло» с использованием модели силовых постоянных четырех ближайших соседей. На основе численного моделирования динамики решетки проведен расчет теплоемкости графеновых нанолент при варьировании ширины и температуры.

Ключевые слова: *дисперсионные кривые, плотность состояний, теплоемкость, графеновые наноленты.*

Графеновые наноленты (ГНЛ) являются перспективным компонентом будущих наноэлектронных устройств [1]. Однако в результате миниатюризации возникает серьезная проблема – интенсивное тепловыделение, поэтому крайне важно уметь прогнозировать их теплофизические свойства [2, 3].

На рис. 1 представлены примеры ГНЛ типа «Зигзаг» шириной в два элемента (ZGNR-2) и ГНЛ типа «Кресло» шириной в три элемента (AGNR-3). Постоянная решетки графена $a = 2,47\text{А}$. Ширина ГНЛ W и количество элементов N связаны соотношением

$$W = \begin{cases} a \cdot (3N-1)/\sqrt{3} & \text{для ZGNR,} \\ a \cdot (2N-1)/2 & \text{для AGNR.} \end{cases}$$

Каждая супер ячейка содержит *n* атомов, где *n* зависит от ширины нанолеты и количества элементов: $n = 4N$. При рассмотрении динамики решетки смещение любого i-го атома $\mathbf{u}_i = (x_i, y_i, z_i)^T$ и его уравнение движения можно записать как [4]

$$M_i \frac{d^2\mathbf{u}_i}{dt^2} = \sum_j K^{(i,j)}(\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i), \qquad (i = 1,...,n), \tag{1}$$

где $K^{(i,j)}$ – матрица силовых постоянных 3x3, $K^{(i,j)} = U^*(\theta)\text{diag}\{\phi_r, \phi_{ti}, \phi_{to}\}U(\theta)$; i – число атомов в суперячейке, j – число атомов ближайших соседей, $U(\theta)$ – матрица вращений, M – масса атома углерода, кг; t – время, с. В данной работе применяется модель силовых постоянных, в которой взаимодействие между атомами (1) рассматривается до четвертых ближайших соседей [5] и таблицей.

Компоненты матрицы силовых постоянных для графена [5]

Ближайший сосед	ϕ_r, Н/м	ϕ_{ti}, Н/м	ϕ_{to}, Н/м
Первый	365,0	245,0	365,0
Второй	88,0	-32,3	-4,0
Третий	30,0	-52,5	1,5
Четвертый	-19,2	22,9	-5,8

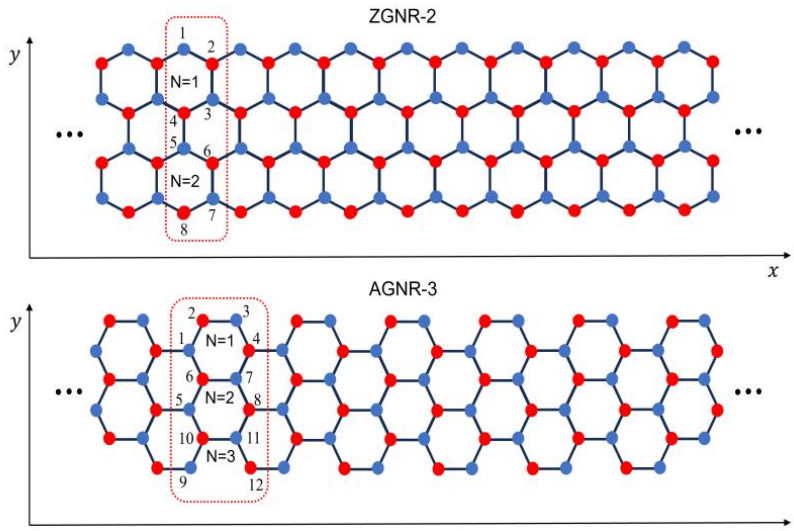


Рис. 1. Схематическое изображение графеновых нанолент типа «Зигзаг» и «Кресло». Красное поле – суперячейка, а N характеризует количество элементов в суперячейке

Для определения дисперсии фононов используется характеристическое уравнение

$$\begin{bmatrix} \mathbf{D}_{11} & \mathbf{D}_{12} & \cdots & \mathbf{D}_{1n} \\ \mathbf{D}_{21} & \mathbf{D}_{22} & \cdots & \mathbf{D}_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{D}_{n1} & \mathbf{D}_{n2} & \cdots & \mathbf{D}_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{A}_1 \\ \mathbf{A}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{A}_n \end{bmatrix} = M\boldsymbol{\omega}^2 \begin{bmatrix} \mathbf{A}_1 \\ \mathbf{A}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{A}_n \end{bmatrix} \tag{2}$$

Здесь $\boldsymbol{\omega}$ – собственный вектор частот размером $3n\times 1$; $\left[\mathbf{D}_{ij}\right]$ – динамическая матрица размером $3n\times 3n$, каждый блок которой $\mathbf{D}_{ij}$ представляет собой матрицу 3×3:

$$\mathbf{D}_{ij} = \begin{cases} \sum\limits_j K^{(i,j)} - \sum\limits_j K^{(i,j)} e^{-i\mathbf{k}\cdot\Delta\mathbf{R}_{ij}} & \text{при } i = j, \\ -\sum\limits_j K^{(i,j)} e^{-i\mathbf{k}\cdot\Delta\mathbf{R}_{ij}} & \text{при } i \neq j, \end{cases} \tag{3}$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор.

На основе численного решения матричного уравнения (2), (3) в пакете MATLAB получены семейства дисперсионных кривых для ГНЛ типа «зигзаг» и «кресло» различной ширины. Для примера на рис. 2 представлены ZGNR-10, AGNR-10, ZGNR-20 и AGNR-20.

Проведенный расчет динамики кристаллической решетки позволяет определить теплоемкость графена и графеновых нанолент путем «суммирования» возможных состояний фононов в соответствии с выражением [6]

$$C_{\mathrm{v}}(T) = k_{\mathrm{B}} \int\limits_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \left(\frac{\hbar\omega}{k_{\mathrm{B}}T}\right)^2 \overline{n}(\overline{n}+1)\cdot \mathrm{DOS}(\omega)d\omega, \tag{4}$$

где $\overline{n} = \left[\exp(\hbar\omega/k_{\mathrm{B}}T) - 1\right]^{-1}$ – равновесное распределение Бозе–Эйнштейна; DOS(ω) – плотность состояний фононов (density of state, DOS), T – температура, К. На рис. 3 и 4 представлены результаты расчета DOS и теплоёмкости графена и графеновых нанолент различного типа и ширины.

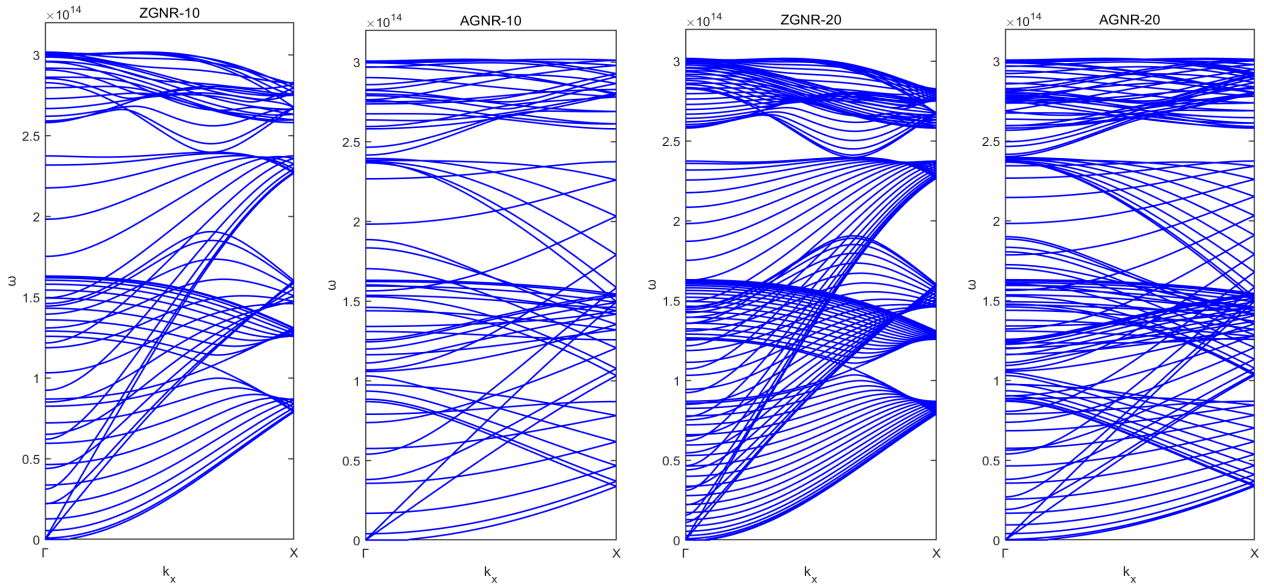


Рис. 2. Дисперсионные кривые фононов для графеновых нанолент ZGNR-10, AGNR-10, ZGNR-20 и AGNR-20

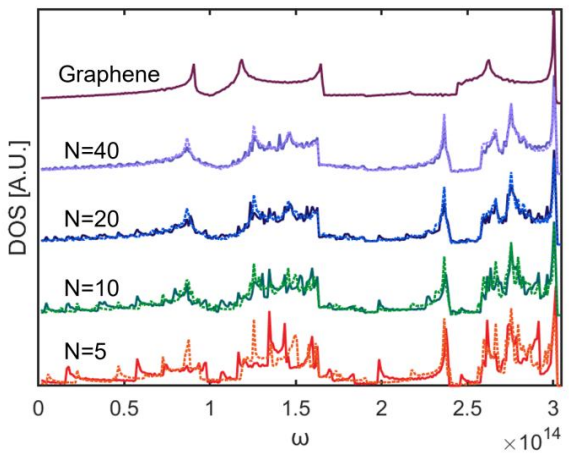


Рис. 3. Плотность состояний фононов в зависимости от частоты для графеновых нанолент и графена. Сплошная линия – AGNR, штриховая – ZGNR

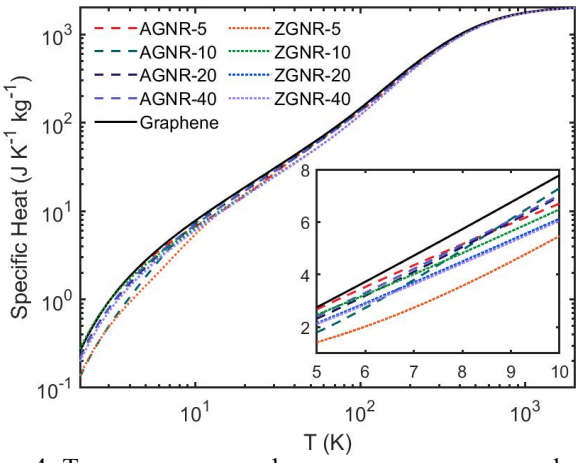


Рис. 4. Теплоемкость графеновых нанолент и графена в зависимости от температуры. Сплошная линия – графен, штриховая – AGNR, пунктирная – ZGNR

Таким образом, в работе проведено моделирование дисперсионных кривых и теплоемкости графеновых нанолент типа «зигзаг» и «кресло» различной ширины с использованием метода динамики кристаллической решетки. Результаты показывают, что с увеличением температуры от 2 до 2000 К связь между теплоемкостью и шириной ГНЛ монотонно уменьшается и при комнатных температурах соответствует теплоемкости графена. Теплоемкость ГНР при низких температурах зависит от ширины. Так, для ZGNR-5 теплоемкость падает в два раза по сравнению с графеном, а при увеличении толщины теплоемкость ZGNR-40 отличается от теплоемкости графена лишь на несколько процентов.

Литература

1. Han M. Y., et al. Energy band-gap engineering of graphene nanoribbons // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98, No. 20. P. 206805.

2. Aksamija Z. and Knezevic I. Lattice thermal conductivity of graphene nanoribbons: anisotropy and edge roughness scattering // App. Phys. Lett. 2011. Vol. 98, No. 14. P. 141919.

3. Mei S., et al. Full-dispersion Monte Carlo simulation of phonon transport in micron-sized graphene nanoribbons // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116, No. 16. P. 164307.
4. Srivastava G. P. The Physics of Phonons. 2nd ed. Boca Raton: CRC Press, 2022. – 456 p.
5. Saito R., Dresselhaus G., Dresselhaus M. S. Physical properties of carbon nanotubes. Repr. London: Imperial College Press, 2012. – 259 p.
6. Barinov A. A., et al. Updated model for thermal conductivity calculation of thin films of silicon and germanium // Phys. Atom. Nuclei. 2020. Vol. 83, No. 11. P. 1538–1548.

УДК 539.264

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ, СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАК ПОКАЗАТЕЛИ ДЕФЕКТНОСТИ АМОРФНОГО ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

Н. С. Магонь[1], В. В. Углов[2], О. Г. Пенязьков[1]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Белорусский государственный университет, г. Минск

Синтетический аморфный диоксид кремния SiO_2 обладает рядом уникальных физических свойств, которые ухудшаются с течением времени в связи с внешними воздействиями и внутренними процессами. Известно, что физические свойства материала связаны, помимо химического состава, с особенностями его структуры, а именно с взаимным расположением атомов. Одним из точных методов определения ближнего порядка аморфных тел (определения межатомных расстояний, координационных чисел, свободного объема) является, например, метод дифракции рентгеновских лучей высоких энергий (более 17 кэВ). Использование в рентгеноструктурном анализе излучения медной трубки (8 кэВ) затрудняет интерпретацию межатомных расстояний в материале, поскольку даёт низкое разрешение. Однако использование данного вида излучения позволяет оценить относительные структурные изменения в материале путем сравнения полученных параметров между образцами одного типа. В данной работе проведена корреляция оптических, теплофизических и структурных свойств двух образцов оптических стекол одной марки с неизвестными параметрами эксплуатации. Проведенное комплексное исследование является эффективным способом определения дефектности оптических стекол на основе синтетического аморфного диоксида кремния.

Ключевые слова: *синтетический аморфный диоксид кремния, неразрушающие методы контроля, рентгеноструктурный анализ, свободный объем, коэффициент теплопроводности.*

Синтетический аморфный диоксид кремния имеет уникальные свойства, которые позволяют использовать его, например, в качестве оптических стекол; материала для колонок хроматографии; подложки массивных астрономических зеркал и иллюминаторов космических аппаратов; модельного объекта в области радиационной физики и физики твердого тела [1]. Со временем эксплуатации под воздействием внешних факторов его свойства ухудшаются [1–3]. Так при воздействии УФ излучения межатомные связи могут разрываться, образуя дефектные центры [1, 4], что приводит к возникновению нежелательных полос поглощения и, следовательно, ухудшению оптических и эксплуатационных свойств. Поглощение в оптических системах отрицательно влияет на смещение фокуса лазера, потери энергии пучка и связанный с этим нагрев [2, 3]. Идентификация структурных изменений, происходящих в материале, является важным для понимания процессов старения оптического стекла и разработки на основе полученных данных возможностей его дальнейшей стабилизации и износостойкости.

Были изучены два образца оптических стекол марки Corning 7980 (образец 1 и образец 2) с неизвестными параметрами эксплуатации. Задача исследования состояла в выявлении структурных изменений с помощью основного метода дифракции рентгеновских лучей. Выводы о наличии структурных изменений подкреплялись информацией, полученной из спектров пропускания, а также измеренной зависимостью коэффициента теплопроводности от температуры и сравнением полученных данных с литературными.

Спектры пропускания, полученные с помощью спектрофотометра Photon RT в диапазоне длин волн 200–3000 нм (рис. 1), соответствуют литературным данным [5]. Наблюдается понижение пропускания УФ излучения образцом 1 на 2.4% в области 200–260 нм, а также уменьшение площади полос поглощения на длинах волн 2200 и 2750 нм, которые обусловлены наличием в материале гидроксильных групп [2, 5, 6]. Согласно [1] для кремниевых стекол, содержащих гидроксильные группы, при воздействии лазером с энергией квантов 5 эВ

(248 нм) [4–6] характерно образование немостикового кислорода (*NBOH* центр), что приводит к поглощению в диапазоне 250–270 нм. Также могут возникать полосы поглощения на длинах волн 215 нм (*E'* центры), обусловленные возникновением трехкоординированного атома кремния [1].

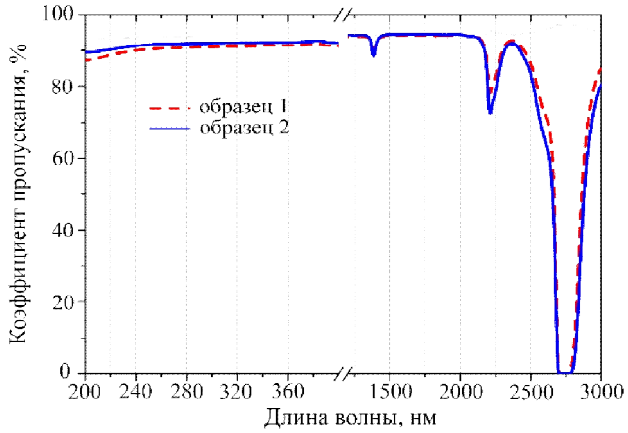


Рис. 1, Спектры пропускания исследуемых образцов в области 200–3000 нм

Коэффициент теплопроводности λ для образца 1, полученный на измерителе ИТ-λ-400, имеет пониженное, в сравнении с литературным, значение [7] во всем измеренном диапазоне температур (рис. 2). Кроме того, если литературная зависимость описывается линейной функцией, то измеренная – логистической кривой. Уменьшение коэффициента теплопроводности и его температурной зависимости вероятнее всего происходит в результате структурных изменений, а именно, образования дефектов, рассеивающих фононы.

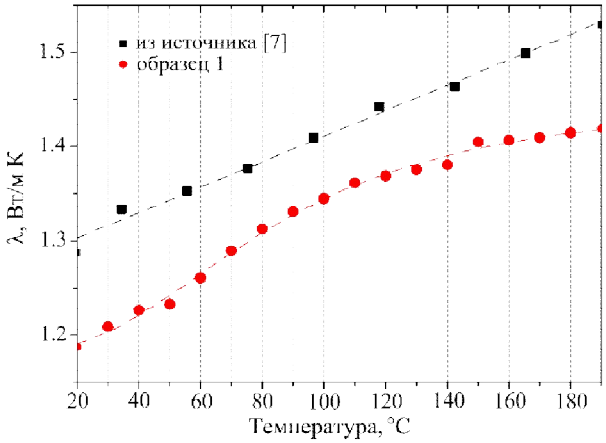


Рис. 2, Сравнение температурных зависимостей коэффициента теплопроводности λ образца 1 с литературными данными из источника [7]

Дифрактограммы анализируемых образцов, полученные с помощью рентгеновского дифрактометра Rigaku Ultima IV (источник излучения Cu K_α, 8 кэВ), приведены на рис. 3, *а*. Полученные кривые интенсивности рассеяния представлены типичными аморфными гало, которые характерны для аморфного диоксида кремния [8]. Согласно [9] интенсивность рассеяния молекулярных соединений в области малых углов обуславливается в большей степени межмолекулярным рассеянием, на которое влияет размер молекул, их форма и взаимное расположение. Согласно [8] лучшее разрешение пиков в области углов дифракции 40–90 градусов (рис. 3, *б*) свидетельствует о более упорядоченной структуре материала. Центр масс первого максимума аморфного гало образца 1 сдвинут в область малых углов (на 0.03±0.01 градусов 2θ), а также имеет большее значение полной ширины на половине максимума (FWHM) (на

0.65±0.06 градусов 2θ) по сравнению с образцом 2. Сдвиг первого максимума аморфного гало в область малых углов, а также увеличенное значение FWHM, согласно [9], соответствуют увеличению радиуса первой координационной сферы и возрастанию свободного объема (избыточного пространства для смещения атомов под внешними воздействиями [10]).

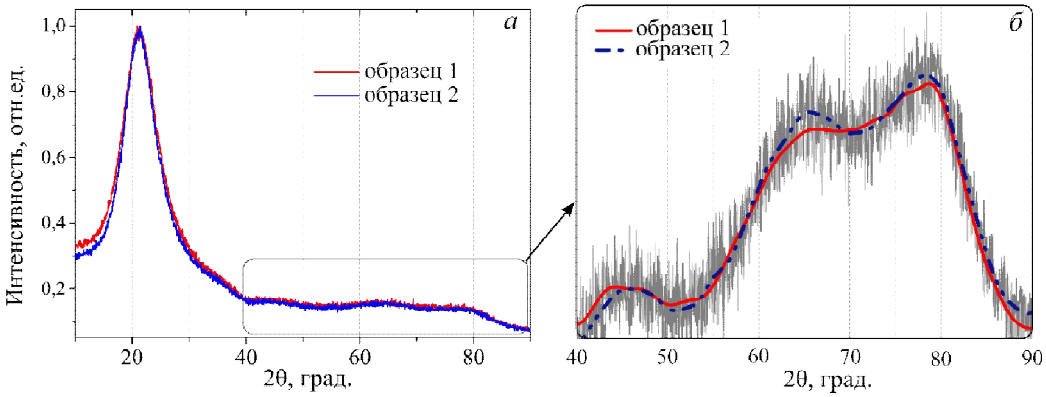


Рис. 3 Дифрактограммы исследуемых образцов в области 10–90 градусов 2θ (*а*); сглаженные методом FTT увеличенные дифрактограммы образцов в области 40–90 градусов 2θ (б)

Таким образом, сочетание описанных методов, позволяющих оценить оптические, структурные и теплофизические изменения в исследуемом аморфном материале, является эффективным способом определения дефектности оптических стекол. Использованная методология может быть использована при оценке структурных изменений других аморфных тел.

Литература

1. Арбузов В. И. Основы радиационного оптического материаловедения: учеб. пособие. СПб: НИУ ИТМО, 2008. – 284 с.

2. Nürnberg F., Kühn B., Langner A., et al. Bulk damage and absorption in fused silica due to high-power laser applications // Proc. SPIE 9632, Laser-Induced Damage in Optical Materials. 2015. Vol. 9632. P. 92321R.

3. Jedamzik R., Elsmann F. Recent results on bulk laser damage threshold of optical glasses // Proc. SPIE – The Intern. Society for Optical Engineering. 2013. Vol. 8603. P. 860305.

4. Nürnberg F., Kühn B., Rollmann K. Metrology of fused silica // SPIE Conf. Proceed. 2016. Vol. 10014. P. 100140F.

5. Corning HPFS Product Brochure. Corning, 2015.

6. Mishchik K. Ultrafast laser-induced modification of optical glasses: a spectroscopy insight into the microscopic mechanisms: Thesis for the degree of Doctor of Philosophy. Universite Jean Monnet, Saint-Etienne, 2012. – 185 p.

7. Stabler Ch., Reitz A., Stein P., et. al. Thermal properties of SiOC glasses and glass ceramics at elevated temperatures // Materials. 2018. Vol. 11, No. 279. P. 1–18.

8. Nandanwar R., Singh P., Haque F. Z. Synthesis and characterization of SiO_2 nanoparticles by sol-gel process and its degradation of methylene blue // American Chemical Science J. 2015. Vol. 5, No. 1. P. 1–10.

9. Скрышевский А. Ф. Структурный анализ жидкостей и аморфных тел. М.: Высш. школа, 1980. – 328 с.

10. Abrosimova G., Gunderov D., Postnova E., et. al. Changes in the structure of amorphous alloys under deformation by high-pressure torsion and multiple rolling // Materials. 2023. Vol 16, No. 1321. P. 1–17.

УДК 535.24

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ КАРБОНОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

И. А. Попов[1], Л. М. Амирова[1], О. Л. Хамидуллин[1], И. А. Попов[2], Ю. В. Жукова[3], А. Д. Чорный[3]

[1]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия
[2]Казанский государственный аграрный университет, г. Казань, Россия
[3]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты исследования коэффициентов теплопроводности углепластика с различным армированием методом стационарного теплового потока. Установлены значения коэффициентов теплопроводности и их зависимости от температуры в диапазоне температур от –20°С до 80°С. Диапазон изменения коэффициентов теплопроводности составил 0,14–0,54 Вт/(м·К). Полученные результаты могут быть использованы для расчета и проектирования систем и установок с использованием полимерных композиционных материалов в качестве конструкционного материала, а также для расчета параметров технологического процесса производства данных ПКМ.

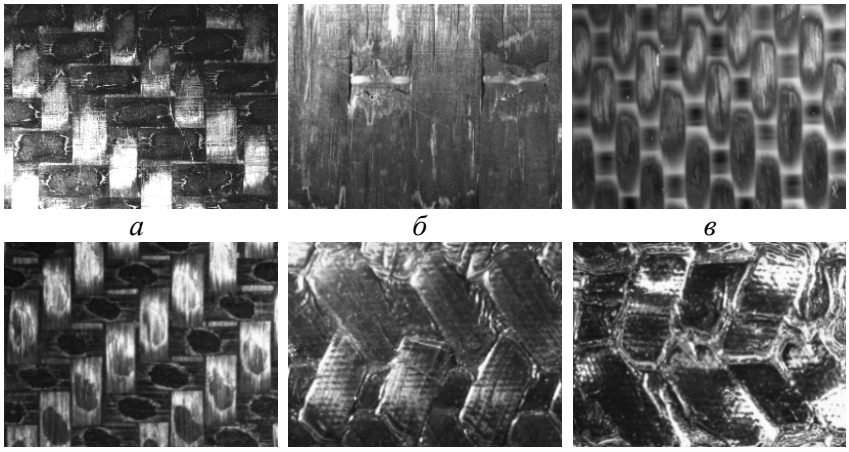
Ключевые слова: *теплопроводность, полимерный композитный материал, температурная зависимость.*

Теплопроводность полимерных композиционных материалов (ПКМ) играет решающую роль при оптимизации технологических режимов их получения и проектировании инженерных систем, где важны температура и тепловое напряжение. На теплопроводность композиционных материалов большое влияние оказывают температура, химический состав, количество и размеры армирующего наполнителя, пористость и направление теплового потока [1–4].

В качестве объекта исследования выбирались ПКМ на основе различных связующих и различных тканей. Исследованы ПКМ: на основе армирующих элементов в виде семипрегов из углеродной ткани УТ-1000-200 саржевого переплетения из волокна UMT40-3K-EP (образец № 1) и из углеродной ленты УТ-1000-205-12К из углеродного волокна Umatex UMT49-12K-EP (№ 2) с эпоксидным связующим, отвержденным ароматическим аминным отвердителем; ПКМ-термопласты на основе армирующих элементов в виде препрегов из углеродной ткани из углеродного волокна UMT-49 со связующим из полиэфирэфиркетона PEEK (№ 3) и из углеродной ткани TENAX-E TPCL PEEK-4-40-HTA40 E13 3K DT-5HS-285/04AB саржевого плетения из углеродного волокна Tenax®-E HTA40 3K со связующим PEEK-4-40-HTA40 (№ 4); ПКМ-реактопласты на основе армирующих элементов в виде препрегов из арамидной ткани из волокна РУСАР-С600 саржевого плетения со связующим на основе эпоксидной смолы Т-26 (№ 5) и из углеродной ткани из углеродного волокна UMT-49 саржевого плетения также со связующим на основе эпоксидной смолы Т-26 (№ 6). Структура ПКМ оценивалась на оптическом микроскопах Leica M80 (рис. 1).

Так как углепластик представляет ПКМ, состоящий из тканевой основы, связующего – полипропилена, эпоксидной смолы или других материалов – и пор, то определяемый коэффициент теплопроводности является эффективным, учитывающим коэффициенты теплопроводности твердых фаз – углеволокна и полистирола, воздуха в порах, а также радиационный перенос в порах.

Для определения коэффициентов теплопроводности использовался измеритель теплового потока, в частности, HFM 446 Lambda Small (Netzsch, Германия) [5]. Зависимость коэффициентов теплопроводности от температуры определялась в диапазоне температур 20–80 °С. Размеры образцов для измерения составляют 300х300 мм при их толщине от 1,5 мм до 5,5 мм.



а *б* *в*

г *д* *е*

Рис. 1. Структуры ПКМ с различным армированием: *а* – образец № 1; *б* – № 2; *в* – № 3, *г* – № 4, *д* – № 5, *е* – № 6

Образец ПКМ располагается между пластинами с двунаправленными системами «нагрев/охлаждение» Пельтье, который обеспечивал перепад температур. Для калибровки сенсора теплового потока использовался сертифицированный образец из минеральной ваты IRMM-440A заданной теплопроводности.

Расчет теплопроводности проводился по формуле

$$\lambda = \frac{NV\delta}{F\left(T_{hot} - T_{cold}\right)},$$

где N – калибровочный коэффициент, определенный на сертифицированном образце, V – напряжение, подаваемое на нагреватель пластины, F – площадь поверхности образца, δ – толщина образца, T_{hot}, T_{cold} – температуры на поверхности образца со стороны «горячей» и «холодной» пластин.

Результаты сравнения тестовых опытов с данными сертификатов показали, что отклонение экспериментальных данных по теплопроводности для минеральной ваты IRMM-440A не превышает 2%, для пенополистирола EPS – не более 2,5% и для боросиликатного стекла – не более 7%.

Значение коэффициента теплопроводности ПКМ оценивалось нормально к плоскости пластины (армирования). Результаты определения зависимостей коэффициентов теплопроводности λ (Вт/(м·К)) от средней температуры образца t (°С) для исследованных ПКМ представлены графически (рис. 2) и в виде зависимостей

Образец № 1 – $\lambda = 0.43297 + 0.00096534 \cdot t + 8.1659 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 - 7.29628 \cdot 10^{-8} \cdot t^3$

Образец № 2 – $\lambda = 0.36841 + 0.00121 \cdot t + 1.47144 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 - 2.86053273 \cdot 10^{-9} \cdot t^3$

Образец № 3 – $\lambda = 0.44764 + 0.00144 \cdot t + 2.74792 \cdot 10^{-7} \cdot t^2 - 3.40043 \cdot 10^{-8} \cdot t^3$

Образец № 4 – $\lambda = 0.29665 + 0.00105 \cdot t - 1.77706 \cdot 10^{-5} \cdot t^2 + 1.52788 \cdot 10^{-7} \cdot t^3$

Образец № 5 – $\lambda = 0.1442 + 2.16872 \cdot 10^{-4} \cdot t - 5.13871 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 - 5.82999 \cdot 10^{-8} \cdot t^3$

Образец № 6 – $\lambda = 0.31902 + 8.97684 \cdot 10^{-5} \cdot t - 3.30384 \cdot 10^{-5} \cdot t^2 - 1.56652 \cdot 10^{-7} \cdot t^3$

Полученные результаты могут быть использованы для расчета и проектирования систем и установок с использованием конструкционных углепластиков, а также для моделирования технологических процессов производства. На основе полученных данных может быть

сформирована база данных РФ по коэффициентам теплопроводности и удельной теплоемкости ПКМ. Результаты также позволяют проводить верификацию численных моделей теплопроводности исследованного материала с учетом его структуры.

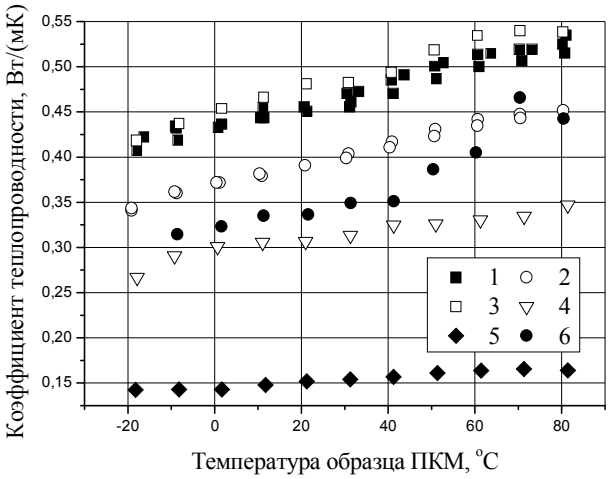


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента теплопроводности для различных образцов ПКМ

Исследование проведено в рамках соглашения с Министерством науки и высшего образования Российской Федерации № 075-03-2023-032 и в рамках Соглашения о консорциуме между КНИТУ-КАИ и Институтом тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси.

Литература

1. Li H., Zhu Q., Liu G., Zhu Q. Intrinsically and extrinsically anisotropic heat transport in bulk materials and nanostructures: a review // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2022. Vol. 196. P. 123307.

2. Tian W., Qi L., Fu M. W. Multi-scale and multi-step modeling of thermal conductivities of 3D braided composites // Int. J. of Mechanical Sciences. 2022. Vol. 228. P. 107466.

3. Guo Y., Ruan K., Shi X., Yang X. Factors affecting thermal conductivities of the polymers and polymer composites: a review // Composites Science and Technology. 2020. Vol. 193. P. 108134.

4. Zhai S., Zhang P., Xian Y., Zeng J. Effective thermal conductivity of polymer composites: theoretical models and simulation models // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 117. P. 358–374.

5. ASTM C518-21. Standard Test Method for Steady-State Thermal Transmission Properties by Means of the Heat Flow Meter Apparatus. Annual Book of ASTM Standards. 2021. Vol. 04.06.

УДК 66-912: 620.3: 66.021.3

ВЛИЯНИЕ КОГЕЗИИ ПЕРВИЧНЫХ АГЛОМЕРАТОВ МУНТ НА ХАРАКТИРИСТИКИ ПСЕВДООЖИДЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ИХ КАТАЛИТИЧЕСКОГО СИНТЕЗА: МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ ДИСКРЕТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

О. С. Рабинович, А. И. Малиновский, М. Ю. Лях

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Метод дискретных элементов (DEM) позволяет моделировать движения частиц в дисперсных системах, исходя из характеристик их парного взаимодействия, в частности, с учетом когезионных сил. В работе этот метод применен к анализу режимов псевдоожижения при каталитическом синтезе многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) в псевдоожиженном слое – наиболее производительном и экономичном способе производства этого наноматериала, имеющего разнообразные практические применения. Установлены условия «замораживания» слоя – резкого снижения средней скорости его частиц при практически неизменной проницаемости слоя – вследствие высокой когезии первичных агломератов нанотрубок. Полученные результаты позволяют управлять псевдоожижением МУНТ в рассматриваемом процессе с целью избежать потери однородного псевдоожижения в результате образования макрокластеров при высокой когезии первичных агломератов МУНТ.

Ключевые слова: *многостенные углеродные нанотрубки, каталитический синтез, псевдоожиженный слой, когезия, метод дискретных элементов.*

Вычислительные возможности современных компьютеров позволяют моделировать динамическое поведение достаточно больших дисперсных систем (миллионы частиц) путем расчета движения отдельных частиц с учетом их парных взаимодействий. Особое значение такие возможности имеют для описания поведения микро- и наносистем, для которых роль индивидуального когезионного взаимодействия между частицами становится определяющей в их движении. Причиной увеличения относительной величины когезионных сил для частиц размером 50 мкм и менее является рост отношения площади поверхности к объему при уменьшении их размеров [1, 2]. Применение метода дискретных элементов (DEM) в моделировании макроскопического движения больших систем микроскопических частиц является одним из немногих путей их теоретического исследования и, по-видимому, самым эффективным с точки зрения достоверности и информативности получаемых результатов.

В настоящей работе DEM-моделирование использовано для исследования явления, представляющего принципиальную трудность при разработке высокопроизводительного процесса каталитического синтеза многостенных углеродных нанотрубок в псевдоожиженном слое, – образования больших связанных структур (кластеров) нанотрубок, приводящего к потере однородного псевдоожижения и фактической остановке в работе реактора [3]. Получены зависимости средней скорости движения агломератов МУНТ от количества первичных агломератов, обладающих высокой когезионной способностью. Их количество определяется, в свою очередь, объемной долей частиц свежего катализатора, вводимого в реактор во время начальной стадии цикла синтеза. Установлены критические концентрации этих активных в когезионном смысле частиц и сформулированы требования к качеству катализатора и его загружаемому в реактор количеству, при которых потеря однородного псевдоожижения и «замораживание» слоя МУНТ будут предотвращены.

Начальная стадия цикла каталитического синтеза МУНТ в псевдоожиженном слое – экспериментальный прототип моделируемой системы. Циклический процесс каталитического синтеза МУНТ проводится в реакторе с псевдоожиженным слоем, имеющем температуру около 650 ^{o}C и продуваемом смесью углеродсодержащего и инертного газов

(обычно этилен и аргон) [4]. МУНТ представляют собой слой так называемых вторичных агломератов (т. е. синтезированных в предыдущих циклах) с размерами 50–200 мкм. В начале цикла синтеза в реактор, содержащий некоторое количество МУНТ (исходная загрузка), вводится определенное количество частиц катализатора (~10% от массы исходных МУНТ); на начальной стадии синтеза на частицах катализатора начинается активный рост нанотрубок, в результате чего образуются первичные агломераты, обладающие высокой когезией по отношению друг к другу и к вторичным агломератам МУНТ. По мере роста первичных агломератов происходит постепенное снижение их когезионной характеристики. Именно на начальной стадии цикла, приблизительно в первые 10 мин после загрузки катализатора, может произойти «консолидация» или «замораживание» псевдоожиженного слоя – резкое падение скорости движения частиц-агломератов, приводящее к образованию застойных зон и формированию «гигантских» кластеров, т. е. к прекращению нормального процесса синтеза.

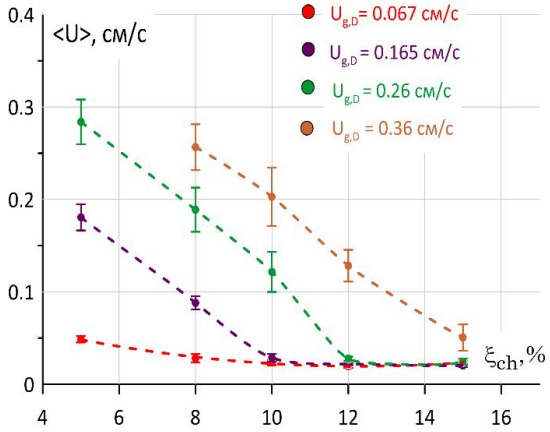
Задачей описываемого ниже моделирования является определение критической концентрации вводимого в реактор катализатора, при которой псевдоожижение МУНТ может перейти в указанный нежелательный режим.

Основные элементы математической модели псевдоожиженного слоя частиц с когезией. Модельная дисперсная система состоит из двух видов частиц, которые представляют собой первичные и вторичные агломераты МУНТ: первичные обладают высокой когезией ко всем частицам системы, вторичные проявляют когезионное взаимодействие только с первичными. Взаимодействие частиц друг с другом носит упруговязкий характер и описывается моделью Герца [5] (упругие шары) с добавлением вязких и когезионных сил – модель Джонсона–Кендалла–Робертса (JKR-модель) [6]. При моделировании использовано также масштабирование размеров частиц, параметров их взаимодействия и характеристик газового потока, которое осуществлялось таким образом, чтобы сохранить соотношения между всеми силами, включая силы инерции, такими же, как и в исходной физической системе. Масштабный коэффициент – отношение размеров модельных частиц и реальных агломератов МУНТ – выбирался в расчетах равным 8. Необходимо отметить, что используемый прием масштабирования явления сохраняет неизменными скорости движения газа и частиц. Взаимодействие частиц-агломератов с продуваемым через слой газом описывалось по методике CFD-DEM, реализованной в виде открытых программных библиотек CFDEM®coupling, LIGGGHTS и OpenFOAM [7–9].

Модуль Юнга для модельной системы был выбран равным $Y = 0.525 \cdot 10^6$ Па из соображений приемлемого шага интегрирования по времени уравнений движения частиц. Поскольку величина Y определяет время соударения частиц, которое на порядки величины меньше времени изменения локальных характеристик псевдоожиженного слоя, указанный выбор не должен существенно влиять на результат моделирования. Остальные параметры, относящиеся к модельным частицам и модельному газу, были определены на основе сопоставления расчетов с экспериментами по движению агломератов МУНТ в ротационном реометре [3]: энергия когезии $E_{coh} = (0.5–10.0) \cdot 10^3$ Дж/м^3, коэффициент Пуссона $\nu = 0.45$, коэффициент восстановления (по скорости) $e = 0.25$, коэффициент сухого трения $\mu = 0.74$.

Закономерности смены режимов псевдоожижения МУНТ. Поведение моделируемого псевдоожиженного слоя агломератов МУНТ зависит, главным образом, от двух основных параметров: 1) соотношения энергии когезии и кинетической энергии частиц в отсутствие когезионного взаимодействия (определяется скоростью проходящего через слой газа и массой частиц); 2) концентрации агломератов с высокой когезией ξ_{hc}. Моделирование показало, что эти параметры определяют два предельных типа псевдоожижения агломератов МУНТ – режим активного движения и перемешивания частиц и режим «замораживания» слоя, когда средняя скорость частиц значительно снижается и частицы подолгу сохраняют контакты. Установить связь использованной при моделировании энергии когезии с реальным значением этой величины довольно сложно из-за трудностей, связанных с непосредственным измерением

E_{coh}. По этой причине в данном исследовании вначале в результате варьирования E_{coh} были установлены интервалы значений этой величины и скоростей модельного газа, в которых может наблюдаться переход от первого из указанных режимов псевдоожижения ко второму, а затем величина энергии когезии была зафиксирована и было проведено исследование влияния концентрации частиц с высокой когезией ξ_{hc}, на этот переход. Это влияние иллюстрируется рисунком, из которого следует, что критическая концентрация когезионных частиц, при достижении которой происходит «замораживание» слоя, находится в определенной зависимости от скорости продувки газа. Для реальных скоростей продуваемого через слой газа значение этой величины лежит в диапазоне 10–14%. Этот результат оказывается близким к величине, наблюдаемой в экспериментах по каталитическому синтезу МУНТ в псевдоожиженном слое, и может быть использован в дальнейшем для оптимизации этого процесса как промышленной технологии.



«Замораживание» псевдоожиженного слоя МУНТ – падение средней скорости движения частиц при увеличении концентрации первичных агломератов. $E_{coh} = 8.0 \cdot 10^3$ Дж/м^3

Литература

1. Raganati F., Chirone R., Ammendola P. Gas–solid fluidization of cohesive powders // Chemical Engineering Research and Design. 2018. Vol. 133. P. 347–387.

2. Kamphorst R., Wu K., Salameh S., Meesters G. M., van Ommen J. R. On the fluidization of cohesive powders: differences and similarities between micro- and nano- sized particle gas–solid fluidization // The Canadian J. of Chemical Engineering. 2023. Vol. 101 (1). P. 227–243.

3. Kuznetsov V. L., Moseenkov S. I., Zavorin A. V., Golubtsov G. V., Goidin V. V., Rabinovich O. S., Malinouski A. I., Liakh M. Yu. Influence of catalyst characteristics on the formation of MWCNT agglomerates during the synthesis in a fluidized bed reactor // Chemical Engineering J. 2022. Vol. 447. P. 13739.

4. Rabinovich O. S., Borodulya V. A., Blinova A. N., Kuznetsov V. L., Delidovich A. I., Krasnikov D. V. Simulation of transient processes of the catalytic synthesis of carbon nanotubes in a fluidized bed // Theor Found Chem Eng. 2014. Vol. 48 (1). P. 1–14.

5. Landau L. D., Lifshitz E. M. Theory of Elasticity. Vol. 7. Of Course of Theoretical Physics. Oxford: Pergamon Press, 1986. – 195 p.

6. Johnson K. L., Kendall K., Roberts A. Surface energy and the contact of elastic solids // Proceedings of the Royal Society of London. A. 1971. Vol. 324 (1558). P. 301–313.

7. CFDEM®coupling. Open Source CFD-DEM Framework. The CFD-DEM Method. [Электронный ресурс] // Режим доступа: https://www.cfdem.com/cfdemrcoupling-open-source-cfd-dem-framework. Дата доступа: 25.02.2024.

8. LIGGGHTS(R)-PUBLIC Documentation. Version 3.X / gran model hertz model. [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://www.cfdem.com/media/DEM/docu/gran_model_hertz.html. Дата доступа: 25.02.2024.

9. OpenFOAM® Documentation. [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://www.openfoam.com/documentation/overview. Дата доступа: 25.02.2024.

УДК 66.071.5:532.529

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ МАССООБМЕНА В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ В СИСТЕМЕ ЖИДКОСТЬ–ЖИДКОСТЬ В МИКРОРЕАКТОРЕ ПРИ СНАРЯДНОМ РЕЖИМЕ ТЕЧЕНИЯ

В. В. Романова[1,2], Р. Ш. Абиев[2]

[1]Институт аналитического приборостроения РАН, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), г. Санкт-Петербург, Россия

Важным преимуществом микрореакторов является существенная интенсификация процессов массопереноса. Определение эффективности этого процесса осуществлялось в условиях двухфазного снарядного режима течения в модельной системе вода – янтарная кислота – н-бутанол в микрореакторе с внутренним диаметром микроканала d_c = 1,5 мм. В результате исследования подтвердилась линейная зависимость в снарядном (тейлоровском) режиме течения в двухфазном потоке жидкость–жидкость коэффициента массоотдачи от частоты циркуляции внутри капель сплошной фазы, обнаруженная (Abiev et al., CEJ, 2019) и подтвержденная экспериментальными данными Bercic & Pintar (CES, 1997). Установлено, что конвекция оказывает существенное влияние на общий массоперенос в системе жидкость–жидкость.

Ключевые слова: *микрореактор, массообмен, снарядный режим течения, коэффициент массопереноса, микросмешение, частота циркуляции.*

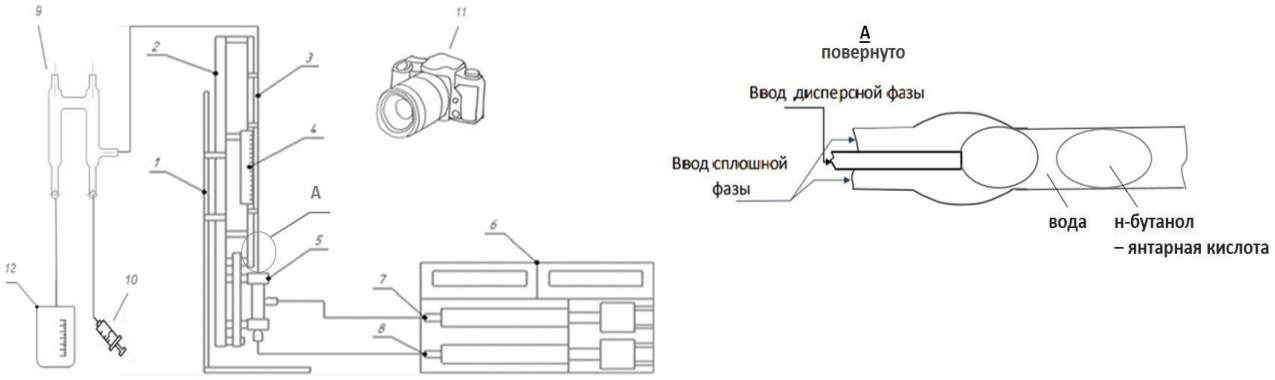
В последнее время микротехнологии начали широко развиваться в области химического оборудования, миниатюризация которого привела к созданию одного из самых перспективных аппаратов – микрореакторов. Они обладают превосходными характеристиками перемешивания, теплопередачи и массообмена по сравнению с традиционными реакторами с перемешивающими устройствами, насадочными и тарельчатыми массообменными аппаратами [1, 2].

Целью нашего исследования является разработка и апробация научно-обоснованной методики расчета микрореакторов, повышение эффективности массообменных процессов и поиск оптимальных условий их работы для синтеза микрочастиц в системе жидкость–жидкость.

Для исследования массопереноса в микрореакторе были предварительно подготовлены две фазы: сплошная фаза – вода и дисперсная фаза – н-бутанол с растворенной в нем янтарной кислотой. Для анализа полноты протекания процесса определялось количество янтарной кислоты методом кислотно-основного титрования сильной кислоты (0,01 М раствор соляной кислоты HCl) щелочью (0,01 М раствор гидроксида натрия NaOH) в присутствии индикатора (фенолфталеина).

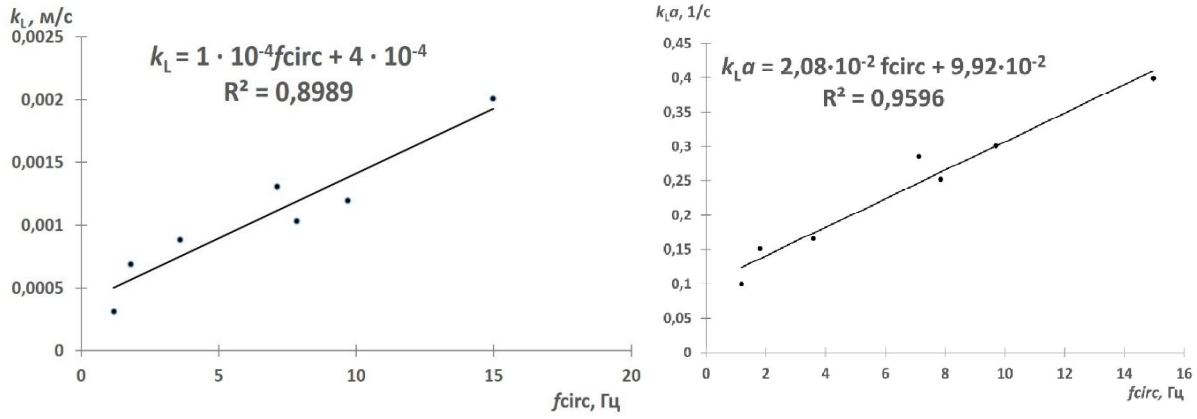
Конструкция микрореактора включала стеклянную трубку диаметром 1,5 мм с соосно-сферическим диспергатором в самом начале канала (рис. 1). Для проведения эксперимента в микрореакторе шприцы объемом 50 мл заполняли подготовленными жидкостями и устанавливали их в шприцевой двухканальный насос модели SYRUNGE PUMP SN-50f6, по которым они подавались в микроканал при расходах, соответствующих снарядному режиму течения. Далее эмульсия поступала в сепаратор, в котором за счет разности плотностей водная фаза отделялась от органической и отводилась при помощи шприца. Концентрации янтарной кислоты определялись в пробах водной фазы.

В работе [3] было показано, что временные характеристики циркуляции должны играть важную роль в интенсификации массообмена. Действительно, частота циркуляций f_{circ} отражает конвективный массоперенос как в сплошной, так и в дисперсной фазах в единицу времени (рис. 2).



а *б*

Рис. 1 Схема экспериментальной установки (*а*), общий вид соосно-сферического диспергатора (*б*): 1 – штатив; 2 – держатель; 3 – микроканал d_c = 1,5 мм; 4 – прозрачная линейка; 5 – Т - образный блок сопряжения трубок подвода фаз; 6 – шприцевой двухканальный насос; 7 – шприц для ввода сплошной фазы; 8 – шприц для ввода дисперсной фазы; 9 – сепаратор; 10 – шприц для отбора проб; 11 – цифровая фотокамера; 12 – сборник



а *б*

Рис. 2. Корреляции экспериментальных значений k_L (*а*) и k_La (*б*) (на основе U_D) с частотой циркуляции f_{circ}. Число Рейнольдса, основанное на скорости капли U_D, находится между 4,61 и 9,6

При применении данной модели для исследуемого микроканала в системе жидкость–жидкость при тейлоровском режиме течения было выявлено, что оба коэффициента массопереноса k_L и k_La хорошо коррелируют с частотой циркуляций внутри сплошной фазы, которая была определена следующим образом [3]:

$$f_{circ} = \frac{U_{TP} - U_D/2}{2L_S}. \quad (1)$$

Для расчета коэффициента массопереноса была выбрана модель, представленная в [4]:

$$k_L\, a = -\frac{1}{\tau_R} \ln\left(\frac{C1_{org}}{C1_{org0}}\right).$$

Для расчета удельной поверхности контакта фаз использовалась формула $a = S_D/V_{UC}$, где S_D – площадь поверхности капли, м^2; V_{UC} – объем ячейки, м^3 (рис. 3).

В ходе проведения экспериментов выявлено, что коэффициенты массопереноса k_L и k_La пропорциональны частоте циркуляции f_{circ} в микроканале для системы вода – янтарная кислота – н-бутанол с высокими показателями коэффициента детерминации (R^2 = 0,899 и R^2 = = 0,959), что подтверждает значительное влияние конвекции на общий массоперенос в системе жидкость–жидкость.

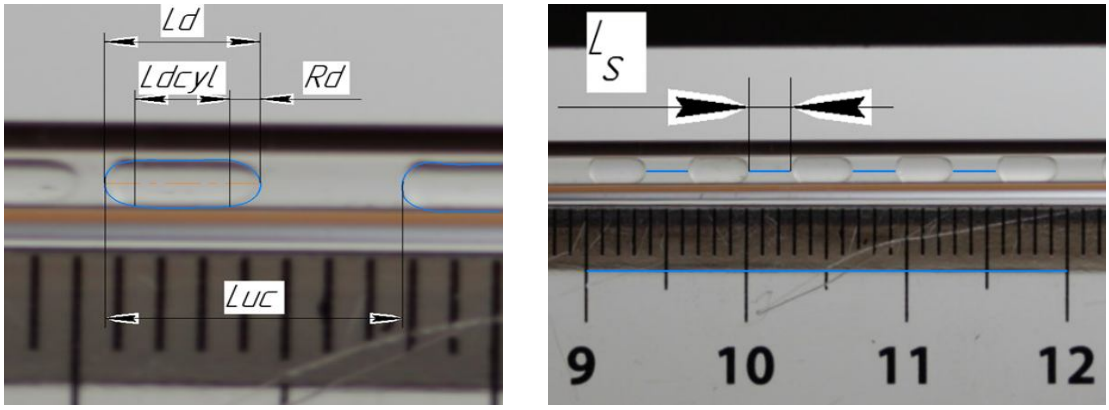


Рис. 3. Схема измерения длин капель и жидкостных снарядов в микроканале

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект 075-15-2021-1057).

Обозначения

L_s – длина снаряда (слага), м, τ_R – время пребывания в микроканале, с; $C1_{org}$ – начальная концентрация растворенного вещества в органической фазе, моль/м^3; $C1_{org0}$ – концентрация растворенного вещества в органической фазе на выходе из реактора, моль/м^3, L_d – длина капли, м, R_d – радиус капли, м, L – длина ячейки, м, L_dcyl – длина цилиндрической части капли, U_TP – скорость двухфазного потока; U_D – скорость дисперсной фазы, м/с, U_S – скорость сплошной фазы, м/с.

Литература

1. Abiev R. S. Gas-liquid and gas-liquid-solid mass transfer model for Taylor flow in micro (milli) channels: a theoretical approach and experimental proof // Chemical Engineering J. Advances. 2020. Vol. 4. P. 100065.

2. Bercic G., Pintar A. The role of gas bubbles and liquid slug lengths on mass transport in the Taylor flow through capillaries // Chem. Eng. Sci. 1997. Vol. 52. P. 3709–3719.

3. Abiev R. S., Butler C., Cid E., Lalanne B., Billet A.-M. Mass transfer characteristics and concentration field evolution for gas–liquid Taylor flow in milli channels // Chemical Engineering Science. 2019. P. 1331–1340.

4. Dessimoza A.-L., Cavinb L., Renkena A., Kiwi-Minsker L. Liquid–liquid two-phase flow patterns and mass transfer characteristics in rectangular glass microreactors // Chemical Engineering Science. 2008. Vol. 63, № 16. P. 4035–4044.

УДК 532.584:532.135:536.22:538.93:544.773

ИЗУЧЕНИЕ И СОПОСТАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В НАНОЖИДКОСТЯХ СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ И УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

В. Я. Рудяк

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, г. Новосибирск, Россия

Систематически рассматриваются и анализируются процессы переноса в наножидкостях с обычными сферическими наночастицами и с одностенными (ОУНТ) и многостенными (МУНТ) углеродными нанотрубками. Представлены экспериментальные данные по измерению вязкости, реологии и теплопроводности наножидкостей. Проведено детальное сопоставление вязкости, реологии и теплопроводности наножидкостей с ОУНТ и МУНТ. Показано, что при одинаковых весовых концентрациях УНТ наножидкости с ОУНТ имеют значительно большую вязкость, чем наножидкости с МУНТ. Аналогичные закономерности наблюдаются и при изучении теплопроводности наножидкостей с УНТ. Изучено влияние аспектного отношения УНТ на вязкость наножидкостей и их теплопроводность. С помощью метода молекулярной динамики изучаются механизмы процессов переноса и объясняется причина резкого увеличения коэффициентов вязкости и теплопроводности наножидкостей по сравнению с обычными крупнодисперсными флюидами.

Ключевые слова: *вязкость, наножидкости, наночастицы, процессы переноса, реология, теплопроводность, углеродные нанотрубки.*

Изучение процессов переноса в наножидкостях (НЖ), начавшееся почти тридцать лет назад, было мотивировано сначала их возможными теплофизическими приложениями [1]. Позднее, однако, выяснилось, что ареал использования НЖ значительно шире. Они активно применяются или планируется их использование в различных биомедицинских и косметологических технологиях, при создании новых материалов, в трибологии, в фармакологии и т. д. [2–4]. Естественно, это мотивировало активное изучение процессов переноса в течениях НЖ. В первую очередь речь идет об изучении ее теплопроводности, вязкости и реологии. Тем не менее долгое время не удавалось получить достаточно надежных экспериментальных данных. Связано это было с несколькими обстоятельствами. Во-первых, НЖ стали называть достаточно широкий спектр дисперсных флюидов. Помимо НЖ с обычными сферическими частицами размером от 1 до 100 нм появились и НЖ с УНТ, которые в свою очередь могли быть ОУНТ и МУНТ. По этой причине эксперименты по измерению любого свойства НЖ требовали внимательного контролирования многих ее свойств, включая размер и материал частиц, их концентрацию.

Кроме того, процесс создания достаточно долгоживущих НЖ также оказался непростым. К тому же выяснилось, что теплофизические свойства наножидкостей радикально отличаются от свойств крупнодисперсных флюидов и не описываются классическими теориями (Эйнштейна, Максвелла и др.). В последние годы в значительной мере удалось разобраться с реологией и теплопроводностью обычных НЖ [5, 6]. Работы автора и его коллег [7–10] двух последних лет позволили в значительной мере понять и особенности процессов переноса в НЖ с УНТ. Целью настоящего доклада и является систематический анализ и сопоставление процессов переноса в НЖ с обычными сферическими наночастицами и с УНТ. Основное внимание уделяется теплопроводности и вязкости этих НЖ с ОУНТ и МУНТ. Чтобы разобраться в механизмах процессов переноса и объяснить причину резкого увеличения коэффициентов вязкости и теплопроводности НЖ по сравнения с обычными крупнодисперсными флюидами, используется метод молекулярной динамики (МД).

В настоящей работе НЖ приготавливались на основе этиленгликоля (ЭГ), ЭГ + ПВП, ЭГ + СДБС, В + СДБС, В + ПВП (В – вода) и изопропилового спирта (ИПС). Здесь СДБС и ПВП – поверхностно активные вещества (ПАВ). Весовая концентрация УНТ изменялась от 0.05 до 1%. В случае если использовался ПАВ, то его весовая концентрация либо равнялась концентрации УНТ, либо вдвое ее превосходила. Использовались ОУНТ (OCSiAl, Новосибирск, Россия) и МУНТ Таунит-М и Таунит-МД (Нанотех Центр, Тамбов, Россия). Все НЖ приготавливались двухшаговым методом.

Качество создаваемой НЖ контролировалось по оптической плотности (проницаемости), стабильности и величине ζ-потенциала. С этой целью использовались спектрофотометр UV-3600 и анализатор коллоидной устойчивости Turbiscan. Размеры УНТ и наночастиц контролировались с помощью электроакустического спектрометра DT1202 и методом динамического рассеяния света (применялся анализатор Malvern Zetasizer Nano ZS). Для изучения микрореологии использовался Rheolaser MASTER™.

При изучении вязкости НЖ установлено:

- Все НЖ с УНТ имеют неньютоновскую реологию и описываются моделями степенной жидкости или Хершеля–Балкли. Индекс жидкости, параметр консистентности и предельное напряжение сдвига (если присутствует) при этом являются функциями концентрации УНТ и температуры. С ростом концентрации индекс жидкости снижается, а параметр консистентности, напротив, растет.
- При фиксированной скорости сдвига вязкость НЖ с УНТ существенно больше, чем это предсказывает теория Эйнштейна для крупнодисперсных жидкостей. С ростом концентрации УНТ у НЖ проявляются вязкоупругие свойства, что связано, в частности, с формированием перколяционной решетки. Организация такой решетки имеет пороговый характер. Определены критические концентрации УНТ перколяции, для ОУНТ они больше чем на порядок ниже, чем для МУНТ.
- НЖ с ОУНТ при фиксированной весовой концентрации имеют значительно большую вязкость, чем НЖ с МУНТ. Это обусловлено главным образом тем, что числовая плотность МУНТ в этом случае оказывается существенно ниже, чем с ОУНТ.
- Изменение эффективного размера ОУНТ, достигавшееся путем их измельчения на шаровой планетарной мельнице Fritsch Pulverlsette 6, показало, что при фиксированной весовой концентрации с уменьшением размера УНТ (фактически аспектного отношения) соответствующие НЖ становятся все более неньютоновскими. Индекс жидкости у них падает, а параметр консистентности растет.
- Методом МД установлено, что рост вязкости НЖ в значительной степени обусловлен структурированием базовой жидкости вокруг наночастиц или УНТ. Это структурирование определяется величиной поверхности наночастиц или УНТ и увеличивается с ростом их концентрации. Стоит отметить, что относительная поверхность ОУНТ по крайней мере на порядок больше, чем у обычных сферических частиц, если только их диаметр больше 10 нм.

При изучении теплопроводности НЖ получены следующие основные выводы.

- Показано, что превышение коэффициента теплопроводности НЖ на основе ЭГ и ИПС оказывается значительным. Так, при весовой концентрации ОУНТ 0.2% превышение коэффициента теплопроводности у НЖ на основе ЭГ составляет 19.4%, а на основе ИПС – 51.1%. Здесь, как и в НЖ со сферическими частицами, превышение тем выше, чем ниже теплопроводность базовой жидкости.
- Коэффициент теплопроводности НЖ с МУНТ во всех случаях оказывается существенно ниже, чем с ОУНТ. В частности, превышение коэффициента теплопроводности НЖ на основе ИПС при весовой концентрации МУНТ 0.2% составляет всего 5.8%, а на основе ЭГ – 6.2%, но уже при концентрации, равной 1%.

- Поскольку УНТ гидрофобные, то использование ПАВ для приготовления НЖ в ряде случаев обязательно, если только не используется функционализация УНТ. Установлено, что базовые жидкости с ионными ПАВ, В + СДБС и В + СДС имеют теплопроводность ниже, чем вода. С другой стороны, наличие стерического ПАВа в жидкостях В + ПВП и ЭГ + ПВП приводило к увеличению теплопроводности по сравнению с исходными базовыми жидкостями.
- Коэффициент теплопроводности НЖ на основе ЭГ + ПВП и ЭГ + СДБС почти в два раза выше, чем у НЖ на основе ЭГ, а его превышение у НЖ на основе ЭГ + СДБС достигает 46.5% при весовой концентрации ОУНТ 0.2%.
- НЖ с ОУНТ обеспечивает превышение коэффициента теплопроводности, недостижимое при использовании обычных сферических наночастиц.
- При фиксированной весовой концентрации УНТ теплопроводность НЖ растет с уменьшением длины УНТ (аспектного отношения).

В заключение обсуждаются механизмы теплопроводности НЖ с УНТ и обычными сферическими частицами.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение № 20-19-00043).

Литература

1. Eastman J. A., Choi U. S., Li S., et al. Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids // Materials Research Soc. 1997. Vol. 457. P. 3–11.
2. Murshed S. M. S., de Castro C. A. N. Nanofluids: Synthesis, Properties and Applications. New York: NOVA Science Publishers, Inc., 2014.
3. Li J., Zhang X., Xu B., et al. Nanofluid research and applications: a review // Int. Com. Heat and Mass Transfer. 2021. Vol. 127. P. 105543.
4. Zhao J., Huang Y., He Y., et al. Nanolubricant additives: a review // Friction. 2021. Vol. 9, No. 5. P. 891–917.
5. Rudyak V. Ya. Thermophysical characteristics of nanofluids and transport process mechanisms // J. of Nanofluids. 2019. Vol. 8. P. 1–16.
6. Rudyak V. Ya. Features of transport processes of nanofluids // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2021. Vol. 9, No. 2. P. 29–50.
7. Rudyak V., Minakov A., Pryazhnikov M. Preparation, characterization, and viscosity studding the single-walled carbon nanotube nanofluid // J. of Mol. Liquids. 2021. Vol. 329, No. 1. P. 115517.
8. Рудяк В. Я., Третьяков Д. С. Реологические свойства наножидкостей на основе воды и этиленгликоля с одностенными углеродными трубками // ИФЖ. 2021. Т. 94, № 5. С. 1235–1244.
9. Rudyak V. Ya., Dashapilov G. R., Minakov A. V., et al. Comparative characteristics of viscosity and rheology of nanofluids with multi-walled and single-walled carbon nanotubes // Diamond & Related Mat. 2023. Vol. 132. P. 109616.
10. Rudyak V. Ya., Pryazhnikov M. I., Minakov A. V., et al. Comparison of thermal conductivity of nanofluids with single-walled and multi-walled carbon nanotubes // Diamond & Related Mat. 2023. Vol. 139. P. 110376.

УДК 536.48

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛИВИНИЛПИРРОЛИДОНА НА АГРЕГАТИВНУЮ СТАБИЛЬНОСТЬ НАНОЧАСТИЦ Ag

С. С. Рябикин, А. В. Шакуров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Применение наножидкостей в промышленности является перспективным, в том числе в процессах охлаждения. Одна из научно-технических проблем в этом направлении – отсутствие методов получения и составов стабильных наножидкостей, исследования которых все еще находятся на начальном этапе. В данной работе представлены результаты исследования влияния наличия покрытия из поливинилпирролидона на стабильность наночастиц Ag. Развитие способов стабилизации и расширение вариантов составов нанофлюидов открывают новые перспективы по повышению эффективности процессов тепло- и массообмена.

Ключевые слова: *нанофлюид, агрегативная стабильность, поливинилпирролидон, наночастицы Ag.*

Одной из значительных проблем при разработке современных систем охлаждения в микроэлектронике, транспорте и энергетике является создание нового поколения теплоносителей, которые обладают необходимыми технологическими и теплофизическими свойствами. Традиционные методы повышения интенсивности теплообмена и уменьшения тепловых нагрузок на оборудование в значительной мере исчерпали свой экономический и эколого-энергетический потенциал. При этом при внедрении современных технологий предъявляются более строгие требования как к теплообменному оборудованию, так и к используемым теплоносителям, которые должны справляться с задачей передачи все большего количества теплоты.

Определенную инновационную перспективу для решения этой проблемы имеет концепция применения в качестве теплоносителей нанофлюидов [1]. Как показывают экспериментальные исследования, наличие примесей наночастиц способствует увеличению теплопроводности [2], температуропроводности, вязкости, коэффициента теплоотдачи [3], изменению теплоемкости и разности энтальпий при фазовых переходах [4] по сравнению с традиционно применяемыми базовыми жидкостями. При этом следует отметить, что реализация потенциальных достоинств внедрения наночастиц в промышленности и энергетике до сих пор сдерживается существованием ряда технологических проблем [5]. Одной из наиболее важных нерешенных проблем внедрения таких теплоносителей остается отсутствие методов получения стабильных во времени нанофлюидов.

Известно, что добавление поверхностно-активного вещества (ПАВ) является общим решением для предотвращения осаждения [6]. Очевидно, что наличие адсорбционного слоя на поверхности наночастиц влияет на процесс формирования мицелл в базовой жидкости. Новым решением проблемы агрегации при включении в состав теплохладоносителей твердых наночастиц является внедрение стабилизированных наночастиц с катионным ПАВ [7]. Возможно использовать новый тип стабильных наночастиц Ag, покрытых полимером поливинилпирролидона (PVP), которые ранее не использовались в теплохладоносителях.

В рамках исследований рассмотрено влияние на агрегативную стабильность во времени растворов наночастиц Ag с наличием покрытия из полимера PVP с концентрацией наночастиц Ag 0,3%. Применена двухшаговая технология приготовления нанофлюида (рис. 1), в соответствии с которой наночастицы в виде порошка смешивались с базовой жидкостью

и подвергались диспергированию (в течении 30 мин). Полученный нанофлюид с большой концентрацией наночастиц разбавлялся базовой жидкостью до требуемого состава.

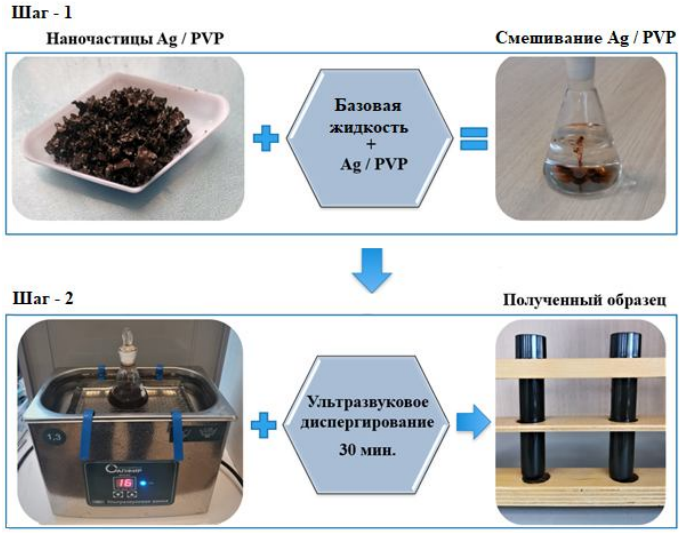


Рис. 1. Двухшаговый способ приготовления нанофлюида с добавлением наночастиц Ag/PVP

В качестве базовых жидкостей применены следующие составы: вода, пропиленгликоль/вода (в равных пропорциях), пропиленгликоль/изопропиловый спирт (в равных пропорциях), изопропиловый спирт, пропиленгликоль.

Для оценки агрегативной стабильности проводились спектральные измерения коэффициентов пропускания света (рис. 2) в образцах с применением спектрофотометра СФ-2000 с длиной волны проходящего света в интервале $\lambda = 400–1000$ нм с использованием герметичных оптических ячеек с длиной оптического пути 1 мм. Одновременно при измерении зависимости спектральных коэффициентов пропускания света образцов в статических условиях проводились измерения с механическим перемешиванием непосредственно в оптической ячейке. Имитация условий постоянного перемешивания базовой жидкости с наночастицами при циркуляции в теплообменном оборудовании важна для оценки агрегативной стабильности, так при условиях перемешивания и статических условиях хранения нанофлюида при нарушении стабильности нанофлюида приводит к шумовым эффектам при исследовании теплофизических свойств нанофлюидов. Измерения проведены через 4 месяца после подготовки нанофлюида.

Также измерен средний радиус наночастиц Ag в базовой жидкости. Исследования проводились методом динамического рассеивания света (ДРС) на приборе Photocor Compact-z. Они необходимы для подтверждения отсутствия агрегатов Ag/PVP. Преобладающий средний радиус наночастиц составил от 3 до 5 нм.

По итогам выполненных работ по исследованию агрегативной стабильности катионных ПАВ с наночастицами Ag с концентрацией 0,3% с добавлением их в базовые жидкости для приготовления теплохладоносителей составов вода, пропиленгликоль/вода, изопропиловый спирт/вода, пропиленгликоль/изопропиловый спирт, изопропиловый спирт, все составы зарекомендовали себя как агрегативно устойчивая система (рис. 2). Этот эффект достигается за счет наличия полимера поливинилпирролидона, который синтезирован на поверхности наночастиц Ag. Выбранный полимер с наночастицами Ag приводит к уменьшению агрегации из-за малых ван-дер-ваальсовых сил притяжения в базовой жидкости.

Дальнейшая работа по экспериментальному исследованию агрегативной стабильности наночастиц с PVP/Ag, в том числе и с получением концентрационных зависимостей, способна дать задел для практического применения их в новых системах охлаждения как в микроканалах, так и в холодильной промышленности в качестве нового типа теплохладоносителя.

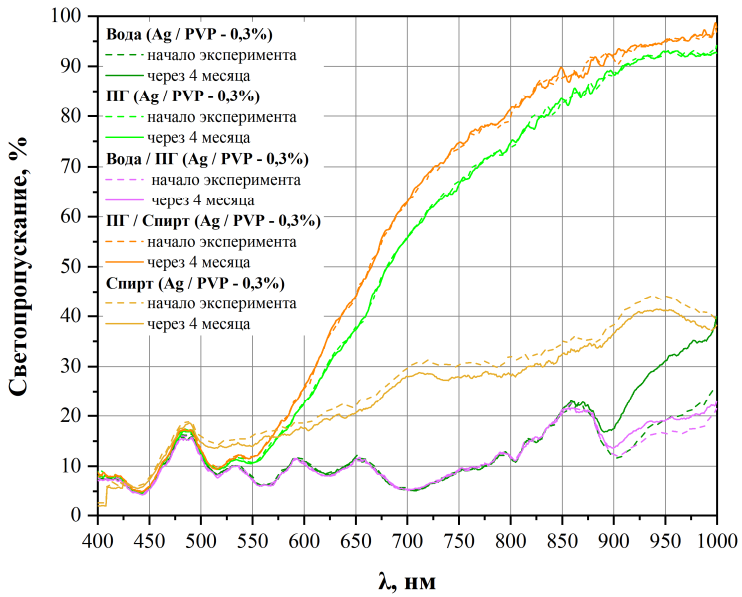


Рис. 2. Оптические свойства спектральных коэффициентов светопропускания для нанофлюидов с концентрациями наночастиц 0,3% в базовых образцах

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-19-00018.

Литература

1. Keblinski P., Eastman J. A., Cahill D. G. Nanofluids for thermal transport // Mater. Today. 2005. Vol. 8 (6). P. 36–44.

2. Salehi J. M., Heyhat M. M., Rajabpour A. Enhancement of thermal conductivity of silver nanofluid synthesized by a one-step method with the effect of polyvinylpyrrolidone on thermal behavior // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 8 102 (23) P. 231907.

3. Dhairiyasamy R., et al. Effect of particle size on thermophysical and heat transfer properties of Ag nanofluid in a radiator–an experimental investigation // Inorganic and Nano-Metal Chemistry. 2023. Vol. 53, № 1. P. 78–92.

4. Zhelezny V., et al. Effect of fullerene C60 on phase transition enthalpy of paraffin wax: calorimetry and structural analysis // J. of Energy Storage. 2023. Vol. 72. P. 108713.

5. Ali H., Hassan A., Wahab A. Preparation and Stability of Nanofluid // Nanofluids for Heat Exchangers. Singapore: Springer, 2023

6. Nakama Y., Chapter 15 – Surfactants / Eds. Kazutami Sakamoto, Robert Y. Lochhead, Howard I. Maibach, Yuji Yamashita. Cosmetic Science and Technology. Elsevier, 2017. P. 231–244.

7. Awasthi R., Manchanda S., Das P., Velu V., Malipeddi H., Pabreja K., Dua K. Polyvinylpyrrolidone // Engineering of Biomaterials for Drug Delivery Systems. 2018. P. 255–272.

УДК 549.21; 547-304

ПОЛУЧЕНИЕ УГЛЕРОДНОГО МАТЕРИАЛА, ДОПИРОВАННОГО АЗОТОМ, ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕКТРОДОВ СУПЕРКОНДЕНСАТОРОВ

Д. В. Соловей, М. В. Кияшко, В. Б. Щербакова, П. С. Гринчук

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
email: solovei@hmti.ac.by

Предметом исследований является пористый углеродный материал, допированный азотом, полученный путем пиролиза бакелитового лака с растворенным в нем карбамидом. Исследование химического состава методом ИК-спектроскопии с преобразованием Фурье (FTIR) показало, что в полученном материале присутствуют циклические колебания связи C=N. Электрохимические исследования электродов, изготовленных из разработанного материала, продемонстрировали комбинированный механизм накопления и отдачи заряда, а рассчитанная из полученных электрофизических данных удельная емкость составила 41,94 Ф/г.

Ключевые слова: *углеродный материал, азотное допирование, электроды суперконденсаторов.*

Одними из основных материалов, применяемых для изготовления суперконденсаторных электродов, являются различные аллотропные формы углерода, для улучшения электрофизических свойств которых применяют азотное допирование. Введение атомов азота в структуру углеродного материала приводит к повышению емкости посредством увеличения адсорбирующей электрический заряд поверхности, снижению сопротивления материала и повышению смачивания поверхности нанометровых пор электролитом. Кроме того, встраиваясь в графеновую плоскость, атом азота может создавать функциональную цианогруппу (CN), которая выступает центром в окислительно-восстановительных реакциях, что приводит к появлению фарадеевских процессов и в целом позволяет повысить емкость допированного материала [1–3]. В данной работе описан способ допирования углеродного материала азотом для повышения емкостных свойств электродов, полученных на его основе.

В качестве основы для получения углеродного материала, допированного азотом (C-N), использовался раствор фенолформальдегидной смолы в форме бакелитового лака марки ЛБС-1. В данном лаке растворялся карбамид в количестве 16 мас.%, который служил роль допирующего азотом агента. Затем полученный раствор лака с карбамидом подвергался сушке до полного удаления всех жидколетучих компонентов, растворенных в нем (спирт, вода, фенол, формальдегид). Полученный сухой остаток дробился на небольшие кусочки и подвергался помолу в шаровой мельнице до состояния мелкодисперсного порошка. Затем порошок смешивался со связующим веществом и прессовался в таблетки диаметром 40 мм и толщиной 5 мм при давлении порядка 100 кг/см^2. После сушки таблетки подвергались пиролизу в атмосфере азота при температуре 900 C, что приводило к формированию углеродного материала, допированного азотом (C-N). Полученный материал содержал около 6,5 мас.% азота, имел плотность порядка 0,8 г/см^3 и пористость 55%.

Для определения типа химической связи углерода и азота в полученном материале был проведен ИК-спектроскопический анализ с преобразованием Фурье (FTIR) образцов порошка лака с 16 мас.% карбамида после сушки и после пиролиза в атмосфере азота. Результаты анализа представлены на рис. 1 в виде спектров пропускания. Как видно из спектра, полученного после сушки (рис. 1, *а*), в области >3000 см$^{-1}$ наблюдаются сигналы N-H и O-H связей, что можно объяснить небольшим количеством свободных O-H связей изначально. Наблюдаются только сигналы C^{sp2}-H, не видно сигналов от насыщенных углеродов (сигналы <3000 см$^{-1}$), однако сигнал 1465 см$^{-1}$, который отвечает за колебания Ph-CH_2-Ph, относительно выражен. В области от 1700 см$^{-1}$ до 1400 см$^{-1}$ видим смесь сигналов от фенолформальде-

гидной смолы и карбамида. Присутствуют выраженные сигналы на 1372 и 1228 см$^{-1}$, которые объясняются колебаниями связей C-N$_{ароматическое}$ [4]. Образование новых связей говорит о протекании химической реакции между карбамидом и, по-видимому, свободными положениями в бензольных кольцах.

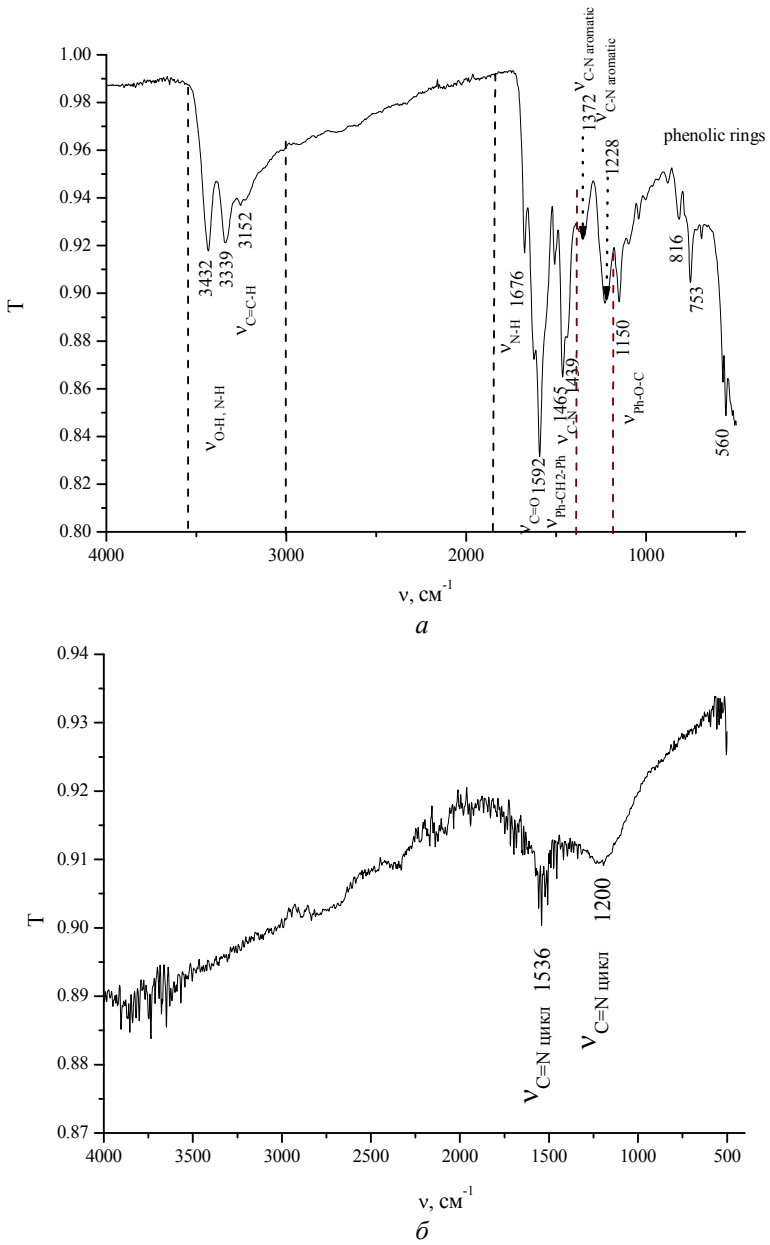
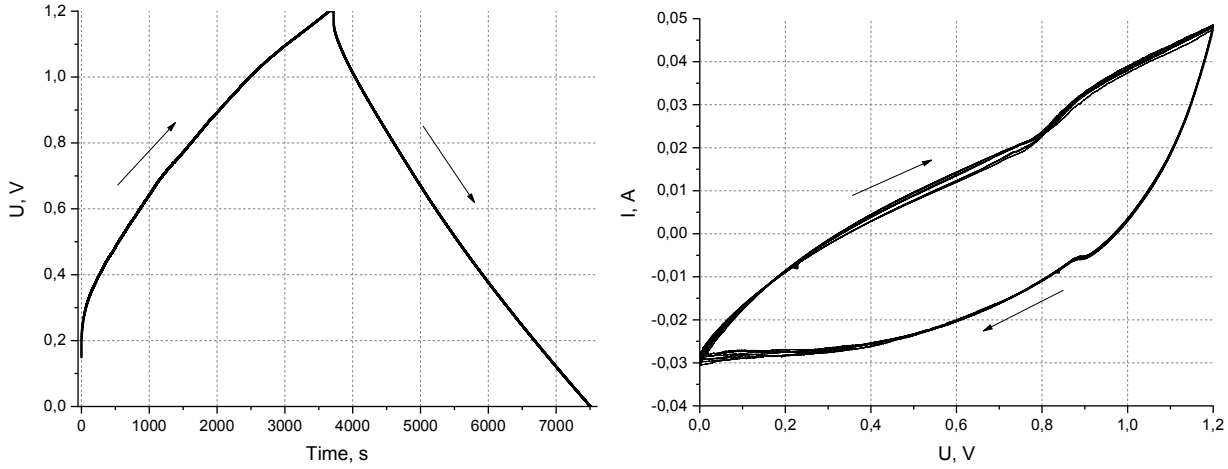


Рис. 1. ИК спектры образцов порошка лака с 16 мас.% карбамида после сушки (*а*) и после пиролиза в атмосфере азота (*б*)

В образце пиролизированного лака с карбамидом мы видим на фоне постоянного подъема фоновой линии сигналы >3500 см$^{-1}$, кроме того, присутствует явный сигнал при 1536 см$^{-1}$ и широкий сигнал на 1200 см$^{-1}$, которые можно соотнести с колебанием связи C=N, находящимся в цикле [5]. Наклон обоих спектров в сторону более высоких волновых чисел связан, по-видимому, с рассеянием излучения на мелких частицах [6].

На рис. 2 представлены результаты электрохимических измерений суперконденсаторной ячейки, изготовленной на основе полученного C-N материала. При исследовании процесса заряда разряда (см. рис. 2, *а*) зафиксирована отличная от прямой искривленная форма графика как при заряде (повышение потенциала от 0 до 1,2 В), так и при разряде (понижение

потенциала от 0 до 1,2 В), линейный график характерен для чистых углеродных материалов. Для определения механизма накопления и отдачи заряда получены графики циклической вольт-амперометрии (см. рис. 2, *б*), которые также демонстрируют отличную от прямой линию: присутствуют изгибы в районе 0,8 В и 0,9 В как при росте, так и при снижении потенциала. Изгибы свидетельствуют о присутствии дополнительных фарадеевских процессов, связанных с окислением и восстановлением атомов азота в структуре материала. В целом механизм накопления и отдачи электрического заряда имеет комбинированный характер, включающий сорбционно-десорбционные и фарадеевские процессы. Рассчитанная из графика заряда-разряда конденсатора удельная емкость C-N материала составила 41,94 Ф/г.



а *б*

Рис. 2. График заряда-разряда (*а*) и циклические вольт-амперограммы (*б*) суперконденсаторной ячейки на основе углеродного материала, допированного азотом

Литература

1. Li Y., Liu L., Wu Y., et al. Facile synthesis of nitrogen-doped carbon materials with hierarchical porous structures for high-performance supercapacitors in both acidic and alkaline electrolytes // J. Mater. Chem. A. 2019. Iss. 7. P. 13154−13163.

2. Lin T., Chen I. W., Liu F., et al. Nitrogen-doped mesoporous carbon of extraordinary capacitance for electrochemical energy storage // Science. 2015. Vol. 350. Iss. 6267. P. 1508−1513.

3. Wang D. W., Li F., Yin L., et al. Nitrogen-doped carbon monolith for alkaline supercarpacitors and understanding nitrogen-induced redox transitions // Chem. Eur. J. 2012. Vol. 18. P. 5345−5351.

4. Zhang J., Wang X., Zhang S., Gao Q., Li J. Effects of melamine addition stage on the performance and curing behavior of melamine-urea-formaldehyde (MUF) resin // BioResources. 2013. Vol. 8, № 4. P. 5500−5514.

5. Тарасевич Б. Н. ИК спектры основных классов органических соединений: Справочные материалы. М.: МГУ, 2012. – 55 с.

6. Griffiths P. R., Haseth J. A. D. Fourier Transform Infrared Spectrometry. N. J.: John Wiley & Sons, 2007. – 560 p.

УДК 629.7.023.224

МНОГОМАСШТАБНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-КОНДУКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ВЫСОКОПОРИСТОЙ КЕРАМИКЕ

Е. Р. Федюнина, П. В. Просунцов

МГТУ им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Работа направлена на определение рациональных областей применения различных классов высокопористых теплоизоляционных материалов для конструкций ракетно-космической и авиационной техники. Целью работы является выбор рациональных проектных параметров структуры материала, таких как тип материнского материала, пористость, характерный размер и форма пор. Для определения молекулярной и эффективной теплопроводности материала построены геометрические модели представительных элементов объема, проведено моделирование процессов радиационно-кондуктивного теплообмена в них и исследовано влияние параметров структуры материала.

Ключевые слова: *расчетно-теоретическое определение теплофизических характеристик*; *высокопористые теплоизоляционные материалы, комбинированный радиационно-кондуктивный теплообмен, представительный элемент объема, эффективная теплопроводность.*

Для блокирования переноса тепла от нагретой фронтальной поверхности в авиационной и ракетно-космической технике широко применяются высокопористые теплоизоляционные материалы [1–3]. Основной рабочей характеристикой данных материалов, во многом определяющей их эффективность, является эффективный коэффициент теплопроводности, который характеризует совместный перенос энергии за счет теплопроводности и излучения. В области низких температур передача энергии главным образом осуществляется молекулярной теплопроводностью по твердому каркасу материала, однако с ростом температуры резко возрастает роль радиационного теплопереноса в порах, а конвективный перенос тепла для материалов с пористостью менее 96%, как правило, пренебрежимо мал.

Снижение веса и повышение эффективности теплозащитных покрытий, в состав которых входят высокопористые теплоизоляционные материалы, может быть достигнуто на основе выбора рациональной структуры пористого материала и учета взаимосвязи различных механизмов теплообмена, происходящих внутри материала. Для этого необходимо обладать достоверными данными о теплофизических характеристиках материала во всем диапазоне эксплуатационных температур. Экспериментальное определение характеристик является дорогостоящим и длительным процессом. Современный подход к анализу теплообмена в пористых средах основан на использовании многомасштабного подхода к проектированию материала, построению адекватной модели его микроструктуры и анализу процесса радиационно-кондуктивного теплообмена в представительном элементе объема (ПЭО) материала [4–6]. В рамках многомасштабного подхода пористый материал рассматривается как гомогенная проводящая среда с эффективной теплопроводностью, которая при приложении одинаковых тепловых и радиационных граничных условий проводит такой же суммарный тепловой поток, что и гетерогенный материал. Применение такого подхода для реальных структур материалов до недавнего времени сдерживалось большими требуемыми вычислительными затратами. В настоящее время с развитием техники и появлением вычислительных кластеров, многоядерных процессоров и GPU данная проблема решается.

В настоящей работе для построения ПЭО микроструктуры материала с различными вариантами микроструктуры был использован программный комплекс MSC.Digimat. Рассматривались два варианта структуры материала – с открытой пористостью (рис. 1) и с закрытой пористостью (рис. 2) и два различных типа материнского материала – непрозрачный и частично прозрачный к тепловому излучению. Были созданы модели ПЭО материала для разме-

ров поровой ячейки, находящихся в диапазоне от 0,02 до 2 мм. Число поровых ячеек составляло 30. При моделировании радиационно-кондуктивного теплообмена в ПЭО данная геометрическая модель дополнялась четырьмя отражающими поверхностями, предназначенными для блокирования бокового излучения и двумя высокотеплопроводными пластинами для обеспечения выравнивания теплого потока и корректной регистрации проходящего теплового потока. На внешних гранях данной сборки задавалась постоянная температура, которая менялась в диапазоне от 300 до 2000 К, а перепад температуры между этими гранями составлял 10 К.

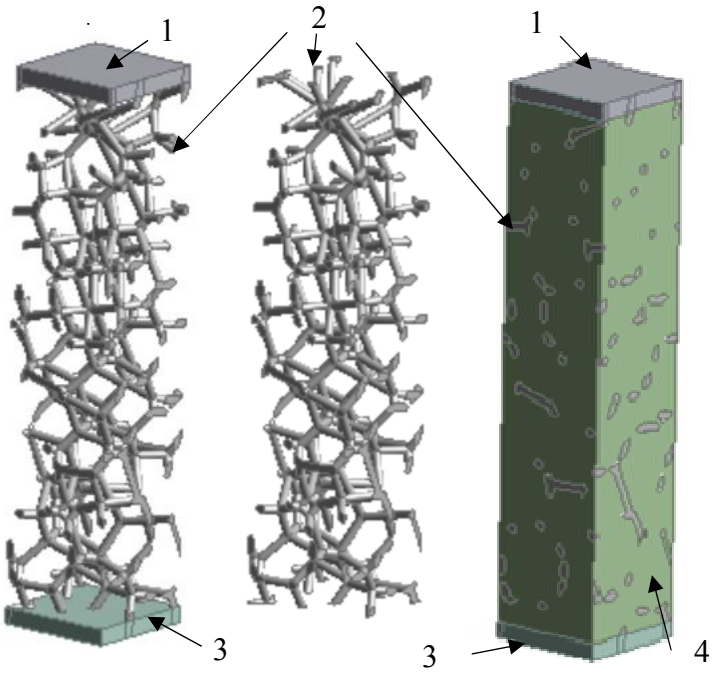


Рис. 1. Геометрическая модель ПЭО материала с открытой пористостью: 1, 3 – высокотеплопроводные пластины; 2 – материал с открытой пористостью; 4 – газовая среда

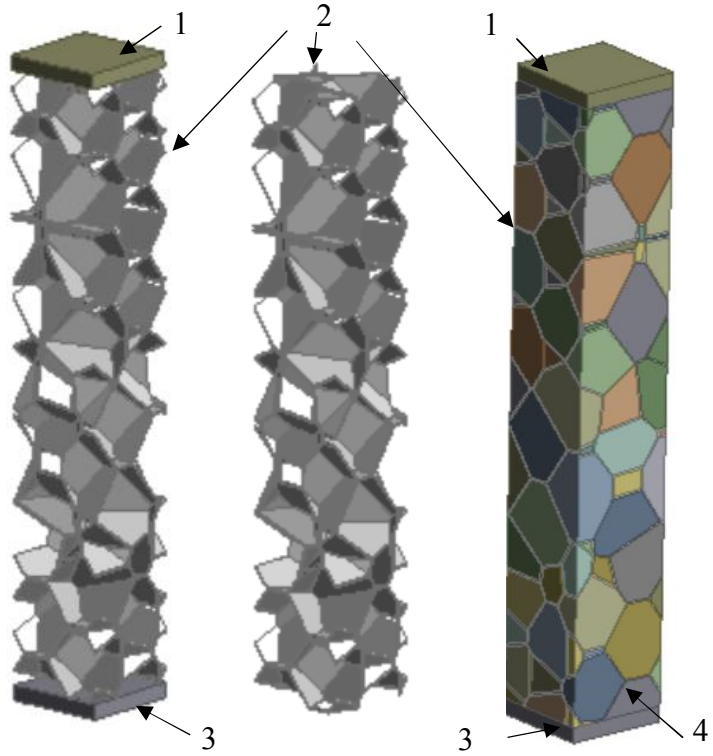


Рис. 2. Геометрическая модель ПЭО материала с закрытой пористостью: 1, 3 – высокотеплопроводные пластины; 2 – материал с закрытой пористостью; 4 – газовая среда

Анализ радиационно-кондуктивного теплообмена в пористом материале проводился в программном комплексе Ansys Fluent. Считалось, что материал твердой фазы имел следующие характеристики: плотность 2200 кг/м^3; удельная теплоемкость 1000 Дж/(кг·К); коэффициент теплопроводности 1 Вт/(м·К), коэффициент поглощения 0,2. Газовая фаза имела характеристики воздуха, степень черноты материала составляла 1,0. Для модели ПЭО и воздушной среды строилась конечно-элементная модель, состоящая из 1,1 млн узлов и 6,0 млн элементов. Для решения математической модели использовалась сопряженная задача относительно вариации давления (pressure-based solver), точность решения задавалась не хуже 0,001. При решении контролировалось различие суммарного потока тепла на внешних гранях сборки «ПЭО–высокотеплопроводные пластины». При их различии более чем 0,001% проводилось измельчение конечно-элементной модели и изменение настроек решателя.

В результате расчетным путем определены зависимости эффективного коэффициента теплопроводности пористой керамики в зависимости от температуры, вида и уровня пористости, параметров микроструктуры, типа материала. Показано, что ПЭО микроструктуры материала необходимо выбирать из условия отсутствия прямой видимости фронтальной и тыльной поверхности ПЭО, а также даны рекомендации по выбору размера ПЭО. Полученные в результате анализа значения эффективных теплопроводностей могут быть использованы при тепловом проектировании элементов конструкций с применением высокопористых теплоизоляционных материалов.

Литература

1. Зуев А. В., Просунцов П. В., Майорова И. А. Расчетно-экспериментальное исследование процессов теплопереноса в высокопористых волокнистых теплоизоляционных материалах // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6, № 9. С. 410–419.

2. Зуев А. В., Просунцов П. В. Модель структуры волокнистых теплоизоляционных материалов для анализа процессов комбинированного теплопереноса // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 6.

3. Резник С. В. Математические модели радиационно-кондуктивного теплообмена в материалах тепловой защиты многоразовых транспортных космических систем // ИФЖ. 2000. Т. 73, № 1. С. 11.

4. Cunsolo S., Coquard R., Baillis D., Chiu W., Bianco N. Radiative properties of irregular open cell solid foams // Int. J. of Thermal Sciences. 2017. Vol. 117. P. 77–89.

5. Cunsolo S., Baillis D., Bianco N. Improved Monte Carlo methods for computational modelling of thermal radiation applied to porous cellular materials // Int. J. of Thermal Sciences. 2019. Vol. 137. P. 161–179.

6. Reznik S. V., Prosuntsov P. V., Mikhailovskii K. V. Prediction of thermophysical and thermomechanical characteristics of porous carbon-ceramic composite materials of the heat shield of aerospace craft // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2015. Vol. 88. P. 594–601.

УДК 621.396:535.3:537.86

РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН В МНОГОСЛОЙНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

С. А. Филатов, М. Н. Долгих, Е. В. Батырев, О. С. Филатова

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты экспериментальных исследований и моделирования процессов радиационного теплообмена в селективно поглощающих многослойных металл-диэлектрических метаматериалах, спроектированных для применения в качестве абсорберов чувствительных элементов оптического и терагерцового диапазона.

Ключевые слова: *метаматериалы, плазмонный резонанс.*

За последние годы достижения в области разработки оптимальных трехмерных структур метаматериалов привели к созданию оптических резонансных наноструктур для микроволнового и инфракрасного спектрального диапазонов с использованием кремния (Si), диоксида кремния (SiO_2), оксида титана (TiO_2), нитрида галлия (GaN).

Типичный представитель классических метаматериалов – поверхностные метаструктуры, сформированные на оптически прозрачной подложке, в которых наблюдается плазмонный отклик оптических поверхностных плазмон-поляритонов. Использование метаматериалов на основе многослойных структур металл–диэлектрик позволяет значительно усилить напряженность электромагнитного излучения в ближнем поле, что дает возможность создавать сенсорные элементы с высокой чувствительностью. Кроме того, метаструктуры, сформированные на поверхности многоэлементных планарных термопар, позволяют создавать селективно чувствительные приемники теплового излучения. При этом особенности радиационного теплообмена в таких системах обусловлены пространственными масштабами, сопоставимыми с длинами свободного пробега электронов и фононов (~5–10 нм для электронов и 200–300 нм для фононов), и для них более характерны баллистические, а не диффузионные механизмы переноса и существенная неравновесность распределения фононов и электронов, приводящая к росту вклада оптических фононов в передачу энергии. Кроме того, ультратонкие метаматериалы позволяют осуществить управление направлением распространения оптического излучения путем формирования соответствующего волнового фронта [1–3].

Для моделирования процессов распространения энергии и теплообмена в элементах структуры метаматериалов может быть эффективно использовано программное обеспечение Lumerical FDTD Solutions, позволяющее решить уравнения Максвелла методом конечных разностей во временной области (FDTD), что дает возможность эффективно решать проблемы разработки, анализа и оптимизации инженерных метаматериалов для применения в оптической области, СВЧ и терагерцовом диапазонах. В методе FDTD пространству модели сопоставляется сетка регулярно расположенных узлов, в каждом из которых задаётся значение одной из компонент электрического или магнитного поля, а частная производная в уравнениях Максвелла заменяется отношением разности между значениями компонент поля в близко расположенных узлах к расстоянию между этими узлами (в пространстве и времени), что позволяет рассчитать распространение излучения в метаатомах – наноразмерных структурных элементах метаповерхности.

Используемый нами метод проектирования метаповерхностей включает в себя три основных этапа:

– расчет трехмерного пространственного распределения желаемой фазы электромагнитной волны, которую должна обеспечить метаповерхность с помощью пакета ZEMAX;

– расчет с помощью пакета LUMERICAL фазы, придаваемой метаатомами (например, идеальный периодический массив наностолбиков (наноотверстий) из выбранного диэлектрического материала) в зависимости от их геометрии (в диапазоне 2π) и подготовку набора метаатомов с различными оптическими фазовыми свойствами;

– автоматическое размещение с помощью программы METAOPTIC выбранных типов метаатомов на поверхности с регулярной сеткой для формирования заданного профиля фазы волнового фронта.

Промежуточный этап проектирования также включает выбор типа метаповерхности (металлодиэлектрическая, полностью диэлектрическая), выбор типа метаатомов. Для получения оптимального решения необходимо учитывать оптический диапазон и тип материала метаатома, поляризацию излучения и технологические возможности создания метаструктур с необходимым пространственным разрешением.

Уникальные свойства многослойных металл-диэлектрических структур как перспективных оптических метаматериалов обусловлены тем, что многослойная металлодиэлектрическая структура поддерживает распространение волн, образованных эванесцентными (затухающими) волнами внутри каждого слоя (рис. 1). В этом случае падающая плоская волна электромагнитного излучения возбуждает эванесцентные волны, которые передаются структурой посредством механизма резонансного плазмонного туннелирования, крайне чувствительного к диэлектрической проницаемости вблизи металлической решетчатой поверхности.

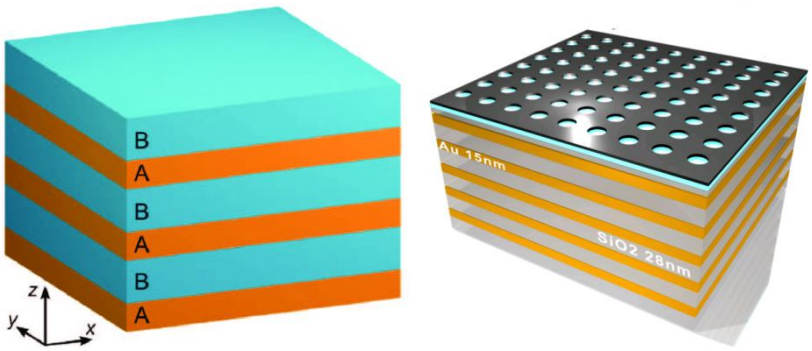


Рис. 1. Схема «классического» слоистого анизотропного метаматериала [4], состоящего из чередующихся слоев, изготовленных из двух разных материалов A и B, которые могут иметь различные оптические, тепловые или электромагнитные характеристики, и структура плазмонного оптического сенсора на основе гиперболического метаматериала с возбуждением плазмонов с помощью метода решеточной связи

Анализ результатов численного моделирования многослойных метаматериалов показывает, что оптические свойства такой метаповерхности мало зависят от высоты проводящих дисков, но сильно зависят от диаметра D диска и толщины промежуточного слоя H_1 (рис. 2, 3). Хотя нижняя проводящая структура работает как отражатель, локальное распределение электромагнитного поля в такой резонансной структуре при облучении оптическим излучением локализовано внутри промежуточного слоя диэлектрика и определяет чрезвычайно низкое отражение, близкое к 0%, что соответствует поглощению до 100% и высокой добротности (Q -фактор).

Альтернативой является формирование отверстий в проводящем металлическом слое многослойного метаматериала (рис. 4) [5] для создания резонансно поглощающих структур с использованием лазерного комплекса МикроСЕТ прецизионной микрообработки материалов электронной техники на базе иттербиевого волоконного лазера. Техника безмасочной лазерной литографии обеспечивает создание трехмерных структур с заданным профилем на металлизированной поверхности [6–8].

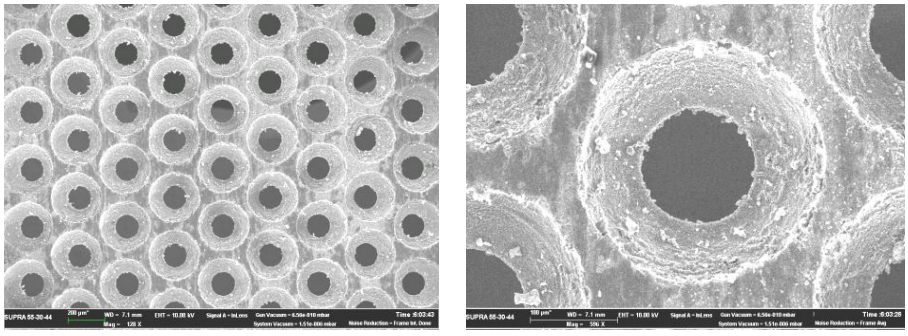


Рис. 2. Изображение тестовой периодической структуры метаматериала типа металл–диэлектрик (СЭМ Supra 55, Carl Zeiss) и фрагмент повторяющего «метаатома», сформированные методом лазерной абляции

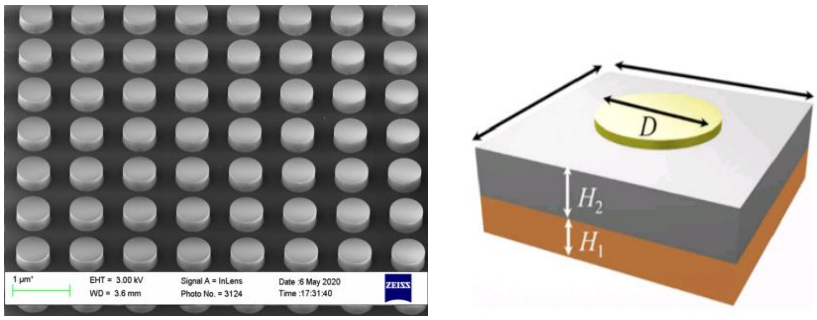


Рис. 3. Изображение тестовой периодической структуры метаматериала из повторяющихся проводящих металлических цилиндров (диаметром D), формируемых проекционной литографией на диэлектрической подложке (MgF_2) толщиной H_2 на проводящем основании H_1



Рис. 4. Изображение модели метаматериала [5] и тестовой периодической металлической структуры с отверстиями на диэлектрической подложке (Si)

Применение многослойных металл-диэлектрических структур, которые могут рассматриваться как реализация гиперболической среды, позволяет проектировать и создавать сенсорные метаматериалы с уникальными характеристиками для работы в видимом, терагерцовом и инфракрасном диапазонах спектра.

Литература

1. Paria Pashazadeh-Panahi, Simin Belali, Hessamaddin Sohrabi, Fatemeh Oroojalian, Mahmoud Hashemzaei, Ahad Mokhtarzadeh, Miguel de la Guardia Metal-organic frameworks conjugated with biomolecules as efficient platforms for development of biosensors // TrAC Trends in Analytical Chemistry. 2021. Vol. 141.

2. Prajapati Y. K., Pal S., Saini J. P. Effect of a metamaterial and silicon layers on performance of surface plasmon resonance biosensor in infrared range // Silicon. 2018. Vol. 10. P. 1451–1460.

3. Al Shakhs M. H. Engineering optical properties using layered metamaterials (T). University of British Columbia. Retrieved from https://open.library.ubc.ca/collections/ ubctheses/24/items/ 1.0351982. 2017.

4. Sreekanth K. V., Alapan Y., ElKabbash M., Ilker E., Hinczewski M., Gurkan U. A., Luca A. De, Strangi G. Hyperbolic dispersion metamaterials and metasurfaces // Nat. Mater. 2016. Vol. 15. P. 621.

5. Pinghui & Chen Wu, Zeqiang & Jile, Huge & Zhang, Congfen & Xu, Danyang & Lv, Li. An Infrared Perfect Absorber Based on Metal-Dielectric-Metal Multi-layer Films with Nanocircle Holes Arrays. Results in Physics. 16. 102952. 10.1016/j.rinp.2020.102952. 2020.

6. Филатов С. А., Долгих М. Н., Филатова О. С., Гавриленко Н. А., Батырев Е. В. Сенсорные структуры на основе слоистых метаматериалов // Сб. науч. ст. «Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах» XIII междунар. науч. конф. «Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах» (ФНС-2023). 20–22 сентября 2023. г. Минск, 2023. С. 352–361.

7. Филатов С. А., Кернасовский Ю. М., Таратын И. А., Долгих М. Н., Филатова О. С., Гавриленко Н. А., Батырев Е. В., Юринок Е. И. Широкодиапазонный датчик теплового потока с наноструктурированным абсорбером // Сб. науч. ст. «Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах» XIII междунар. науч. конф. «Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах» (ФНС-2023). 20–22 сентября 2023. г. Минск, 2023. С. 370–375.

8. Шпилевский Э. М., Филатов С. А. Фуллеренсодержащие пленки: формирование, свойства, применение // Актуальные проблемы физики твердого тела: сб. тез. докл. междунар. науч. конф. Минск, 22–26 мая 2023 г. ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению». Минск: А. Н. Вараксин, 2023. С. 337.

УДК 517.958:531.332

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕЛИЕВОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КРЕМНЕЗЕМНЫХ МИКРОСФЕР

М. В. Фролов, А. С. Верещагин, И. В. Казанин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибрск, Россия

Данная работа посвящена исследованию гелиевой проницаемости полых стеклянных кремнеземных микросфер. Для исследования был подготовлен экспериментальный стенд для получения кинетических сорбционных кривых для гелия при заданных значениях давления и температуры. Проведена аппроксимация экспериментальных данных с помощью математической модели, основанной на разбиении микросфер на конечное число классов эквивалентных частиц по коэффициенту проницаемости. Предложен новый метод для определения распределения микросфер по характерным проницаемостям на основании решения обратной некорректной задачи для интегрального уравнения. Полученные значения хорошо согласуются с результатами, полученными с использованием ранее разработаннной математической модели.

Ключевые слова: *гелий, кремнеземные микросферы, гелиевая проницаемость, природный газ, сорбционная кривая, математическая модель, мембранно-сорбционный метод.*

Разработка эффективных методов выделения гелия из природного газа является актуальной и важной задачей современной науки и промышленности. Гелий - уникальный газ с широким спектром важных медицинских, научных и промышленных применений, основанных на чрезвычайно низкой температуре кипения гелия и его инертной и негорючей природе и малом размере молекул.

Сотрудниками ИТПМ СО РАН была предложена и протестирована уникальная мембранно-сорбционная технология с использованием полых стеклянных синтетических микросферических частиц (микросфер) в качестве мембранных элементов. Это инновационный подход к разделению и выделению газов, который сочетает в себе преимущества мембранных процессов и сорбционных свойств микросфер. Микросферы, как сорбенты, обладают большой поверхностью и специфическими химическими свойствами, что делает материал их стенок высоко селективно проницаемым по отношению к определенным газам, в частности, гелию, а также идеальным для удержания этих газов. Вследствие этого такие частицы могут использоваться как микробаллоны, улавливающие гелий из смеси и удерживающие его в течение заданного времени.

В настоящей работе было проведено исследование проницаемости кремнеземных микросфер, которые представляют особый интерес, поскольку обладают высокой поглотительной способностью по отношению к гелию даже по сравнению со специально модифицированными ценосферами зол уноса, поэтому данное исследование является актуальным. Кремнеземные микросферы содержат более 80% диоксида кремния (SiO_2) и небольшое количество примесей. Они обладают гладкой однородной поверхностью, имеют насыпную плотность величиной 0,2 г/см^3, размеры распределены в пределах от 12 до 240 мкм, а средний диаметр равен 52 мкм.

Для исследования влияния температуры создан экспериментальный стенд, проведены эксперименты для диапазона температур 21,5–110 °С, в емкость с микросферами напускается гелий, который поглощают микросферы, в связи с чем происходит падение давления, по характеру падения определяются коэффициенты проницаемости материала стенки кремнеземных микросфер и энергия активации для диффузии атомов гелия в материале стекла микросфер. В результате были получены сорбционные кривые (рис. 1).

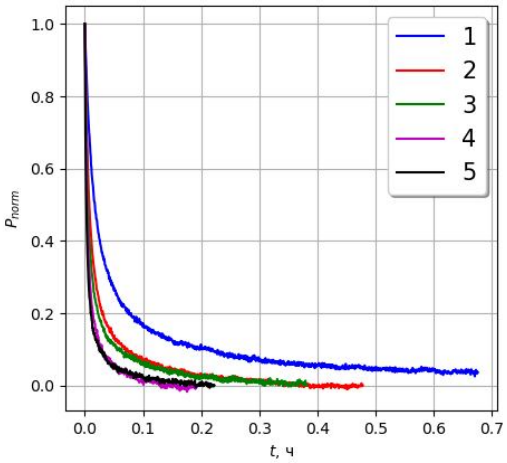


Рис. 1. Нормированные сорбционные кривые изменения давления гелия с течением времени в адсорбере для разных температур: 1 – 21,5 °С; 2 – 50 °С; 3 – 70 °С; 4 – 90 °С; 5 – 110 °С

В ходе согласования экспериментов и анализа сорбционных кривых гелия кремнеземных микросфер были получены и проанализированы параметры проницаемости, такие как характерная проницаемость и удельный сорбционный объем (табл. 1), с помощью математической модели, которая разбивает микросферы на конечное число классов эквивалентных частиц по коэффициенту проницаемости (дискретный метод) [1]:

$$M_1(t) = M_0 - \int_0^t M_1(t)G(t-\tau)d\tau, \qquad G(x) = \sum_{i=1}^{n} \alpha_i \beta_i e^{-\beta_i x}. \tag{1}$$

Таблица 1

Параметры классов сорбционного процесса кремнеземными микросферами
(ε – погрешность восстановления сорбционных кривых)

T,°С	Параметры	Номер группы					α_0	ε, %
		1	2	3	4	5		
21,5	β, $ч^{-1}$	1,72	2,19	10,23	51,6	-	0,235	0,548
	α	0,003	0,03	0,07	0,14	-		
50	β, $ч^{-1}$	3,23	6,7	48,9	150,94	-	0,246	0,556
	α	0,004	0,04	0,09	0,11	-		
70	β, $ч^{-1}$	10,43	19,3	59,13	261,55	-	0,247	0,6
	α	0,006	0,043	0,076	0,12	-		
90	β, $ч^{-1}$	9,26	13,9	76,3	372,19	551,3	0,26	0,479
	α	0,003	0,006	0,03	0,08	0,14		
110	β, $ч^{-1}$	13,56	20,85	75,89	183,1	482,37	0,26	0,484
	α	0,004	0,007	0,0023	0,056	0,16		

С помощью полученных параметров проницаемости были восстановлены экспериментальные сорбционные кривые, к примеру, для температуры 21,5 °С представлены на рис. 2. Также параметры проницаемости кремнеземных микросфер были проанализированы с помощью математической модели, которая учитывает непрерывность распределения частиц по коэффициентам проницаемости (непрерывный метод) [2]:

$$M_1(t) = M_0 - \int_0^t M_1(t)G(t-\tau)d\tau, \qquad G(x) = \int_0^{\beta_{max}} \beta p(\beta) e^{-\beta x} d\beta. \tag{2}$$

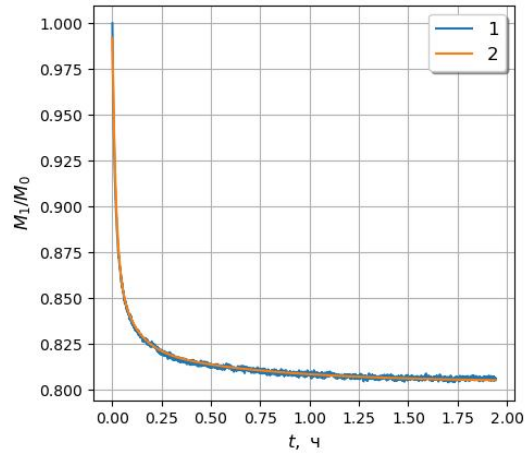


Рис. 2. Аппроксимация экспериментальной сорбционной кривой для температуры 21,5 °C с помощью математической модели с разделением частиц на классы эквивалентных частиц с погрешностью аппроксимации 0,548%: 1 – экспериментальные данные; 2 – аппроксимированные данные

Предложен новый метод решения обратной некорректной задачи для интегрального уравнения $G(x)$, описанной в книге [3]. Вычисленный удельный сорбционный объем α для классов данным методом хорошо совпадает с удельным сорбционным объемом, полученным с помощью математической модели, где частицы разделяются на классы (табл. 2).

Таблица 2

Значения удельного сорбционного объема, полученные дискретным и непрерывным методами при разных температурах (ε – относительная погрешность между двумя методами)

T,◦C	21,5	50	70	90	110
α_0, непрерывный метод	0,237	0,245	0,25	0,257	0,26
α_0, дискретный метод	0,235	0,246	0,247	0,26	0,264
ε, %	0,84	0,4	1,2	1,17	1,5

Обозначения

P_{norm} – нормированное значение; t – время, ч; T – температура,◦C; $M_1(t)$ – масса гелия в свободном объеме системы в момент времени t, кг; M_0 – суммарная масса гелия в системе, кг; $G(x)$ – ядро интегрального уравнения, описывающее структуру засыпки; α_i – суммарный удельный сорбционный объем микросфер в одном классе (отношение объема полостей микросфер в одном классе к свободному от микросфер объему в адсорбере); β_i – характеристическая проницаемость частиц в рассматриваемом классе, 1/с; $p(\beta)$ – плотность распределения сорбционного объема; α_0 – удельный сорбционный объем всей системы микросфер.

Литература

1. Верещагин А. С., Казанин И. В., Зиновьев В. Н., Пак А.Ю., Лебига В. А., Фомин В. М. Определения параметров гелиевой проницаемости микросферических мембран по экспериментальной временной зависимости поглощения ими гелия // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 4. С. 1059–1064.

2. Верещагин А. С., Казанин И. В., Зиновьев В. Н. [и др.] Математическая модель проницаемости микросфер с учетом их дисперсионного распределения // Прикл. механика и техн. физика. 2013. Т. 54, № 2. С. 88–96.

3. Годунов С. К., Антонов А. Г., Кирилюк О. П., Костин В. И. Гарантированная точность решения систем линейных уравнений в евклидовых пространствах. Новосибирск: Наука, 1988. – 456 с.

УДК [532.135+537.226.8+546.41'824-31]:536.2.022

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ЭЛЕКТРОРЕОЛОГИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЕЙ

И. М. Харламова, Е. В. Коробко, Л. В. Маркова

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Исследовано поведение коэффициента теплопроводности электрореологических жидкостей при изменении температуры в диапазоне 20–40°С и величины электрического поля от 0 до 1,5 кВ/мм. Применены методы научного эксперимента, метод неограниченного плоского слоя, методы регрессионного анализа. Интерпретация результатов эксперимента выполнена в графическом отображении и аналитическом виде.

Ключевые слова: *коэффициент теплопроводности, перовскитоподобные сложные оксиды, электрореологическая жидкость, ЭРЖ, эксперимент, моделирование.*

Мощным стимулом для теоретических и экспериментальных исследований электрореологических жидкостей (ЭРЖ) является их разнообразное практическое применение. Важнейшим показателем, определяющим возможности использования электрореологических жидкостей в широком температурном диапазоне, является коэффициент теплопроводности. Знание этого коэффициента необходимо для оценки теплоотвода через слой ЭРЖ в стационарных условиях и при использовании ее в качестве теплоносителя, при решении сопряженных задач, а также для оптимизации конструкций и режимов использования устройств с электрореологическими жидкостями. К настоящему времени известно немного работ, посвященных изучению теплопроводности ЭРЖ.

В лаборатории реофизики и макрокинетики Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова был проведен ряд экспериментов с целью исследования поведения коэффициента теплопроводности электрореологических жидкостей на основе сложных оксидов перовскитоподобного типа при изменении температуры и величины электрического поля. Коэффициент теплопроводности электрочувствительных материалов в электрическом поле измеряли методом неограниченного плоского слоя на экспериментальной установке ТПМЭ-1 по ранее разработанной методике [1].

Измерения коэффициента теплопроводности λ электрореологических жидкостей выполнены в электрическом поле в диапазоне напряженностей электрического поля E от 0 до 1,5 кВ/мм и диапазоне температур T = 20–40°С. Для измерений λ использовался состав ЭРЖ с 20 вес.% $Sr_9Ni_{4,2}Al_{2,8}O_{21}$, как показавший наилучшую электрореологическую активность, а также состав с 20 вес.% $Sr_9Ni_{4,2}Al_{2,8}O_{21}$ и 2 вес.% аэросила. Дисперсионной средой являлось синтетическое масло Mobil 22. Результаты эксперимента отображены на рис. 1.

Установлено, что при воздействии электрического поля коэффициент теплопроводности ЭРЖ существенно возрастает, увеличиваясь более чем в два раза. Так с ростом напряженности электрического поля до 1,5 кВ/мм коэффициент теплопроводности ЭРЖ с 20 вес.% $Sr_9Ni_{4,2}Al_{2,8}O_{21}$ увеличивается в 1,56 раз при 20 °С и в 2,15 раз при температуре 40 °С (E = 1,5 кВ/мм) по сравнению с величиной в отсутствие поля.

В электрическом поле образуются агрегаты вдоль силовых линий поля из частиц дисперсной фазы, что обуславливает возрастание теплопередачи через слой ЭРЖ в направлении поля вдоль агрегатов и возрастание коэффициента теплопроводности. Тепловой поток в этом случае в основном проходит вдоль структур и ограничивается термическим сопротивлением локальных контактов между частицами. При дальнейшем возрастании E происходит увеличение агрегатов, уплотнение контактов и, соответственно, дальнейший рост теплопроводности.

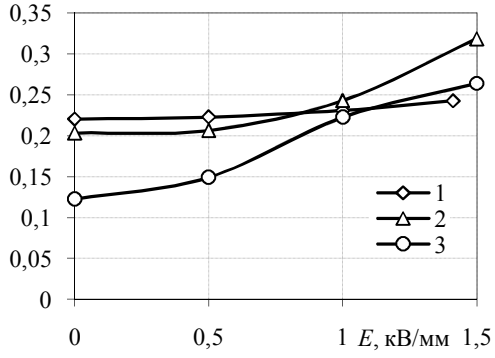


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплопроводности ЭРЖ от напряженности электрического поля *E:* 1 – ЭРЖ с 20 вес.% $Sr_9Ni_{4,2}Al_{2,8}O_{21}$ и 2 вес.% аэросила, температура 20 °С, 2 – ЭРЖ с 20 вес.% $Sr_9Ni_{4,2}Al_{2,8}O_{21}$, температура 20°С, 3 – ЭРЖ с 20 вес.% $Sr_9Ni_{4,2}Al_{2,8}O_{21}$, температура 40 °С

ЭРЖ с содержанием аэросила показывает более низкую электрореологическую активность и, соответственно, несущественное увеличение коэффициента теплопроводности в электрическом поле (рис. 1, кривая 1). По-видимому, наличие разного типа частиц (перовскит и аэросил) в составе дисперсной фазы препятствует образованию устойчивых структур под действием электрического поля. Прирост λ составляет лишь 10%.

В эксперименте также установлено, что с ростом температуры коэффициент теплопроводности уменьшается. Такое поведение λ обусловлено, по-видимому, снижением вязкости дисперсионной среды, увеличением интенсивности теплового движения и, соответственно, снижением прочности контактов между частицами.

Для полноты исследования коэффициента теплопроводности синтезированных ЭРЖ был проведен математический анализ экспериментальных данных с целью получения аналитической зависимости λ от температуры T и напряженности электрического поля E. Функциональная зависимость $\lambda(E, T)$, т. е. достоверная математическая модель поведения ЭРЖ при изменении внешних воздействий, дает возможность имитировать процесс применения электрореологической жидкости. Можно проследить поведение выходного параметра λ при изменении входных параметров E и T, выявить различные свойства ЭРЖ. Например, можно проследить изменение параметров ЭРЖ во времени и спрогнозировать ее поведение в конкретных обстоятельствах. При этом можно установить нежелательные тенденции развития процесса поведения ЭРЖ, предусмотреть дополнительные меры для его улучшения. Моделирование позволит также установить узкие пределы изменения входных параметров, которые будут автоматически поддерживаться с целью стабилизации процесса применения ЭРЖ и достижения оптимального результата.

Для построения функциональной зависимости коэффициента теплопроводности ЭРЖ от значений внешних электрического и температурного полей применялся регрессионный анализ в сочетании с методом наименьших квадратов. Так как влияние напряженности электрического поля и температуры на коэффициент теплопроводности изучались в отдельных экспериментах, то первоначально были найдены зависимости $\lambda(E)$ и $\lambda(T)$. В качестве оптимального варианта поведения $\lambda(E)$ по методу наименьших квадратов для образца исследуемой ЭРЖ с 20 вес.% $Sr_9Ni_{4,2}Al_{2,8}O_{21}$ выбрана степенная модель, в качестве $\lambda(T)$ – линейная функция. Из регрессионного анализа известно, что если кривые на графике (рис. 1) не параллельны, то это означает, что ход зависимости от одной переменной определяется значением другой переменной. Семейство кривых в этом следует описывать уравнением вида

$$\lambda(E,T) = \lambda(E) + \lambda(T) + \lambda(E)\lambda(T) + \text{const.} \quad (1)$$

В нашем случае имеем

$$\lambda(E,T) = 0.261 \cdot E^{(0.375)} - 0.004T + 0.261 \cdot E^{(0.375)}(-0.004T + 0.284) + \text{const.} \quad (2)$$

Рис. 2 отображает данные эксперимента и моделирования.

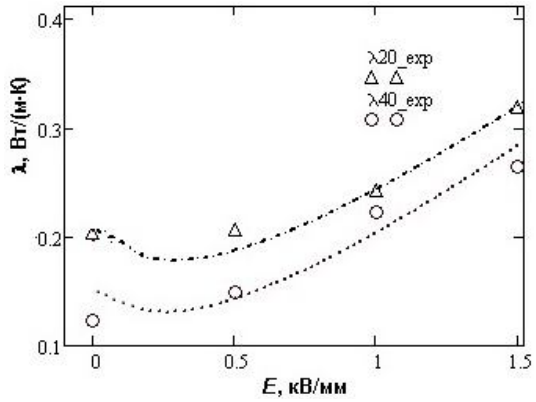


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплопроводности ЭРЖ от напряженности электрического поля E при температуре 20 и 40 °С. Экспериментальные данные и линии регрессии (соответственно)

Таким образом, проведенные исследования поведения коэффициента теплопроводности ЭРЖ показали характер его зависимости от температуры и значений внешнего электрического поля. Получены математические формулы для описания этой зависимости, которые дают хорошее совпадение теории и эксперимента.

Литература

1. Разработка экспериментальных методов исследования влияния процессов температурной, сдвиговой и структурной (поляризационной) релаксации на эффективность реологических материалов при динамических воздействиях, разработка комплексных алгоритмов управления характеристиками материалов и устройств на их основе для использования в энергетике, прецизионном приборостроении, транспортном машиностроении, авиастроении и строительстве: отчет о НИР (промежут.) / Ин-т тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова; рук. Е. В. Коробко. № ГР 20210110. Минск, 2022. – 117 с.

УДК 536.1

НАНОТЕПЛОФИЗИКА – НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИКИ

В. И. Хвесюк

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Представлены принципиальные особенности развивающегося в настоящее время нового направления теплофизики, изучающего перенос тепла в пределах расстояний от нанометров до микрометров. Показано, что это требует развития принципиально новых методов анализа тепловых процессов, отсутствующих в рамках классической теплофизики.

Ключевые слова: *статистическая физика, взаимодействия фононов, атомарные решётки.*

Теплофизика наносистем (нанотеплофизика) – направление, методы и средства исследования переноса тепла в рамках которого принципиально отличны от классической теплофизики. Это результат действия двух факторов, имеющих разный пространственный масштаб: 1) новое направление изучает объекты, размеры L которых порядка или меньше длин пробега переносчиков тепла в макроскопических образцах; 2) иногда эти размеры достигают порядка или меньше длин волн переносчиков тепла, что ведёт к деформации классических функций распределения (Бозе–Эйнштейна, Ферми–Дирака, Планка). Эта особенность называется квантовым ограничением.

Ещё одна особенность – классическая статистическая теория – используется обычно для изучения свойств разреженных газов, теплофизика наносистем – для изучения свойств твёрдых тел.

Главная цель этого направления – создание теории, адекватно отражающей процессы переноса тепла в наносистемах. Это необходимо, чтобы получать достоверную информацию о свойствах новых наносистем.

Основная часть. Здесь всё внимание уделяется переносу тепла в твёрдых телах, размеры которых от нано- до микрометров. Из определения новой теплофизики следует кардинальное её отличие от классической макроскопической теплофизики: отношение длин свободного пробега l_∞ к размеру тела L, т. е. параметр Кнудсена $\mathrm{Kn} = l_\infty / L$ классика $\mathrm{Kn} \ll 1$ (диффузионный перенос тепла), нано от $\mathrm{Kn} \geq 1$ до $\mathrm{Kn} \gg 1$ Это приводит к тому, что в новом направлении теплофизики не выполняется закон Фурье – основа для расчётов переноса тепла в твёрдых телах. Эту ситуацию часто называют «недиффузионная» или «не-Фурье теплопроводность» [1]. Следствием является необходимость создания принципиально нового направления теплофизики, что в настоящее время и происходит.

Из-за невозможности применения уравнения теплопроводности в расчётах переноса тепла в наноструктурах необходимо использовать статистическую теорию. Однако это должна быть новая статистическая теория. Ниже перечислены причины, с которыми связана необходимость разработки новых подходов.

1. Неприменимость закона Фурье ставит под вопрос использование понятия «теплопроводность». В связи с этим используется термин «эффективная теплопроводность». Эта величина отличается от классической теплопроводности. Дело в том, что она зависит от размеров и формы тела, направления теплового потока. Причина – в рамках нового направления длина свободного пробега переносчиков тепла зависит от размеров и формы твёрдых тел, а теплопроводность напрямую зависит от длины свободного пробега, поэтому она оказывается анизотропной для монокристаллических образцов. И методы определения тепловых потоков зависят от этих факторов.

2. Классическая статистика не учитывает границы тел. Статистика наносистем, как правило, должна учитывать наличие границ тел и их шероховатость. Здесь два фактора. Во-первых, взаимодействия фононов с границами. Существует баллистический режим переноса тепла в тонких плёнках, когда учитываются взаимодействия фононов только с границами. Во-вторых, явление квантового ограничения. Размеры объектов порядка 10^{-9}м сравнимы с длинами волн переносчиков тепла. Это ведёт к тому, что функции распределения фононов, электронов, фотонов существенно отличаются от равновесных. Это необходимо учитывать.

3. Для полупроводников и диэлектриков переносчиками тепла являются кванты упругих волн – фононы, безмассовые квазичастицы, аналоги фотонов, но, в отличие от них, вступающие во взаимодействие друг с другом. Эти взаимодействия существенно отличаются от взаимодействий атомов в рамках классической статистики. Если атомы классических разреженных газов испытывают парные столкновения, то фононы взаимодействуют по три или четыре квазичастицы. Существуют по крайней мере два разных типа фононов, которые надо учитывать в отдельности. Фононы вступают как в упругие, так и в неупругие взаимодействия. Наконец, необходимо учитывать взаимодействия фононов с примесями и дефектами решётки.

4. Отдельная и очень сложная проблема – определение свойств фононного газа. Это так называемые дисперсионные соотношения. Сложность связана с тем, что они определяются из анализа колебаний атомарных решёток. Здесь две задачи. Во-первых, взаимодействия атомов друг с другом. Атомы рассматриваются как состоящие из ядра, окружённого электронной оболочкой плюс, отдельно, газ относительно свободных валентных электронов. В отличие от классики, где принимается, что между атомами действуют центральные силы, здесь взаимодействие значительно сложнее. В связи с этим была создана теория функционала плотности, разработчик которой Уолтер Кон получил Нобелевскую премию. Во-вторых, из-за необходимости учёта формы атомарной решётки задача решается для большого числа атомов одновременно. Также необходим учёт анизотропии атомарных решёток.

5. Кроме того, существует много объектов, отсутствующих в классической теплофизике. Например, наличие контактной поверхности между двумя телами – задача об определении проводимости Капицы. Эта проблема решается с 1952 г. (И. М. Халатников [2]), но только в последнее время начинает принимать завершающие формы [3]. Другой пример – перенос тепла в сверхрешётках, состоящих из тонких слоёв разных материалов. Эта задача интересна тем, что для неё существуют когерентный и некогерентный режимы переноса тепла. (Когерентный режим был предсказан в 1956 г. С. В. Рытовым [4].)

Ещё один пример – перенос тепла в графеновых нанолентах. Это полупроводники, типичные представители наноструктур, обладающие уникальными свойствами – необыкновенно высокими значениями подвижности электронов (за что А. Гейм, К. Новосёлов получили Нобелевскую премию [5]), высокой теплопроводностью. Особенность переноса тепла в графене – к двум различным фононам, характерным для макроскопических тел, в нанолентах добавляется третья квазичастица другой природы, обеспечивающая высокую теплопроводность.

6. Очень интересные результаты, касающиеся излучения на расстояниях порядка длин волн электромагнитного излучения, в середине прошлого века были получены С. М. Рытовым. Он развил новое направление электродинамики – электродинамику флуктуирующих электромагнитных полей. В отличие от электродинамики Максвелла она предсказывает излучение твёрдых тел. В связи с этим С. М. Рытов впервые изучил характер излучения вблизи поверхностей твёрдых тел на расстояниях порядка длин волн электромагнитного излучения. Обнаружилось, что в этой области мощность излучения на несколько порядков больше мощности излучения, предсказываемого законом Стефана–Больцмана. Эксперименты подтверждают это удивительное явление. Уже в XXI веке были выполнены расчёты, показавшие, что частотные распределения электромагнитного излучения на порядки превышают классическое распределение Планка (это область длин волн от 10 мкм до 1 нм).

7. Главная задача, которая стоит при создании наноэлектроники – эффективное удаление тепла из электронных цепей. В связи с этим важное значение имеет разработка принципиально новых теплоносителей. К ним относятся теплоносители с управляемыми значениями температур фазовых переходов. Такие системы позволяют обеспечить сброс очень больших тепловых потоков.

Литература

1. Chen G. Non-Fourier phonon heat conduction at the microscale and nanoscale // Nat. Rev. Phys. 2021. Vol. 3, No. 8. P. 555–569.

2. Халатников И. М. Гидродинамика растворов посторонних частиц в гелии II // ЖЭТФ. 1952. Т. 23. С. 169.

3. Liu B., Khvesyuk V. I. Analytical model for thermal boundary conductance based on elastic wave theory // Int. J. Heat Mass Transf. 2020. Vol. 159. P. 120117.

4. Рытов С. М. Акустические свойства мелкослоистой среды // Акуст. журн. 1956. Т. 2. С. 71.

5. Novoselov K. S. et al. Electric field effect in atomically thin carbon films // Science. 2004. Vol. 306, No. 5696. P. 666–669.

УДК 536.46+538.9

О ПРИЧИНЕ СНИЖЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПРИ СВС В МНОГОСЛОЙНЫХ ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СИСТЕМЫ Ni-Al

Б. Б. Хина

Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск

Разработана теоретическая модель для оценки температуры и времени воспламенения при СВС многослойных тонких пленок системы Ni-Al в режиме теплового взрыва. Тепловыделение лимитируется диффузионно-контролируемым ростом фазы-продукта (NiAl) на границе исходных металлов. Расчеты выполнены с использованием экспериментальных данных по коэффициенту диффузии в фазе NiAl, измеренному в условиях СВС в тонкопленочной структуре. Показано, что снижение температуры воспламенения может быть связано только с геометрическим фактором – малой толщиной слоев реагентов.

Ключевые слова: *самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС), реакционная диффузия, тепловой взрыв, воспламенение, многослойные тонкие пленки.*

Самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) в многослойных тонких пленках ряда систем, например Ni-Al, Zr-Al и др., с характерной полутолщиной бинарного слоя 20–50 нм и числом пар слоев ~1000 используется как быстрый источник тепла для сварко-пайки термочувствительных материалов, таких как композиты и аморфные сплавы, для пайки и герметизации электронных компонентов [1, 2]. Экспериментально известно, что скорость горения в таких случаях велика (~10 м/с), а температура воспламенения T_{ig} существенно понижается. Так, в системе Ni-Al величина T_{ig} становится ниже точки плавления алюминия (T_m = 933 K), в то время при обычном СВС в порошковых смесях горение инициируется только при нагреве выше T_m наиболее легкоплавкого компонента (в данной системе – Al), а скорость волны СВС не превышает значений ~10 см/с. Снижение T_{ig} наблюдается также при механоактивированном СВС (МА-СВС) в порошковой смеси, когда разрушение и холодная сварка при предварительном кратковременном интенсивном размоле в шаровой мельнице проводит к формированию слоистых частиц Ni-Al с характерной толщиной слоев порядка 1 мкм [3].

В данной работе проведено теоретическое исследование понижения величины T_{ig} в системе Ni-Al при уменьшении характерного размера слоев реагентов. Рассматривается нагрев элементарного бислоя Ni-Al с постоянной скоростью r_T и его самовоспламенение за счет экзотермического взаимодействия – образования и роста соединения γ-NiAl (фаза с упорядочением типа B2 на основе ОЦК-решетки с периодом a_{NiAl} = 0,28870 нм [4]). При этом задается начальная толщина слоя алюминия h_{Al}^0 в диффузионной паре, а толщина слоя никеля h_{Ni}^0 определяется из условия баланса массы для образования стехиометрического продукта NiAl (50 ат.% Ni). Принято, что в начальный момент времени на границе Ni/Al образуется сплошной слой NiAl толщиной порядка критического зародыша $h_{NiAl}^0 \sim 10 a_{NiAl} \approx 3$ нм. Его дальнейший рост и, соответственно, тепловыделение лимитируется твердофазной диффузией через слой этой фазы. Теплопотери в окружающую среду не учитываются.

Скорость изменения температуры системы определяется уравнением

$$\frac{dT}{dt} = r_T + \frac{\rho_{NiAl} Q(T)}{\rho_{Al} c_{p,Al}(T) h_{Al}(t) + \rho_{Ni} c_{p,Ni}(T) h_{Ni}(t) + \rho_{NiAl} c_{p,NiAl}(T) h_{NiAl}(t)} \frac{dh_{NiAl}}{dt}, \qquad (1)$$

где тепловыделение реакции на единицу массы при данной температуре T имеет вид

$$Q(T) = -\left[\Delta H^0_{T,NiAl}/\mu_{NiAl} - \left(\Delta H^0_{T,Al}/\mu_{Al} + \Delta H^0_{T,Ni}/\mu_{Ni}\right)\right]. \quad (2)$$

Здесь нижние индексы *Al* и *Ni* относятся к реагентам, *NiAl* – к продукту.

Текущая толщина слоя продукта при его диффузионно-контролируемом росте определяется из уравнения

$$h_{NiAl}\frac{dh_{NiAl}}{dt} = \rho_{NiAl} D_{NiAl}(T)\left(C^0_{NiAl/Al} - C^0_{NiAl/Ni}\right)\left(K^{-1}_{NiAl/Ni} + K^{-1}_{NiAl/Al}\right),$$
$$K_{NiAl/Ni} = \rho_{NiAl} C^0_{NiAl/Ni} - \rho_{Ni} C^0_{Ni},\ K_{NiAl/Al} = \rho_{Al} C^0_{Al} - \rho_{NiAl} C^0_{NiAl/Al}, \quad (3)$$

где $C^0_{NiAl/Al}$ и $C^0_{NiAl/Ni}$ – равновесные концентрации алюминия в фазе NiAl на границах NiAl/Al и NiAl/Ni, соответственно, C^0_{Ni} и C^0_{Al} – составы твердых растворов на основе никеля и алюминия в равновесии с NiAl; $C^0_{Al} \approx 1$, поскольку Ni почти нерастворим в твердом алюминии.

Текущие толщины Al и твердого раствора на основе Ni определяются из условия

$$h_{Ni}(t) = h^0_{Ni} - h_{NiAl}(t)\frac{\rho_2}{\rho_3}\frac{2 - C^0_{NiAl/Al} - C^0_{NiAl/Ni}}{2(1 - C^0_{Ni})}, \quad h_{Al}(t) = h^0_{Al} - h_{pr}(t)\frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{C^0_{NiAl/Al} + C^0_{NiAl/Ni} - 2C^0_{Ni}}{2(1 - C^0_{Ni})}. \quad (4)$$

Коэффициент диффузии в фазе NiAl определен в аррениусовском виде:

$$D_{NiAl}(T) = D_0\, exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (5)$$

Начальные условия к уравнениям (1) и (3) имеют вид

$$T(t=0) = T_0 = 298\ \text{K},\quad h_{Al}(t=0) = h^0_{Al},\quad h_{Ni}(t=0) = h^0_{Ni},\quad h_{NiAl}(t=0) = h^0_{NiAl}. \quad (6)$$

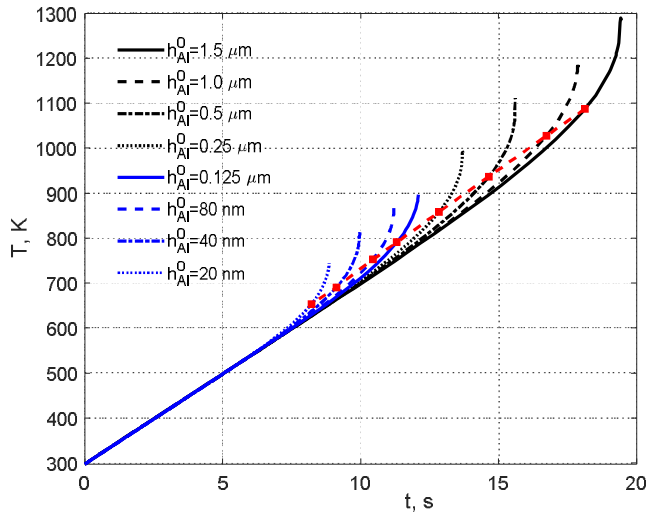
Тепловой взрыв происходит, когда скорость разогрева из-за тепловыделения реакции превышает скорость нагрева r_T от внешнего источника. Тогда из уравнения (1) следует, что в момент самовоспламенения (при $t = t_{ig}$)

$$dT/dt\big|_{t_{ig}} = 2r_T. \quad (7)$$

Поскольку в литературе имеются сильно различающиеся значения параметров диффузии в фазе NiAl, для расчетов взяты экспериментальные значения, полученные для СВС в данной тонкопленочной системе: $D_0 = 8{,}2\cdot10^{-5}$ см^2/с, E = 111 кДж/моль [5].

На рисунке показаны результаты расчетов для скорости нагрева от внешнего источника r_T = 40 К/с при разных значениях толщины исходного слоя алюминия. Видно, что снижение температуры воспламенения может быть связано только с геометрическим фактором – уменьшением толщины слоев металлических реагентов. Однако для ситуации МА-СВС, когда h^0_{Al} = 0,5–1,5 мкм, рассчитанное снижение T_{ig} меньше экспериментально наблюдаемых значений. Обычно в литературе это объясняют накоплением неравновесных вакансий при интенсивной холодной пластической деформации [6], которые могут существенно ускорить твердофазную диффузию, как это имеет место, например, в облученных сплавах. Однако, как показано ранее [3, 7], при нагреве происходит быстрая релаксация вакансий к равновесной концентрации из-за высокой плотности объемно-распределенных стоков (краевых дислока-

ций). Во-вторых, вакансии при деформации накапливаются в исходных металлах (Ni и Al с ГЦК решеткой), а новая фаза с иной кристаллической решеткой (B2-NiAl), которая образуется на границе исходных фаз, не может их унаследовать. По нашемумнению причиной снижения температуры воспламенения при МА-СВС может быть изменение механизма роста фазы-продукта на границе исходных металлов.



Рассчитанные термограммы нагрева диффузионной пары Ni-Al для разных толщин исходного слоя алюминия при скорости нагрева 40 К/с. Красные точки – температуры воспламенения

Обозначения

D – коэффициент диффузии, м^2/с; T – температура, К; t – время, с; h – толщина слоя фазы, м; Q – тепловыделение, Дж/кг; ΔH – энтальпия, Дж/моль; μ – молекулярная масса, моль/кг, c_p – массовая теплоемкость, Дж/(кг·К); C – концентрация; ρ – плотность, кг/м^3; E – энергия активации, Дж/моль, R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К).

Литература

1. Mukasyan A. S., Rogachev A. S. and Aruna S. T. Combustion synthesis in nanostructured reactive systems // Adv. Powd. Technol. 2015. Vol. 26, No. 3. P. 954–976.

2. Danzi S., Menetrey M., Wohlwend J. and Spolenak R. Thermal management in Ni/Al reactive multilayers: Understanding and preventing reaction quenching on thin-film heat sinks // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2019. Vol. 11, No. 45. P. 42479–42485.

3. Mukasyan A. S., Khina B. B., Reeves R. V. and Son S. F. Mechanical activation and gasless explosion: Nanostructural aspects // Chem. Eng. J. 2011. Vol. 174, No. 2-3. P. 677–686.

4. Sauthoff G. Intermetallics. Berlin: Wiley-VCH, 1995.

5. Pauls J. M., Shuck C. E., Genc A., Rouvimov S. and Mukasyan A.S. In-situ transmission electron microscopy determination of solid-state diffusion kinetics in the aluminum-nickel system // J. Sol. State Chem. 2019. Vol. 276. P. 114–121.

6. Корчагин М. А., Григорьева Т. Ф., Бохонов Б. Б., Шарафутдинов М. Р., Баринова А. П., Ляхов Н. З. Твердофазный режим горения в механически активированных СВС-системах. II. Влияние режимов механической активации на характеристики процесса и состав продуктов горения // ФГВ. 2003. Т. 39, № 1. С. 60–68.

7. Khina B. B. Effect of mechanical activation on SHS: Physicochemical mechanism // Int. J. SHS. 2008. Vol. 17, No. 4. P. 211–217.

УДК 536.33

РАЗРАБОТКА УСТАНОВКИ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С УРОВНЕМ ТЕМПЕРАТУР ДО 2300 К

М. В. Худорожко, П. В. Просунцов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Предложен вариант установки радиационного нагрева, работающей по принципу концентрации излучения от большого количества серийных шаровых галогенных ламп или газоразрядных ламп. Представлено аналитическое решение задачи определения падающего теплового потока на объект испытаний в системе с излучателем в виде тонкостенного цилиндра и зеркального отражателя. Показано хорошее соответствие аналитического решения и полученного путем моделирования методом конечных элементов. На основе полученной аналитической формулы и решения глобальной задачи оптимизации продемонстрирована возможность достижения уровня падающего потока излучения со средним значением в 150 Вт/см^2, соответствующим радиационно-равновесной температуре в 2300 К, на образце диаметром 100 мм с общим энергопотреблением установки в 80 кВт.

Ключевые слова: *галогенная лампа, газоразрядная лампа, стенд радиационного нагрева, источник концентрированного излучения, моделирование радиационного теплообмена.*

Процесс создания изделий авиационной и ракетно-космической техники неразрывно связан с экспериментальной отработкой материалов и элементов конструкции, повергающихся воздействиям тепловых и силовых нагрузок, например, таких как система теплозащиты современных летательных аппаратов [1]. В настоящее время система тепловой защиты имеет важное значение для обеспечения безопасного функционирования летательного аппарата. Создание подобных систем стимулирует разработку новых материалов, способных выдерживать экстремальные условия высокоскоростных полетов. Среди подобных материалов можно выделить керамоматричные композиционные материалы [2] на основе карбида кремния, сверхвысокотемпературную керамику (англ. UHTC) [3] и современные абляционные материалы [4]. Для проведения тепловых испытаний широкое распространение получили установки радиационного нагрева, среди которых можно выделить стенды, в которых в качестве источника нагрева используются трубчатые галогенные и газоразрядные лампы. Так, в [5] представлен проект установки радиационного нагрева, которая позволяет достигать уровня рабочих температур на поверхности образца в 2000 К. При этом надежная работа галогенных ламп обеспечивается их обдувом потоком сжатого воздуха. Однако расчеты показывают, что установки этого типа работают практически на пределе своих возможностей, поскольку дальнейшее увеличение мощности приводит к перегреву колб ламп с последующим выходом их из строя.

Расширение диапазона рабочих температур на поверхности испытываемых образцов материалов и элементов конструкций может быть достигнуто за счет использования принципа концентрации излучения от большого количества сравнительно маломощных источников с эллиптическими отражателями [6]. В их качестве могут выступать как галогенные, так и газоразрядные шаровые лампы. Из-за сравнительно низкой мощности у данных вариантов ламп отсутствует явно выраженная проблема перегрева колб.

На сегодняшний день отсутствуют устоявшиеся методики проектирования установок подобного типа. Поэтому предложена методика проектирования установки концентрированного радиационного нагрева, основанная на решении геометрической обратной задачи с использованием современных алгоритмов оптимизации. Формулировка обратной задачи пре-

дусматривает минимизацию квадратичного функционала невязки заданных и расчетных значений величин падающего потока излучения на поверхности объекта испытаний. Задача оптимизации делилась на два этапа. Вначале определялись конфигурация источников излучения (ламп и отражателей) и их расположение в пространстве, которые доставляют максимум среднему значению падающего потока излучения. Второй этап заключается в получении заданного распределения падающего потока путем изменения «точек прицеливания» источников излучения.

Для определения значений падающего потока излучения в случае наличия в системе поверхностей с зеркальным типом отражения, как правило, используется метод мнимого изображения источника. Однако применение данного метода для криволинейных поверхностей в традиционной формулировке не является правомерным. Поэтому на основе теории переноса излучения в системе излучающих и отражающих поверхностей была разработана аналитическая модель расчета плотности падающего потока от единичного источника излучения цилиндрической формы с осесимметричным криволинейным отражателем. На рис. 1 показана расчетная схема задачи.

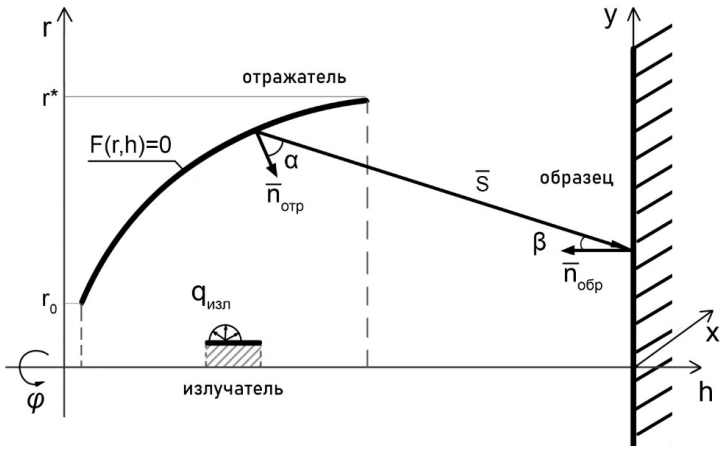


Рис. 1. Расчетная схема переноса излучения через отражатель на образец

Для определения плотности потока излучения в точке образца с координатами x и y использовалась зависимость

$$q_{обр}(x,y)=\int_0^{2\pi}\int_{r_0}^{r_к} q_{изл}\frac{\cos(\alpha)\cos(\beta)}{\pi S^2}\lambda r dr d\varphi .$$

Определение падающего радиационного потока на объект испытаний сводится в этом случае к численному интегрированию представленного выражения, что позволяет существенно повысить скорость расчета по сравнению с традиционным подходом, основанным на методе конечных элементов. Выигрыш может достигать 200 раз. Полученные соотношения позволяют эффективно в вычислительном отношении определить зависимость падающего теплового потока от геометрических параметров и оптических характеристик элементов источника излучения. На рис. 2 показано сравнение результатов, полученных с помощью аналитической модели и с использованием метода конечных элементов. Видно их хорошее соответствие.

Применение представленной методики дает теоретическую возможность создания установки концентрированного радиационного нагрева для испытаний высокотемпературных композиционных материалов с уровнем температуры до 2300 К на цилиндрическом образце диаметром 100 мм с общим энергопотреблением установки в 80 кВт. Среднее значение падающего потока излучения на образец составило 150 Вт/см^2.

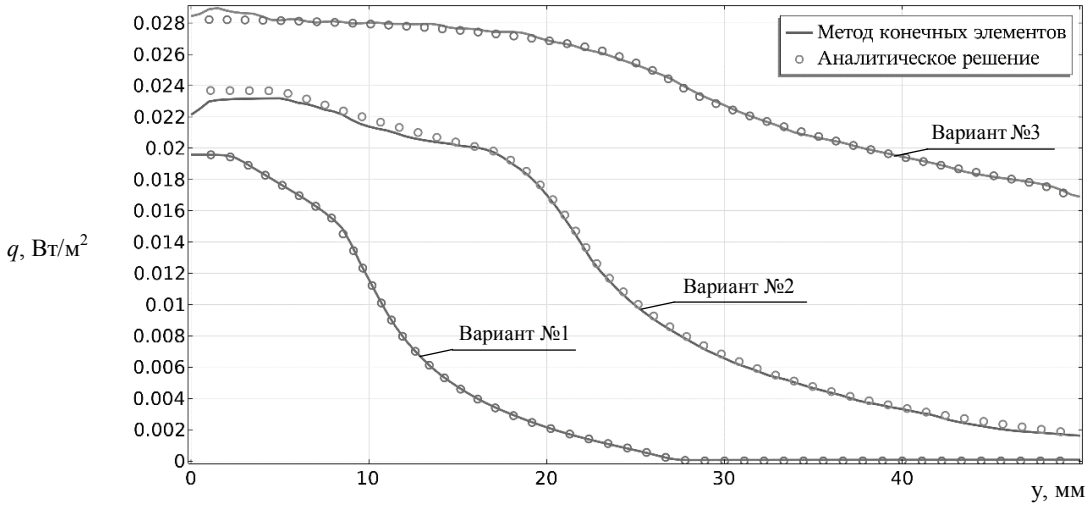


Рис. 2. Сравнение результатов аналитического решения и полученных методом конечных элементов

Обозначения

r, φ, h – цилиндрические координаты; $F(r,h)$ – уравнение поверхности отражателя; x, y – координаты точки на объекте испытаний; r_0 – радиус отверстия отражателя; $r*$ – габаритный радиус отражателя; $q_{изл}$ – поток излучения от источника, Вт/м^2; α – угол между направлением на элементарную площадку объекта испытаний от отражателя и нормалью отражателя, β – угол между угол между направлением на элементарную площадку отражателя от образца и нормалью объекта испытаний; S – расстояние между элементарными площадками отражателя и объекта испытаний, м; λ – элемент длины в цилиндрических координатах, $rdrd\varphi$ – элемент площади отражателя в цилиндрических координатах.

Литература

1. Аронов Д. И., Клягин В. А. Перспективные методы организации тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов // Вестн. Концерна ВКО "Алмаз–Антей". 2021. № 1 (36). С. 52–66.

2. Boehrk H., Weihs H., Elsäßer H. Hot structure flight data of a faceted atmospheric reentry thermal protection system // Int. J.of Aerospace Engineering. 2019. Vol. 2019. P. 1–16.

3. Соколов П. С., Аракчеев А. В., Михальчик И. Л. и др. Сверхвысокотемпературная керамика на основе ZrB_2–SiC: получение и основные свойства // Новые огнеупоры. 2017. № 1. С. 33–39.

4. Poloni E., Bouville F., Schmid A.L. and etc. Carbon ablators with porosity tailored for aerospace thermal protection during atmospheric re-entry // Carbon. 2022. Vol. 195. P. 80–91.

5. Балджиев Р. С., Просунцов П. В., Резник С. В. и др. Разработка стендов радиационного нагрева для испытания образцов керамических материалов с уровнем температур до 2000 К // Междунар. науч.-практ. конф. «Ключевые тренды в композитах: наука и технологии». 2018. С. 68–73.

6. Худорожко М. В., Просунцов П. В. Разработка установки концентрированного радиационного нагрева для испытаний высокотемпературных композиционных материалов // XLVII Академические чтения по космонавтике: сб. тез. Т. 1. М.: Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, 2023. С. 101–102.

УДК 620.92:62-67

ПОВЕДЕНИЕ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОМАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ДИНАМИКА ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ

К. Т. Чан*, И. А. Михайлова, А. С. Дмитриев

Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», г. Москва, Россия
**tranqth.96@gmail.com*

Данная работа посвящена исследованию оптических свойств и динамики процесса испарения наножидкостей на основе диэлектрических наночастиц и дистиллированной воды под действием солнечного излучения. Оптические свойства наножидкостей были экспериментально определены на высокочувствительном оптоволоконном спектрофотометре AvaSpec-2048. В результате были получены спектры экстинкции, которые показали большой вклад наночастиц в ослабление излучения в видимом диапазоне. Исследование динамики процесса испарения наножидкостей было проведено с помощью оптического теневого метода на установке Kruss EasyDrop FM40Mk2 для капель, сидящих на подложке. Было изучено влияние различных факторов на процесс испарения капель, включая тип материала и концентрацию нанокомпонентов, направление облучения, объем капли и материал подложки. В результате были определены критические концентрации наночастиц для капель исследуемых наножидкостей, при которых скорость испарения капель достигает стабильного уровня. Показано, что скорость испарения капель под действием солнечного излучения сильно зависит от направления облучения, объема капли и материала подложки. Проведен анализ морфологии осадочных структур капель и показана их зависимость от различных факторов.

Ключевые слова: *наножидкость, солнечное излучение, оптические свойства, коэффициент экстинкции, динамика испарения капель, критическая концентрация, морфология осадочной структуры.*

Исследование процесса испарения капель коллоидных растворов, таких как наножидкости, играет ключевую роль во многих областях инженерии, включая покрытие, печатные технологии, микрофлюидные устройства, а также солнечную теплоэнергетику [1, 2]. Экспериментально исследованы оптические свойства наножидкостей на базе дистиллированной воды в видимом диапазоне и ближней области инфракрасного диапазона длин волн солнечного излучения. Были получены спектры экстинкции для наножидкостей на основе диоксида титана (TiO_2), диоксида кремния (SiO_2) и наноалмаза (ND). Стабильность данных наножидкостей также была исследована. Показано, что исследуемые наноматериалы дают большой вклад в ослабление солнечного излучения в области видимого диапазона. При этом получено, что наножидкость диоксида титана обладает наиболее высоким коэффициентом экстинкции (рис. 1). Однако стабильность данной наножидкости очень низкая, в то время наножидкости диоксида кремния и наноалмаза довольно стабильны.

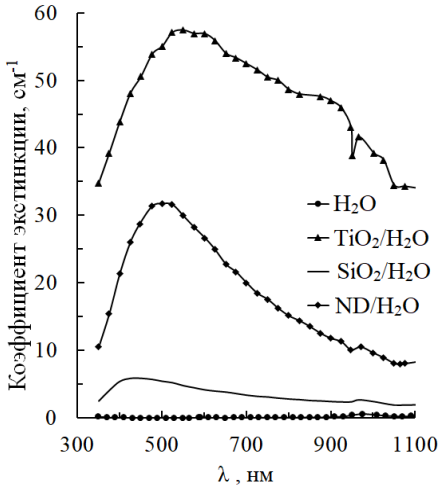


Рис. 1. Спектры экстинкции солнечного изучения наножидкостями при объемной концентрации наночастиц 500 ppm

Исследование процесса испарения под действием солнечного излучения показало, что по мере повышения объемной концентрации наночастиц скорость испарения сначала резко увеличивается, а затем выходит на стабильный уровень при достижении критической концентрации. Критическая концентрация для исследуемых наножидкостей TiO_2/H_2O, ND/H_2O и SiO_2/H_2O составляет 30, 20 и 10 ppm соответственно (рис. 2).

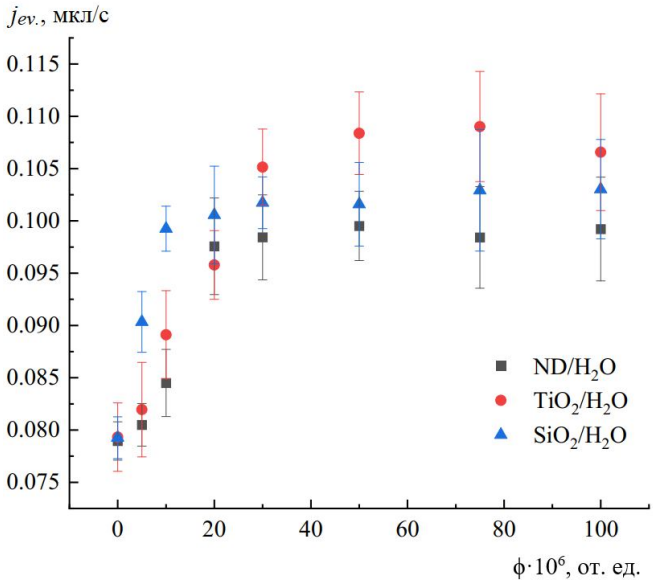


Рис. 2. Влияние материала и концентрации наночастиц на скорость испарения капель

Под действием излучения капли испаряются в основном в двух режимах: режим «прилипания–скольжения» и режим постоянного контактного диаметра. Первый режим характерен для капель, которые содержат наночастицы с концентрацией меньше критического значения. Второй режим реализуется у капель с критической или более высокой концентрациями наночастиц. Кроме того, весь процесс испарения всех капель можно разделить на три стадии: начальная стадия с растеканием капель, основная и конечная стадии (рис. 3). Получено, что скорость испарения капель существенно зависит от направления их облучения. При этом капли испаряются с наибольшей скоростью при угле φ = 0°. Показано, что скорость испарения капель линейно зависит их объема.

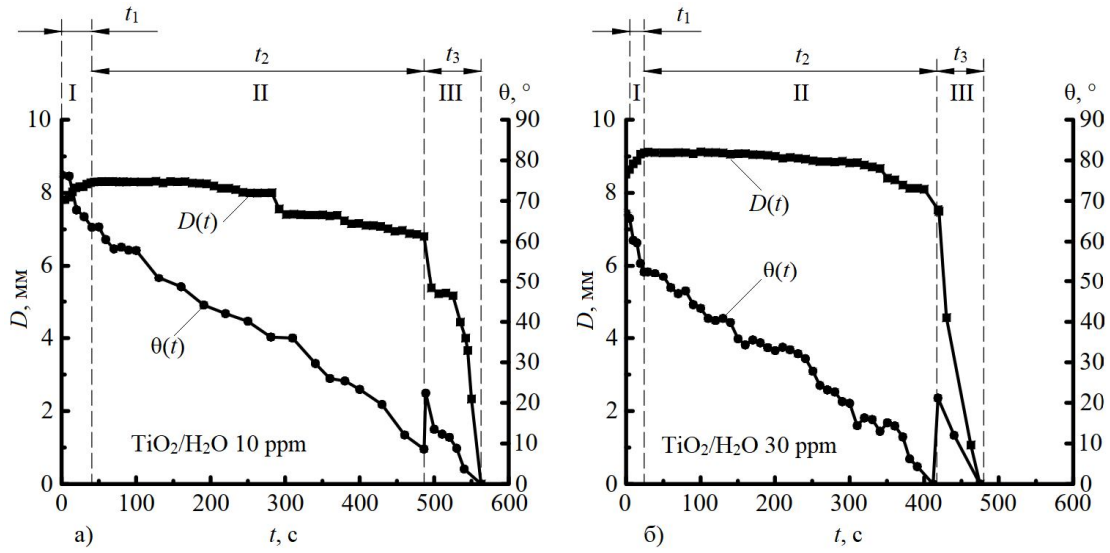


Рис. 3. Стадии процесса испарения капель наножидкости TiO_2/H_2O при концентрации 10 ppm (а) и при критической концентрации 30 ppm (б): I – начальная стадия с растеканием капли и длительностью t_1; II – основная стадия испарения со длительностью t_2; III – конечная стадия длительностью t_3

Также проанализированы морфологии осадочных структур капель после их высыхания под действием излучения солнечного имитатора (рис. 4).

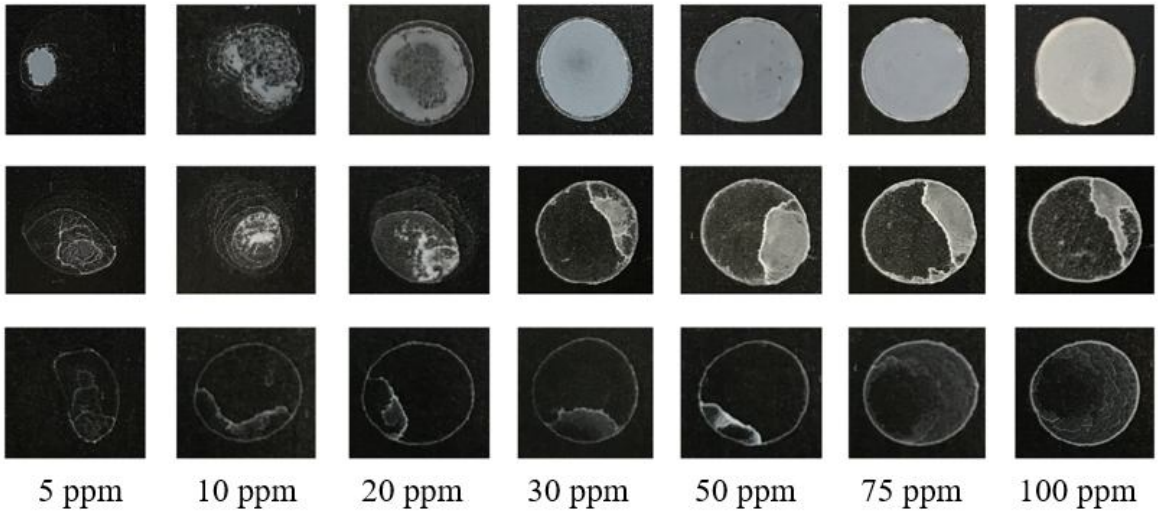


Рис. 4. Морфологии осадочной структуры капель наножидкостей ND/H_2O (1-й ряд), TiO_2/H_2O (2-й ряд), SiO_2/H_2O (3-й ряд)

Обозначения

λ – длина волны, нм; ϕ – объемная концентрация наночастиц, отн. ед.; j_{ev} – средняя скорость испарения капель, мкл/с; D – контактный диаметр капель, мм; θ – средний контактный угол; t_1, t_2, t_3 – продолжительность каждой стадии процесса испарения капель, с.

Литература

1. Дмитриев А. С., Клименко А. В. Преобразование солнечного излучения в пар – новые возможности на основе наноматериалов (обзор) // Теплоэнергетика. 2020. № 2. С. 1–16.

2. Дмитриев А. С., Клименко А. В. Перспективы использования двумерных наноматериалов в энергетических технологиях (обзор) // Теплоэнергетика. 2023. № 8. С. 3–26.

УДК 538.9:539.2

МАССОПЕРЕНОС В НАНОСТРУКТУРАХ

Э. М. Шпилевский[1], С. А. Филатов[1], Л. А. Матвеева[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАН Украины, г. Киев
eshpilevsky@rambler.ru

Выявлены особенности процессов массопереноса в металл-металл (Ag-Au, Ag-Cu) и в металл-фуллереновых (Ag-C_{60}, Au-C_{60}) наноструктурах: высокие значения коэффициентов диффузии в наноматериалах, на порядки превышающие значения для массивных материалов, чувствительности коэффициента диффузии к состоянию межзёренных границ, градиенты поверхностной энергии служат силовым фактором, вызывающим дрейф атомов или молекул, в системах Ag-C_{60}, Au-C_{60} наблюдается униполярная диффузия металлов, размер зерен и состояние поверхности влияют на способность (вероятность) поверхности к образованию адатомов.

Ключевые слова: *металлы, фуллерены, фуллерит, коэффициент диффузии, границы зёрен, энергия активации.*

Исследования массопереноса проводили на пленочных образцах четырех систем: металл-металл (Ag-Au, Ag-Cu) и в металл-фуллерит (Ag-C_{60}, Au-C_{60}). Пленки получили по вакуумной технологии на стеклянных подложках аналогично как в работах [1, 2]. Их изготовление осуществлялось так, чтобы в слоях одной диффузионной пары зёрна имели примерно одинаковый размер, а диффузионные пары отличались размером зерен. Использование трафарета позволяло получать образцы, часть которых составляла двухслойная пленка, а часть – однослойная с резкой границей верхнего слоя металла, что давало возможность определять распределения концентрации в диффузионных зонах как вдоль поверхности пленок (поверхностная или латеральная диффузия), так и перпендикулярно поверхности (для изучения объемной диффузии). Диффузионный отжиг пленок проводили в вакууме при давлении остаточных паров воздуха $1\cdot10^{-4}$ Па и в среде очищенного водорода в температурном интервале 470–670 К.

Элементный состав как функции глубины двухслойных частей пленок определялся методом электронной Оже-спектроскопии. Величины смещений диффузионных фронтов по поверхности определяли по интенсивности характеристического рентгеновского излучения используемых металлов и по структурным изменениям поверхности. Структура пленок исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа LEO 1420VP.

Значения эффективных коэффициентов диффузии пленок рассчитывались из кинетических зависимостей смещений диффузионных фронтов равной концентрации, определенных экспериментально, и решения диффузионной задачи аналогично [1]. Для расчетов коэффициентов диффузии использовалась модель Гилмера и Фаррелла [3]. Энергия активации эффективной диффузии E_{ef} и предэкспоненциальный множитель D_o определялись графически (из зависимостей $\lg D_{ef} = f(1/T)$), исходя из уравнения Аррениуса:

$$D_{ef} = D_o \exp(Ek^{-1}T^{-1}). \quad (1)$$

Полученные из экспериментов данные показывают, что эффективные коэффициенты диффузии конкретной пары кроме температурной зависимости, зависят от размера зёрен и различаются для образцов, подвергнутых диффузионному отжигу в вакууме и в среде водорода. По-видимому, отжиг в водородной среде обеспечил очистку границ зерен от адсорбированного кислорода и изменил состояние межзёренных границ. Значения коэффициентов

диффузии в наноструктурированных материалах могут превышать значения для массивных материалов на 3-7 порядков.

В табл. 1 приведены значения эффективных коэффициентов диффузии и энергии активации диффузии в пленочных образцах с разным размером элементов структуры и в массивных образцах.

Таблица 1

Значения эффективных диффузионных параметров пленочных образцов с разным размером зерен (диффузия перпендикулярно поверхности)

Системы	Размер зерен						Массивные образцы	
	Δ = 100 нм		Δ = 200 нм		Δ = 300 нм			
	$D_o \cdot 10^{12}$, $м^2 \cdot с^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_o \cdot 10^{12}$, $м^2 \cdot с^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_o \cdot 10^{13}$, $м^2 \cdot с^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_o \cdot 10^{16}$ $м^2 \cdot с^{-1}$	E_{ef}, эВ
Au-Ag,	2,1	0,94	6,1	1,26	3,0	1,8	2,0	2,2
Ag-Cu	1,9	1,2	5,8	1,32	2,8	1,6	3,1	2,3
Au-Ag*	1,7	0,72	5,2	0,96	1,9	1,6	-	-
Ag-Cu*	1,6	0,92	5,3	1,2	1,8	1,45	-	-
Cu-C_{60}	9,8	0,60	8,2	0,65	8,2	0,65	-	-
Cu-C_{60} *	10,1	0,42	8,0	0,60	9,1	0,58	-	-

*для образцов, отожженных в среде водорода

В наноструктурированных материалах определяющую роль в формировании диффузионных потоков играют адатомы, что приводит к необычному проявлению граничных условий, чувствительности коэффициента диффузии к состоянию внутренних (межзёренных) границ. Так, при диффузионном отжиге в водородной среде параметры диффузии (коэффициенты диффузии и энергия активации) отличаются от таковых при отжиге в вакууме. Этот экспериментально установленный факт объясняется высокой способностью водорода проникать в решетку используемых металлов (особенно в золото), создавая, с одной стороны, дефекты в зернах, а с другой – изменяя состояние границ зерен.

При изучении поверхностной диффузии учитывалась роль градиентов поверхностной энергии как силового фактора, вызывающего дрейф атомов или молекул. Для расчетов параметров поверхностной диффузии использовалась модель «из полубесконечного пространства в полубесконечное», т. е. при наложении граничных условий:

$$\frac{\partial N_A}{\partial t} = D_{A\to B}\frac{\partial^2 N_A}{\partial x^2} + v_A\frac{\partial N_A}{\partial x}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial N_B}{\partial t} = D_{B\to A}\frac{\partial^2 N_B}{\partial x^2} - v_B\frac{\partial N_B}{\partial x}, \tag{3}$$

где $D_{A\to B}$ и $D_{B\to A}$ – парциальные коэффициенты диффузии; v_A и v_B – скорости дрейфа в поле атомов А и атомов В соответственно.

$$N(x,0) = \begin{cases} N_0 \ \text{для} \ x < 0, \\ 0 \ \text{для} \ x > 0. \end{cases} \tag{4}$$

решение уравнения диффузии во внешнем поле запишется в виде

$$N(x,t) = \frac{N_0}{2}\left(1 - \mathrm{erf}\,\frac{x - \mathrm{v}t}{2\sqrt{D_s t}}\right). \qquad (5)$$

Выбрав некоторое $N(x, t) = N_1$, можно для него экспериментально определить смещение x при заданных значениях времени диффузионного отжига t. Тогда получим

$$\frac{x - \mathrm{v}t}{2\sqrt{D_s t}} = \beta \quad \text{или} \quad \frac{x}{\sqrt{t}} = 2\beta\sqrt{D_s} + \mathrm{v}\sqrt{t}. \qquad (6)$$

Графическая обработка экспериментальных данных показала, что чувствительности коэффициента диффузии к состоянию межзёренных границ, градиенты поверхностной энергии служат силовым фактором, вызывающим дрейф атомов или молекул, в системах Ag-C_{60}, Au-C_{60} наблюдается униполярная диффузия металлов, размер зерен и состояние поверхности влияют на способность (вероятность) поверхности к образованию адатомов. Некоторые результаты обработки приведены на рис. 1 и 2, а также в табл. 2.

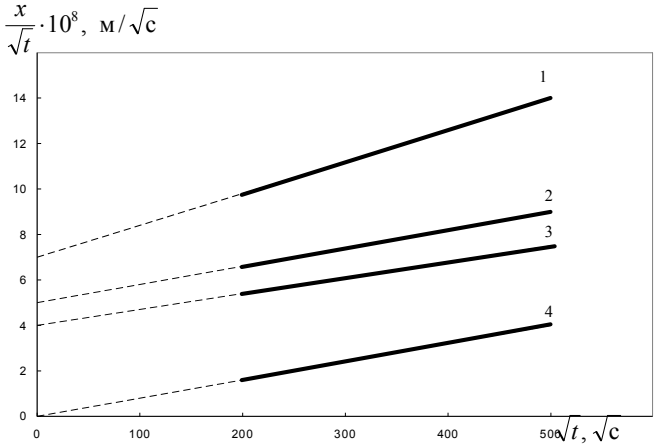


Рис. 1. Кинетика смещения плоскости равной концентрации атомов серебра на поверхности плёнок меди: 1 – Δ = 40 нм; 2 – 120; 3 – 190; 4 – монолит

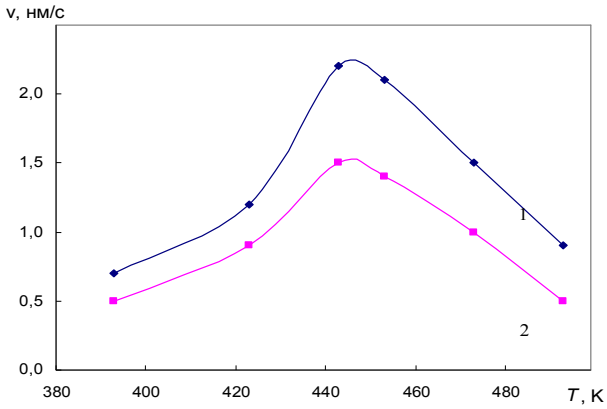


Рис. 2. Температурная зависимость скорости дрейфа атомов серебра по поверхности меди, приобретаемой под влиянием силового поля: 1 – Δ_{Ag} = 30 нм; 2 – 170

Таблица 2

Значения параметров поверхностной (латеральной) диффузии пленочных образцов с разным размером зерен

Системы	Размер зерен						Массивные образцы	
	Δ = 100 нм		Δ = 200 нм		Δ = 300 нм			
	$D_o\cdot 10^8$, м$^2\cdot$с$^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_o\cdot 10^8$, м$^2\cdot$с$^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_o\cdot 10^9$, м$^2\cdot$с$^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_o\cdot 10^{16}$ м$^2\cdot$с$^{-1}$	E_{ef}, эВ
Au-Ag	14,1	0,31	26,1	0,26	13,0	0,41	1,0	1,0
Ag-Cu	15,6	0,32	25,8	0,32	12,8	0,42	0,1	0,9
Ti-C_{60}	13,8	0,28	25,2	0,36	11,9	0,38	-	-
Cu-C_{60}	14,6	0,26	25,3	0,29	11,8	0,36	-	-

Литература

1. Шпилевский Э. М., Халими Р., Горбачевский Д. А., Старченко И. М. Исследование диффузионных процессов в двухслойных конденсатах Cu-Sn // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1984. № 2. С. 114–118.

2. Shpilevsky E. M., Tuvshintur P., Davaasabuu Zh., Filatov S. A., Shilagardi G. Metal-fullerene materials for electronics // Nanoscience and Technology. 2019. № 10. P. 303–309.

3. Gilmer G. H., Farrell H. H. Grain-boundary diffusion in thin films. II. Multiple grain-boundaries and surface diffusion // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. P. 4373–4380.

Секция № 5
«ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС, ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ»

УДК 533.95

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ЭНЕРГООБМЕНА В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ СТРУЙНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

С. А. Аверьянова, Н. К. Куракина, Н. В. Образцов, Е. Н. Тонконогов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Институт энергетики, г. Санкт-Петербург, Россия

Исследование и анализ процессов энергообмена между дугой и потоком газа на всех этапах горения сильноточной дуги является необходимой частью разработки новых типов высоковольтных выключателей. Особый интерес представляет энергообмен между плазмой дуги отключения и газовым потоком в нуле тока, а также последующий этап восстановления прочности межконтактного промежутка после разрушения остаточного следа дуги в нуле тока. В работе использованы численные методы для изучения возможности интенсификации энергообмена на различных этапах горения сильноточной дуги переменного тока в сопловом канале переменного сечения при использовании резонатора Гартмана в качестве одного из контактов и при дополнительном струйном воздействии на поток.

Ключевые слова: *газоразрядная плазма, энергообмен в нуле тока, высоковольтный газовый выключатель переменного тока, элегаз, принцип Гартмана, численное моделирование.*

Процессы, протекающие при энергообмене между плазмой дуги и газовым потоком в газоразрядном оборудовании, возможно рассматривать по отдельности и последовательно или в рамках одной постановки. По отдельности проводят исследования процессов, протекающих в сильноточной фазе, и в нуле тока с последующим восстановлением прочности межконтактного промежутка. Последовательное рассмотрение процессов энергообмена в газоразрядном оборудовании представляет собой сложную междисциплинарную задачу, учитывающую влияние множества факторов [1–3]. При проведении такого анализа необходимо учитывать, что исследуемые процессы являются быстропротекающими, а также взаимное влияние электрических, магнитных полей, транспортных свойств плазмы и их зависимость от термодинамических параметров, параметров дугогасящей среды, взаимодействие дуги отключения и дугогасящего потока. Важную роль в энергообмене сильноточной дуги на всех этапах её существования (горение, разрушение плазменного столба) играет структура газового потока (распределение полей давления, числа Маха, наличие ударных волн). Оказать влияние на интенсивность энергообмена можно с помощью изменения структуры потока газа, в котором происходит процесс горения дугового разряда [1–3].

Экспериментально доказано [5], что использование контакта в форме резонатора Гартмана приводит к увеличению скорости восстановления прочности межконтактного промежутка в дугогасительном устройстве газового высоковольтного выключателя на 15–20%. Изменения полей давления, температуры и числа Маха оказывает существенное влияния на скорость восстановления прочности [6]. Изменение полей давления и числа Маха позволяет управлять энергообменом между дугой и газовым потоком [7].

В работе [8] для сопловой конструкции дугогасительного устройства газонаполненного высоковольтного выключателя с контактом в форме резонатора Гартмана авторами показано, что для непроводящего потока газа при дополнительном воздействии на поток управляемым газовым импульсом (ГИ) можно интенсифицировать процессы энергообмена. Газовый импульс способствует интенсификации волнового процесса, формируемого резонатором Гартмана, и обеспечивает суммарный прирост давления по сравнению с базовым потоком дугогасительной среды.

Данная работа является следующим шагом по исследованию влияния ГИ на процессы энергообмена на различных этапах горения сильноточной дуги переменного тока в сопловой

конструкции дугогасительного устройства с контактом в форме резонатора Гартмана. Взаимодействие дуги с потоком газа (элегаз) моделируется с использованием МГД-уравнений в ламинарном приближении. Для моделирования дуги ток задается следующим образом: в течение 5 мс он остается постоянным и равным I_{max} = 1 кА, далее падает с постоянной скоростью dI/dt = –5 А/мкс, достигает нуля и не возобновляется. Дополнительный ГИ подается под углом 45° относительно базового потока газовой среды в области горловины сопла, что отмечено стрелками на рис. 1. Подвижный контакт выполнен в качестве резонатора Гартмана, где длина d и глубина h полости равны.

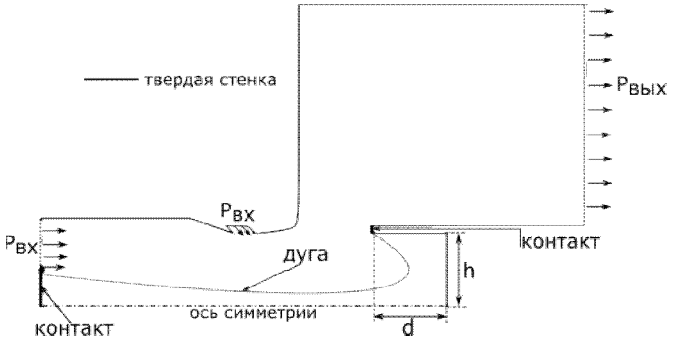


Рис. 1. Геометрия канала при проведении численного эксперимента

Использование резонатора Гартмана лежит в основе формирования колебательного характера изменений газодинамических параметров (температуры, давления, числа Маха), характеризующегося частотой колебаний. При отсутствии дуги на оси канала частота составляет 4,6 кГц (что согласуется с расчетным значением по [9]), при наличии дуги на оси канала частота возрастает до 17,4 кГц, а при использовании ГИ – до 19 кГц. Рост частоты при воздействии ГИ способствует интенсификации процессов энергообмена между дугой и газовым потоком.

Анализ полей числа Маха и температуры через 5 мс после формирования дугового разряда с током I_{max} показывает, что наличие ГИ увеличивает максимальное значение числа Маха в струе за срезом сопла на 50%. На распределение температуры в дуге ГИ оказывает влияние только в области выходного сечения сопла, где понижение температуры на оси составляет 12% по сравнению с дугой без ГИ. На 12% повышается средняя величина давления за областью подачи ГИ. Таким образом, в сильноточной фазе ГИ усиливает энергообмен в области среза сопла.

Анализ кривых, приведенных на рис. 2, 3, показывает, что в области действия ГИ (x > 30 мм) температура при ГИ либо сравнима с температурой дуги без ГИ, либо меньше. В области за горловиной сопла в нуле тока температура с ГИ оказывается меньше в среднем на 30%, что говорит о существенной интенсификации энергообмена в данной области. Длина непроводящего участка на оси канала, длина которого определяется по изотерме 3000 К, при наличии ГИ оказывается больше в нуле тока и в первые микросекунды после нуля тока, чем без ГИ. В дальнейшем длины непроводящих участков сопоставимы по величине. Давление при наличии ГИ в первые микросекунды после нуля тока отличается незначительно, далее превышает давление в области непроводящего газа без ГИ. Таким образом, скорость восстановления прочности межконтактного промежутка (рост предельного напряжения пробоя) [1, 6] при наличии ГИ увеличится.

В ходе выполнения работы получено, что наличие дополнительного импульса ГИ интенсифицирует процессы энергообмена сильноточной дуги с газовым потоком на всех этапах существования дуги. В сильноточной фазе наличие ГИ позволяет уменьшить среднюю температуру на оси на 12%, что уменьшает тепловую нагрузку на стенки сопловой конструкции. В нуле тока за областью подачи ГИ средняя температура уменьшается на 30%.

Таким образом, интенсификация энергообмена при наличии ГИ позволяет увеличить скорость восстановления прочности межконтактного промежутка после нуля тока.

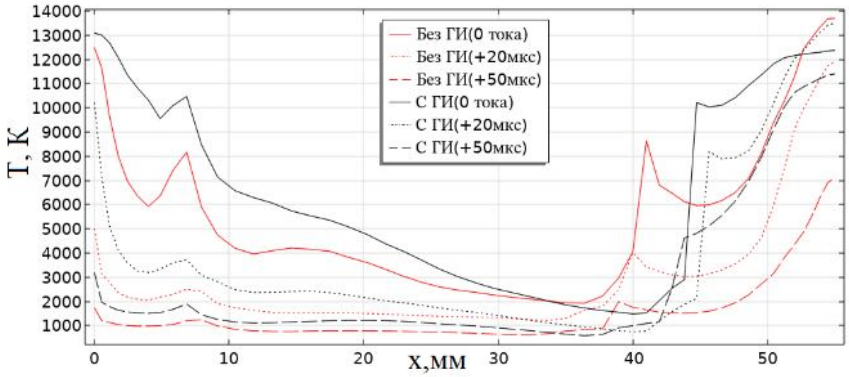


Рис. 2. Распределение температуры по оси

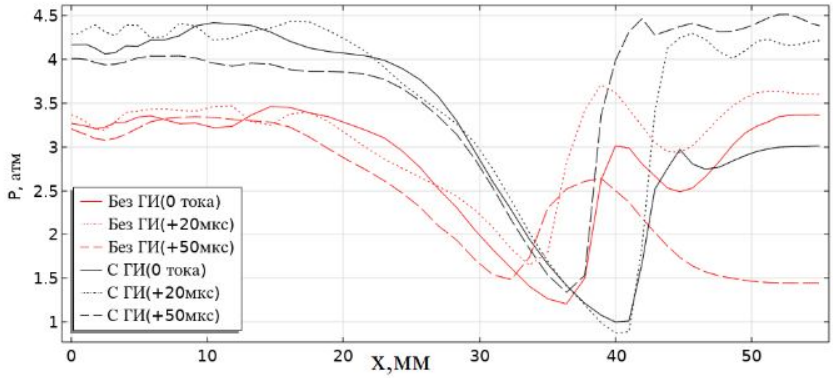


Рис. 3. Распределение давления по оси

Исследование выполнено при финансовой поддержке в рамках темы исследований по госзаданию FSEG-2023-0012.

Литература

1. Отключение токов в сетях высокого напряжения / Под. ред. К. Рагаллера. – М.: Энергиздат, 1981. – 301 с

2. Seeger M., Naidis G., Steffens A., etc. Investigation of the dielectric recovery in synthetic air in a high voltage circuit breaker // J. Phys. D: Appl. Phys.2005. No. 38. P. 1795–1804.

3. Filipovic-Grcic B., Stipetic N., Vukovic F., etc. Transient recovery voltage investigation on HV circuit breaker in hydro power plant // Electric Power Systems Research. 2023. Vol. 220. P. 109306

4. Аверьянова С. А., Куракина Н. К., Образцов Н. В., Тонконогов Е. Н., Жиличотов Р. И. Влияние геометрического воздействия на поток в сопловых конструкциях газовых высоковольтных выключателей // Физика низкотемпературной плазмы (ФНТП-2023): сб. тез. Всерос. (с международным участием) конф. 2023. С. 134–135.

5. Ugryumov E., Tonkonogov E., Gas dynamic behaviour in the HV gas-blast interrupters // Proc XIIth Symp. on Phys. of Switching Arc. Brno, 1996. Vol. 2. P. 33–37.

6. Тонконогов Е. Н. Конструкции электрических аппаратов. Элегазовые выключатели высокого напряжения: учеб. пособие для вузов. СПб.: Изд-во политехн. ун-та, 2008. – 160 с.

7. Averianova S., Frolov V., Tonkonogov E. Arcing Behaviors in the HV gas-blast interrupters near the downstream contact with cavity// 27th Intern. Conf. on Electrical Contacts. 22–26 June, 2014. Dresden (Germany), 2014. P. 603–606.

8. Куракина Н. К., Аверьянова С. А., Образцов Н. В., Тонконогов Е. Н. Влияние области вниз по потоку на отключающую способность высоковольтных газовых выключателей // Вестник Башкирского ун-та. 2023. № 3. С. 213–220.

9. Демин В. С., Кожин А. В. Колебания веерной струи при натекании сверхзвуковой струи на преграду с выемкой // Прикладная механика и теоретическая физика. 1999. Т. 40, № 4. С. 118–124.

УДК 533.9.03

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ЛИНЕЙНОГО ПЛАЗМОТРОНА ЭДПГ

В. М. Асташинский, Г. М. Дзагнидзе, М. С. Третьяк, В. В. Чупрасов, П. Н. Шоронов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты определения термодинамических параметров плазмы сверхзвуковой струи плазмотрона в двух областях, соответствующих первому скачку уплотнения и средней части промежутка между первым и вторым скачками.

Ключевые слова: *плазмотрон, термодинамические параметры плазменной струи.*

Для изучения физических процессов разрушения теплозащитных материалов широко используют электродуговые плазмотроны, обеспечивающие высокое тепловое воздействие плазменной струи на поверхность исследуемого материала. В настоящей работе представлены результаты спектроскопических исследований высокотемпературной плазменно-воздушной струи, генерируемой линейным плазмотроном «ЭДПГ-1,2» с газодинамической и магнитной стабилизацией дугового разряда. Эксперименты проводили при давлении в разрядной камере плазмотрона 0,8 МПа, массовом расходе воздуха 80 г/с, значениях разрядного тока $I_{разр}$ ~ ~ 1380 А и напряжения $U_{разр}$ ~ 895 В. Поджигающий импульс подавали на стальную проволоку Св08 Г2С диаметром 1,1 мм с медным покрытием, расположенную в медном канале плазмотрона.

В условиях экспериментов истечение сверхзвуковой плазменной струи из сопла плазмотрона в окружающую среду происходит в так называемом режиме с перерасширением, когда давление на срезе сопла ниже давления окружающей среды (воздух атмосферного давления). Такой режим истечения характеризуется формированием периодической структуры расположенных вдоль струи скачков уплотнения (рис. 1).



Рис. 1. Периодическая структура расположенных вдоль плазменной струи скачков уплотнения

Спектры излучения плазмы регистрировали из двух центральных областей сверхзвуковой плазменной струи, соответствующих первому скачку уплотнения и средней части промежутка между первым и вторым скачками, отстоящих от среза сопла на расстояние Z, равное 25 и 44 мм соответственно.

Качественный анализ спектров испускания плазмы проводили с помощью компактного спектрометра SDH–IV, регистрирующего излучения в широком спектральном диапазоне (450–855 нм), что позволяет осуществлять выбор спектральных линий, обладающих необходимым набором расчетных коэффициентов для определения термодинамических параметров плазмы. Регистрацию спектров излучения плазмы из исследуемых областей сверхзвуковой струи для последующих количественных измерений проводили с помощью монохроматора-спектрометра Solar M833, обладающего достаточно высоким спектральным разрешением ($d_\lambda \approx 0{,}02$ нм). На щель каждого из спектрометров проецировали изображение осевой области исследуемого участка плазменной струи диаметром ~1 мм длиннофокусным объективом с

фокусным расстоянием F = 210 мм. На каждом из спектрометров устанавливали время регистрации излучения dt = 1 с, что при длительности работы плазмотрона ~4 с позволяло проводить съемку нескольких спектров в течение одного эксперимента.

Оценку значений температуры плазмы T_e, находящейся в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР), необходимой для определения концентрации электронов N_e, проводили по отношению интенсивностей двух спектральных линий, принадлежащих атомам одного и того же элемента [1]. Достаточно точные значения температуры свободных электронов T_e плазмы определяли по отношению интенсивностей спектральных линий, принадлежащих одному и тому же элементу, но с разным порядком ионизации, одна из которых может быть и атомарной линией [1].

Концентрацию свободных электронов плазмы N_e определяли по уширению спектральных линий, обусловленному квадратичным эффектом Штарка [2]. При этом температура электронов T_e может быть определена весьма приближенно, т. е. возможно использование ее оценочного значения. В общую ширину спектральной линии могут вносить вклад различные механизмы, такие как Штарковское, Зеймановское, Доплеровское, аппаратное и естественное уширения. В условиях эксперимента основную величину в ширине линий составляют Штарковское и аппаратное уширения. Аппаратное уширение линии при используемой в экспериментах ширине щели спектрометра 100 нм получали при наблюдении линии гелий-неонового лазера (λ = 632,8 нм).

На рис. 2 приведен фрагмент спектра испускания плазмы с наиболее интенсивной дискретной составляющей, зарегистрированный в первой области свечения на расстоянии Z = 25 мм от среза сопла плазмотрона. Качественный анализ спектров испускания плазмы показал, что в первом скачке уплотнения присутствуют атомные линии меди и железа, т. е. состав примеси в плазме определяется продуктами эрозии материала электродов плазмотрона (Cu) и поджигающей проволоки (Fe). Следует отметить, что для большинства зарегистрированных спектральных линий известны расчетные коэффициенты, с помощью которых в предположении локального термодинамического равновесия можно определить температуру свободных электронов плазмы. Также следует отметить, что в спектральном интервале 450–460 нм присутствуют хорошо известные автоионизационная атомарная линия Cu I (453,9 нм) и ионная линия Cu II (455,6 нм), которые широко используются для количественного определения температуры электронов плазмы.

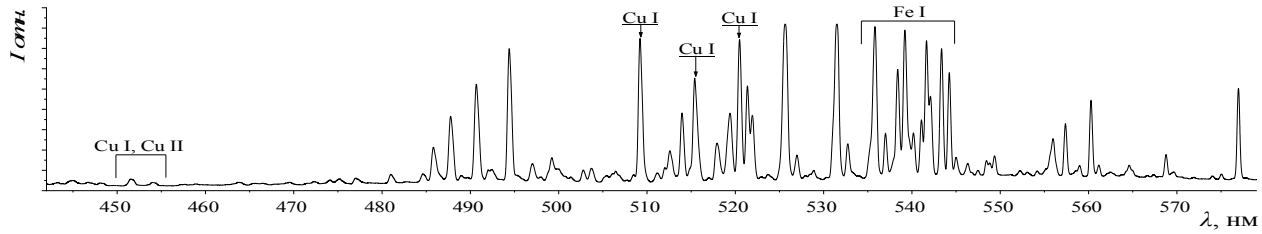


Рис. 2. Фрагмент интегрального спектра испускания плазменной струи для Z = 25 мм

Оценку температуры свободных электронов плазмы T_e, необходимой для определения концентрации электронов, проводили по относительным интенсивностям пары линий Cu I (510,6 нм) и Cu I (515,3 нм), а также пары Cu I (510,6 нм) и Cu I (521,8 нм). Полученные по этим парам линий оценочные значения температуры электронов совпадают и дают значение T_e ~ 0,6 эВ (~7000 К).

Концентрация свободных электронов в плазме, определенная по уширению (вследствие квадратичного эффекта Штарка) медной линии Cu I (515,3 нм), составляет $N_e = 2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Относительная погрешность в данном случае определяется погрешностью табличных значений ударного уширения электронами и статистического уширения ионами, и для указанной линии не превышает 20%.

Количественное определение температуры электронов плазмы T_e проводили по относительным интенсивностям спектральных линий меди для различных ионизационных состояний Cu I (453,9 нм) и Cu II (455,6 нм) с использованием полученного значения концентрации электронов $N_e = 2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ (рис. 3). Определенное таким образом значение температуры электронов плазмы составляет $T_e = 0{,}9$ эВ (~10 400 К). Относительная погрешность определения температуры T_e в данном случае не превышает 15%.

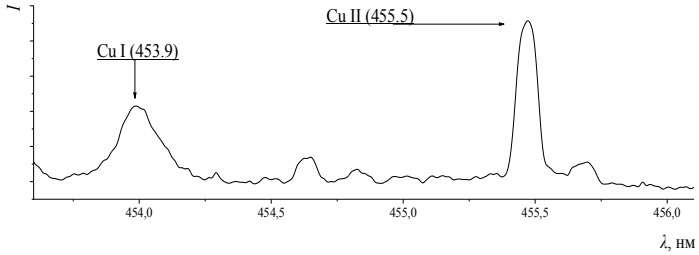


Рис. 3. Фрагмент спектра испускания плазменной струи с характеристическими линиями атомов меди различных ионизационных состояний $Z = 25$ мм

Концентрацию свободных электронов плазмы N_e в промежутке между первым и вторым скачками уплотнения ($Z = 44$ мм) определяли по уширению (вследствие квадратичного эффекта Штарка) линий железа Fe I (541,5 нм) и Fe I (542,4 нм) (рис. 4).

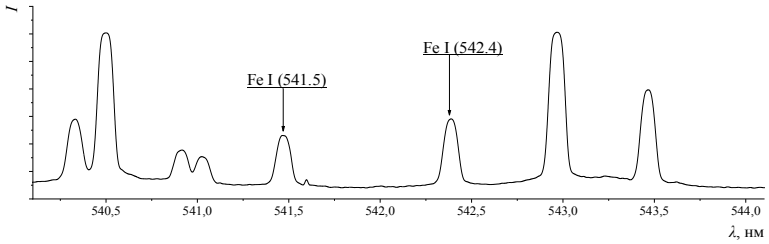


Рис. 4. Фрагмент спектра испускания плазменной струи с характеристическими линиями атомов железа для $Z = 44$ мм

Значения концентрации электронов для указанных линий совпадают и составляют $N_e = 10^{16}$ см$^{-3}$. Относительная погрешность определения концентрации для указанных линий Fe I не превышает 20%. Температуру электронов плазмы T_e для этой же области плазменной струи определяли по относительным интенсивностям атомной линии меди Cu I (453,9 нм) и ионной линии меди Cu II (455,6 нм) (рис. 5).

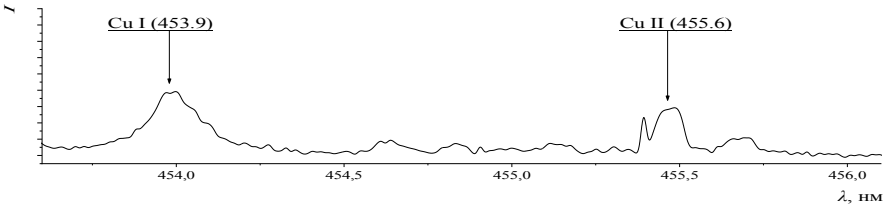


Рис. 5. Фрагмент спектра испускания плазмы струи с характеристическими линиями атомов меди различных ионизационных состояний для $Z = 44$ мм

Значение температуры электронов плазмы с использованием значения концентрации электронов в этом сечении плазменной струи ($N_e = 10^{16}$ см$^{-3}$) составляет $T_e = 0{,}8$ эВ (~9000 К). Погрешность определения T_e в этом случае ~15%.

Таким образом, проведенные спектроскопические исследования термодинамических параметров плазмы показали, что в области первого скачка уплотнения плазменной струи ($Z = 25$ мм) температура и концентрация электронов плазмы $T_e = 10\,000$ К и $N_e = 2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$.

В промежутке между первым и вторым скачками уплотнения плазменной струи (Z = 44 мм) эти же параметры плазмы составляют T_e = 9 000 К и $N_e = 10^{16}$ см$^{-3}$. Энтальпия торможения воздуха на оси струи составляет $H_o \approx 42$ МДж/кг.

Литература

1. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. С. 223–224.

2. Визе В. Ширина спектральных линий / Диагностика плазмы // Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир, 1967. С. 246–253.

УДК 533.9.03

ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЛАСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ ВСТРЕЧНО-НАПРАВЛЕННЫХ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В. М. Асташинский, Е. А. Костюкевич, А. М. Кузьмицкий, О. Г. Пенязьков, П. Н. Шоронов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты исследований физических процессов при столкновении встречно-направленных компрессионных плазменных потоков, генерируемых газоразрядными мини-МПК. Показано, что неупругое столкновение токонесущего компрессионного потока с ударно-сжатым плазменным слоем у поверхности диэлектрической преграды приводит к генерации магнитного поля в условиях экспериментов равного 10^3 Э. Интерферометрические исследования области столкновения компрессионных потоков показали наличие высокого градиента в значениях рефракции плазмы на границе компрессионный поток – область столкновения.

Ключевые слова: *компрессионных плазменный поток, область столкновения, индуцированное магнитное поле, сдвиговый интерферометр, рефракция плазмы.*

Получение высокоэнергетической плазмы является одним из ключевых направлений в современных исследованиях и разработках новых плазмодинамических систем для решения ряда приоритетных задач, таких, например, как управляемый термоядерный синтез и высокотемпературная теплофизика, изучение экстремальных состояний различных веществ.

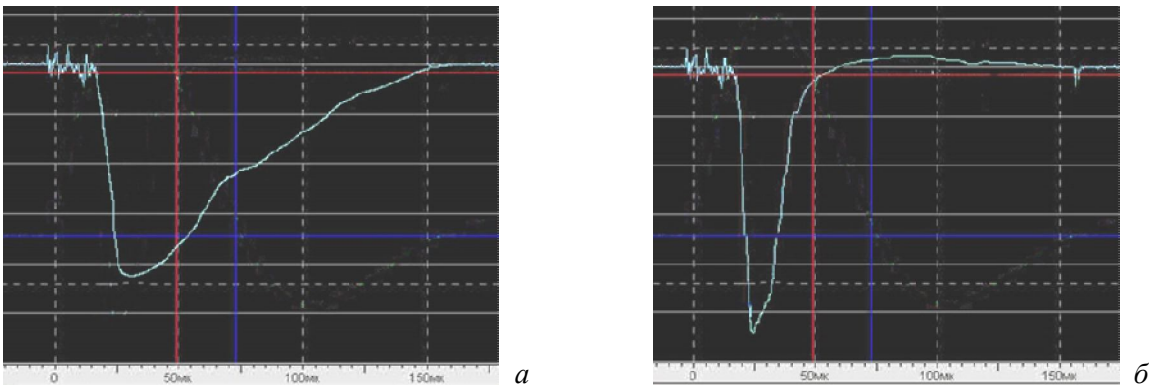
Новые возможности для формирования плазменных образований с экстремально высоким энергосодержанием открывает взаимодействие встречно-направленных сверхзвуковых компрессионных плазменных потоков, генерируемых квазистационарными сильноточными плазменными ускорителями. Такое взаимодействие приводит к формированию сферического плазменного образования (рис. 1), удерживаемого магнитным полем, индуцированным при встречном взаимодействии токонесущих компрессионных потоков [1–5]. В этом случае вследствие процессов вязкой диссипации (термализации) сталкивающихся компрессионных потоков обеспечивается переход их кинетической энергии во внутреннюю энергию формирующегося квазистационарного плазменного образования.

Компрессионные плазменные потоки получали в миниатюрных магнитоплазменных компрессорах (мини-МПК), внешний диаметр которых составлял 32 мм. Накопитель энергии каждого мини-МПК, состоящий из батареи конденсаторов К41-И7 общей емкостью 400 мкФ, нагружался на разрядное устройство через разрядник РВУ-73. В настоящих экспериментах два разрядных устройства мини-МПК устанавливали на одной оси навстречу друг другу, расстояние между которыми составляло 70 мм. Ускорители работали в режиме остаточного газа, при котором предварительно откачанную вакуумную камеру МПК заполняли азотом или гелием до давления P_0, равного 1 Тор. Начальное напряжение U_0 на конденсаторной батарее каждого мини-МПК составляло 3.0 кВ, что обеспечивало уровень запасаемой в накопителе энергии W_0 для каждого ускорителя 1800 Дж. Разрядный ток и напряжение на разрядном устройстве регистрировали с помощью пояса Роговского CWT-600B и компенсированного делителя напряжения, которые подключали к высокоскоростному осциллографу GDS-72204.

Для моделирования основных физических процессов, приводящих к генерации магнитного поля, были проведены эксперименты по неупругому взаимодействию токонесущего компрессионного плазменного потока, генерируемого одним мини-МПК, с ударно-сжатым плазменным слоем, формирующимся у поверхности при набегании такого потока на твердую диэлектрическую мишень, расположенную на расстоянии 35 мм от среза ускорителя. За

тыльной стороной мишени располагали магнитный зонд, сигнал с которого выводился на запоминающий осциллограф.

Проведенные эксперименты показали, что формирующееся в таких условиях магнитное поле имеет сложную структуру, являющуюся суперпозицией полей, возбуждаемых токами, текущими в различных направлениях (продольным выносным током компрессионного потока и радиальными токами, вызванными растеканием плазмы ударно-сжатого слоя вдоль поверхности мишени). В случае когда рабочим газом мини-МПК являлся гелий, напряженность магнитного поля за поверхностью мишени составляет ~10^3 Э. Переход в работе МПК с легкого газа (гелий) на более тяжелый (азот) приводит к увеличению амплитуды и уменьшению длительности сигнала, снимаемого с магнитного зонда.



а *б*

Рис. 1. Сигналы с магнитных зондов вблизи поверхности мишени: *а* – плазмообразующее вещество гелий; *б* –азот

Эксперименты показали, что переход в работе МПК с легкого газа (гелий) на более тяжелый (азот) приводит к увеличению диаметра и длины компрессионного потока, что, в свою очередь, вызывает увеличение амплитудного значения разрядного тока и уменьшение напряжения горения разряда при увеличении сдвига фаз между током и напряжением. Совокупность процессов, протекающих в таких условиях, и приводит к "обострению" импульса магнитного поля, регистрируемого у поверхности мишени.

Были проведены интерферометрические исследования области столкновения двух встречно-направленных компрессионных плазменных потоков с помощью разработанного интерферометра сдвига, позволяющего изменять в широких пределах его чувствительность, что делает возможным проводить исследования плазменных объектов с высоким градиентом показателя преломления [6].

Схема проведения экспериментов представлена на рис. 2.

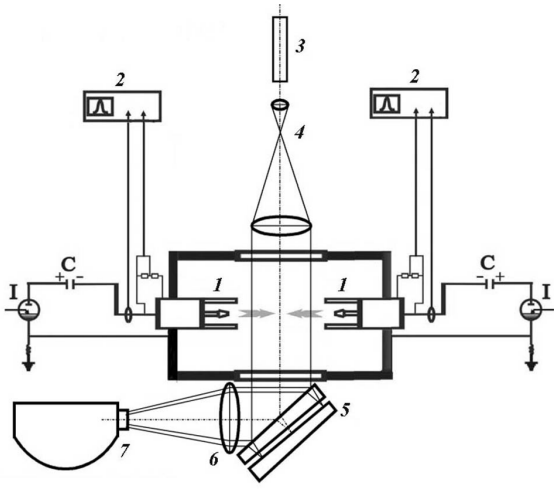
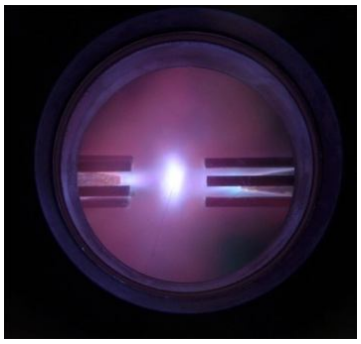
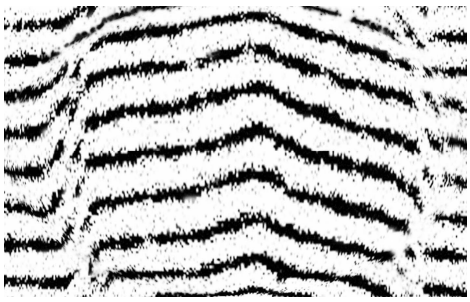


Рис. 2. Схема проведения интерферометрических исследований: 1 – разрядное устройство мини-МПК, 2 – осциллограф, 3 – лазер, 4 – коллиматор, 5 – интерферометр сдвига, 6 – сопрягающий объектив, 7 – фоторегистратор ВФУ-1

На рис. 3 представлены интегральная фотография области столкновения компрессионных плазменных потоков и типичная сдвиговая интерферограмма этой области, полученная при времени экспозиции 4 мкс. Разрывы интерференционных полос вокруг области столкновения (рис. 3, *б*) указывают на наличие высокого градиента в значениях рефракции плазмы на границе компрессионный поток – область столкновения.



а



б

Рис. 3. Интегральная фотография (*а*) и кадр сдвиговой интерферограммы (*б*) области столкновения встречно-направленных компрессионных плазменных потоков

Литература

1. Astashynski V. M., Ananin S. I., Askerko V. V., Kostyukevich E. A., Kuzmitski A. M., Mishchuk A. A. Dynamics of interaction between opposing compression plasma flows // V Intern. conf. "Plasma Physics and Plasma Technology", Minsk, 2006: Contributed Papers. Minsk, 2006. Vol. 2. P. 915–917.

2. Асташинский В. М., Ананин С. И., Аскерко В. В., Костюкевич Е. А. Исследование процессов взаимодействия двух встречно направленных компрессионных плазменных потоков // Труды VII симпозиума Беларуси и Сербии по физике и диагностике лабораторной и астрофизической плазмы. Минск, 2008. С. 162–165.

3. Astashynski V. M., Kostyukevich E. A., Kuzmitskii A. M., Mishchuk A. A. Peculiarities of emission processes from collisional area of two gas-discharge compression plasma flows // VI Intern. conf. "Plasma Physics and Plasma Technology": Contributed Papers, Minsk, September 28 – October 2, 2009 / B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus; editorial board: V. M. Astashynski [et al.]. Minsk, 2009. Vol. 1. P. 276–279.

4. Асташинский В. М., Костюкевич Е. А., Кузьмицкий А. М., Мищук А. А., Шоронов П. Н. Взаимодействие встречно направленных компрессионных плазменных потоков // ЖПС. 2012. Т. 79, № 4. С. 625–630.

5. Асташинский В. М., Васецкий В. А., Грищенко В. М., Пенязьков О. Г., Храмцов П. П., Черник М. Ю. Формирование сферического плазменного образования при встречном взаимодействии компрессионных плазменных потоков, генерируемых газоразрядными МПК // Physics and diagnostics of laboratory and astrophysical plasmas: Proceedings of the XIII Belarusian-Serbian symposium. 13–17 December, 2021. Minsk, 2021. P. 9–12.

6. Интерферометр сдвига: патент № 9980 / В. М. Асташинский, Е. А. Костюкевич, П. Н. Кривошеев, О. Г. Пенязьков // Бюллетень "Изобретения. Полезные модели. Промышленные образцы". 2007. № 6.

УДК 533.9.08:534.8

ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗРЯД В ЖИДКОФАЗНЫХ СРЕДАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКА КАК МЕТОД СИНТЕЗА НАПОЛНИТЕЛЕЙ ДЛЯ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОВЫШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ И ГАЗОВОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Н. А. Булычев

Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Методом плазменного разряда под действием ультразвуковой кавитации были синтезированы наночастицы оксида цинка, а также наночастицы оксида цинка, иммобилизованные на поверхности планарных наноструктур оксида графена, и на их основе были получены и исследованы образцы плёнок полимерного композиционного материала. При использовании технологии компаундирования в расплаве были получены композиционные материалы в виде тонких пленок на основе сополимера полиэтилена и винилацетата и наночастиц оксида цинка и оксида графена, причем использовались наночастицы обработанные и не обработанные ультразвуком. Полученные образцы композиционных материалов были исследованы методами рентгенофазового анализа, рентгенофлюоресцентного анализа и сканирующей электронной микроскопии. Было показано, что наблюдаются различия между образцами: в случае наночастиц без ультразвукового воздействия частицы сильнее агрегированы внутри композиционного материала и средний размер их визуально больше, чем в случае образца с наночастицами, подвергнутыми ультразвуковому воздействию. Были исследованы газотранспортные свойства пленок из наполненных полимеров с наночастицами: измерения проницаемости проведены для газов диоксида углерода и гелия.

Ключевые слова: *плазма, ультразвук, наночастицы, композиционные материалы.*

В настоящее время композиционные материалы на основе различных классов полимеров, армированные наноразмерными наполнителями различного состава и различной геометрии (в виде сфер, волокон, планарных двумерных структур и т. д.), активно применяются в различных областях науки и техники, представляя собой весьма конкурентоспособную альтернативу традиционным материалам. В современном мире мембраны и мембранное оборудование используются во множестве различных сфер: разделение газов, очистка питьевой воды, очистка стоков, разделение различных водных или водоэмульсионных сред, регенерация ценных химических компонентов/водных ресурсов, получение новых продуктов и т. д. Исходя из этого, создание новых образцов полимерных композиционных материалов, из которых можно было бы изготавливать мембранные элементы, является крайне актуальным.

Известно, что нано- и микродоменная морфология полимерных пленок является важным фактором, определяющим селективную диффузию и газоразделение. Поэтому сочетание специально разработанной химической структуры, которая включает иммобилизованные активные функциональные группы, с высокодисперсными наполнителями с особой морфологией приводит к созданию мембран, имеющих высокую газопроницаемость и высокую селективность.

В связи с изложенным важной фундаментальной задачей является разработка подходов к созданию на основе специально синтезированных дисперсных систем наночастиц композиционных материалов с использованием полимеров различного химического состава, пригодных для применения в качестве мембранных материалов, исследование принципов их формирования и свойств, в том числе с использованием ультразвуковой кавитации, а также создание композиционных материалов с заданными эксплуатационными характеристиками.

Исследование газотранспортных характеристик полимерных композиционных материалов, полученных на основе плазмохимически синтезированных наночастиц, также представляет собой новую научную задачу, поскольку при синтезе в плазменном разряде под

действием ультразвука образуются наночастицы с особыми свойствами поверхности, и можно ожидать от материалов на их основе перспективных физико-механических и газотранспортных характеристик.

Исследованные в рамках настоящей работы наночастицы оксида цинка были синтезированы в плазменном разряде под действием ультразвуковой кавитации по методике, отработанной ранее [1–3]. Как было показано в предыдущих исследованиях, комбинированное воздействие на жидкую среду импульсных или стационарных электрических полей и ультразвуковых колебаний высокой интенсивности выше порога кавитации приводит к возникновению в кавитирующей жидкой среде особой формы электрического разряда [1].

При этом, как было доказано ранее, использование ультразвуковой кавитации позволяет решить задачу предотвращения агломерации синтезированных наночастиц после синтеза и активирует их поверхность, создавая на ней дополнительные активные центры адсорбции, что способствует эффективному взаимодействию таких частиц с органическими полимерами и позволяет создавать полимерные композиционные материалы с высокими эксплуатационными свойствами [4, 5].

В качестве исходных материалов для синтеза наночастиц использовались металлические электроды из цинка. Синтез проводился в различных жидких средах: воде, спиртах (этанол, изопропанол). Другим вариантом наполнителя были наноразмерные частицы оксида цинка, иммобилизованные на поверхности слоистой структуры оксида графена по методике, описанной в работе [6].

На следующем этапе работы были проведены исследования по введению синтезированных в плазменном разряде наночастиц оксида цинка в полимерную матрицу для получения полимерных композиционных материалов и изучения их физико-механических свойств.

Для создания композитов с гомогенным распределением наночастиц использовали растворную технологию, а затем технологию компаундирования в расплаве с помощью лабораторных смесительных вальцев с подогревом [5]. В качестве полимерной матрицы использовали сополимер этилена с винилацетатом. Содержание винилацетата в сополимере 28%, показатель текучести расплава 25 г/10 мин.

Идентификация фазового состава полученных образцов была осуществлена на установке Bruker D8 Advance, работающей в режиме отражения на Cu-Kα – излучении (40 кВ, 40 мА, $\lambda = 1.54056$ Å). Качественное определение металла в полученных образцах материалов методом рентгенофлюоресцентного анализа проводили на анализаторе Olympus Vanta (Япония) в режиме GeoChem с 3-х лучевым режимом (время сканирования: 45 с на каждом луче). Морфологию исследовали методом сканирующей электронной микроскопии на приборе Carl Zeiss Supra 40-30-87.

Были получены композиционные материалы на основе наночастиц оксида цинка, причем использовались наночастицы не обработанные и обработанные ультразвуком. По данным рентгенофазового анализа в образце с наночастицами после ультразвуковой обработки отмечается некоторое снижение интенсивности пика, соответствующего полимеру. Это может указывать на усиление взаимодействия поверхности наночастиц с полимером при использовании ультразвука, а также на снижение размера самих наночастиц наполнителя [7]. Рентгенофлюоресцентный анализ также качественно подтвердил присутствие оксида цинка в образце плёнки. При этом интенсивность пика повышается по сравнению с образцом, полученным на основе наночастиц без ультразвуковой обработки. Метод сканирующей электронной микроскопии подтвердил, что наночастицы оксида цинка заключены внутри полимерной плёнки.

Газотранспортные свойства композиционных мембранных материалов были определены на барометрической установке GKSS Forschungzentrum. Для управления экспериментом использовалась программа LabView. Измерения проницаемости проводились для газов CO_2 и He при температуре 25±1 °C. Проницаемость и коэффициент диффузии рассчитываются по методу Дейнеса–Баррера, исходя из времени запаздывания.

Коэффициент проницаемости по гелию составил для наночастиц оксида цинка 11, а для наночастиц оксида цинка, иммобилизованных на оксиде графена – 16. Для диоксида углерода значения составили соответственно 43 и 52. Таким образом, можно полагать, что наполнитель сложного состава (оксид цинка + оксид графена) является перспективным материалом для дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект 23-19-00540.

Литература

1. Bulychev N. A., Kazaryan M. A., Gridneva E. S. Plasma discharge with bulk glow in the liquid phase exposed to ultrasound // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2012. Vol. 39. P. 214–220.

2. Burkhanov I. S., Chaikov L. L., Bulychev N. A., Kazaryan M. A., Krasovskii V. I. Nanoscale metal oxide particles produced in the plasma discharge in the liquid phase upon exposure to ultrasonic cavitation. 2. Sizes and stability. Dynamic light scattering study // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2014. Vol. 41. P. 297–304.

3. Bulychev N. A. Preparation of stable suspensions of ZnO nanoparticles with ultrasonically assisted low-temperature plasma // Nanosci. Techn.: An Int. J. 2021. Vol. 12, No. 3. P. 91–97.

4. Bulychev N. A. Study of interaction of surface-active polymers with ZnO nanoparticles synthesized in ultrasonically assisted plasma discharge // Nanosci. Techn.: An Int. J. 2022. Vol. 13, No. 1. P. 55–65.

5. Bulychev N. A., Mikhaylov Yu. G. Synthesis of polymer composite materials based on zinc oxide nanoparticles synthesized in a plasma discharge under the ultrasonic action // RENSIT. 2023. Vol. 15, No. 2. P. 161–168.

6. Ioni Y., Sapkov I., Kirsanova M., Dimiev A. M. Flame modified graphene oxide: structure and soprtion properties // Carbon. 2023. Vol. 212. P. 118122.

7. Bulychev N., Van Camp W., Dervaux B., Kirilina Y., Dirnberger K., Schauer T., Zubov V., Du Prez F. E., Eisenbach C. D. Comparative study of the solid-liquid interface behaviour of amphiphilic block and block-like copolymers // Macromol. Chem. Phys. 2009. Vol. 210. P. 287–298.

УДК 544.431.11

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ В АТМОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО И ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Ю. З. Васильева, Ю. А. Некля, М. Ю. Сперанский, А. Я. Пак

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Проведены экспериментальные исследования по получению борида молибдена в атмосферной плазме дугового разряда постоянного тока и переменного тока. Выполнен анализ массового баланса основных элементов системы плазменного реактора. По результатам исследований установлено, что меньшей степени эрозии подвержены электроды при использовании источника переменного тока, что связано с изменением полярности питания.

Ключевые слова: *борид молибдена, дуговой разряд, атмосферная плазма, электрод, эрозия.*

В эпоху развития промышленности крайне необходимы материалы с функциональным назначением, обладающие такими свойствами как твердость, тугоплавкость и коррозионная стойкость. Данные материалы применяют в процессах резки, полировки и шлифования. Борид молибдена рассматривается как многообещающий кандидат на роль сверхтвердого материала [1]. Особенностью системы молибден–бор является способность накапливать бор, что приводит к повышенной твёрдости [2]. В последние годы к нему вызван повышенный интерес в качестве жаропрочного покрытия [3]. Относительно высокая химическая активность молибдена и бора затрудняет получение химически чистых боридов молибдена из-за побочных эффектов и примесей. На данный момент известен перспективный метод получения борида вольфрама в атмосферной плазме дугового разряда постоянного тока [4]. С учетом, что бориды вольфрама и бориды молибдена являются структурными аналогами, выдвинуто предположение о целесообразности использования методики и оборудования для синтеза боридов молибдена, состоятельность которых ранее была доказана на примере синтеза боридов вольфрама. Преимуществом такого подхода считается его реализация в открытой воздушной среде, что ведет к уменьшению массово-габаритных показателей установки. Однако существует недостаток такого метода, а именно вероятность загрязнения конечного продукта синтеза углеродом в виде катодного депозита. К возможным причинам данной проблемы можно отнести высокую плотность потока энергии, температуру плазменной обработки исходного сырья, а также особенности разрядного контура. В данной работе предложен альтернативный метод получения борида молибдена, основанный на разработанном ранее методе получения борида вольфрама, в атмосферной плазме дугового разряда переменного тока. Характерным отличием такого подхода является использование источника переменного тока для инициации дугового разряда, благодаря которому вероятность загрязнения полученного порошка продуктами эрозии снижается ввиду равномерного распределения тепловой нагрузки по поверхности электродов.

Целью работы являлось исследование процессов массопереноса при получении порошка борида молибдена безвакуумным электродуговым методом при использовании источников постоянного и переменного тока. Для этого была проведена оценка массового баланса основных элементов системы, а именно электродов.

Экспериментальные исследования проведены на оригинальном плазмохимическом реакторе [4] с использованием источников постоянного тока и переменного тока. Упрощенная схема приведена на рис. 1. В качестве электрода 1 применялся графитовый стержень круглого сечения диаметром 8 мм (при использовании источника постоянного тока) и диаметром 14 мм (при использовании источника переменного тока), электродом 2 выступал графитовый

тигель, накрытый графитовой крышкой, внутренним диаметром 20 мм (при использовании источника постоянного тока) и 30 мм (при использовании источника переменного тока). Было выдвинуто предположение о возможности существенного снижения расхода электродов при одновременном увеличении площади поперечного сечения электрода – стержня и переходом на переменный ток. Смесь исходных компонентов состояла из порошков молибдена и бора, которые предварительно смешивали в шаровой мельнице в течение 15 мин и затем помещали на дно тигля в количестве ~0,5 г. В каждом эксперименте источник питания настраивался на силу тока 200 А, время поддержания горения дугового разряда составило 20 с.

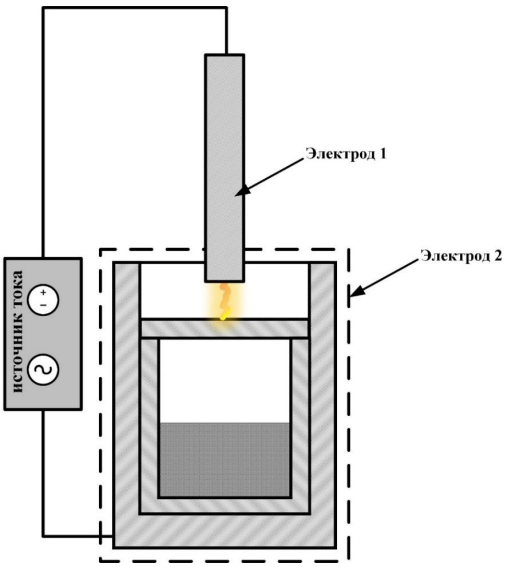


Рис. 1. Упрощенная схема реактора

На рис. 2 продемонстрирована сравнительная гистограмма основных элементов. Согласно полученным результатам можно заметить, что при использовании источника постоянного тока масса электрода 1 снижается на ~19%, что существенно больше аналогичного значения при применении источника переменного тока (менее 1%). Масса электрода 2 уменьшается на ~5% в процессе обработки исходного сырья электрической дугой постоянного тока, тогда как при использовании дуги переменного тока масса электрода 2 изменяется незначительно (менее 1%). Это объясняется тем, что градиент температурного поля распределен более однородно при переменном токе, чем при постоянном токе. При зажигании дуги переменного тока происходит изменение полярности питания, это приводит к равномерному распределению тепловой нагрузки, что физически уменьшает износ электродов. В других работах также отмечено, что при больших значениях силы тока износ электродов при переменном токе значительно меньше [5].

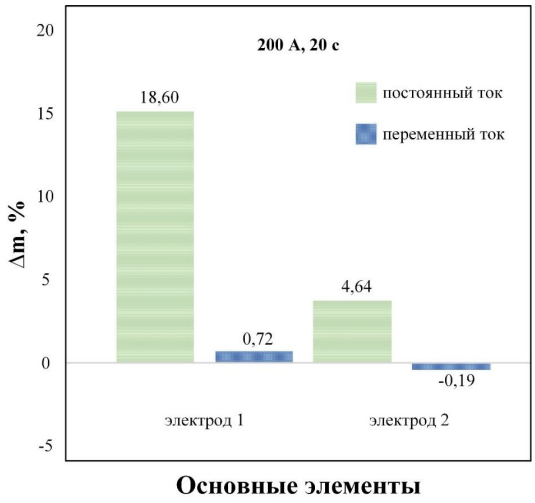


Рис. 2. Гистограмма изменения массы электродов

В результате экспериментальных исследований по получению борида молибдена в атмосферной плазме дугового разряда постоянного тока и переменного тока был проведен анализ массового баланса элементов системы – электродов плазменного реактора. Отмечено, что можно существенно снизить расход электродов при увеличении их габаритных размеров и переходе на переменный ток.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 23-79-01145.

Литература

1. Pan Y. et al. DFT prediction of a novel molybdenum tetraboride superhard material // RSC advances. 2018. Vol. 8, № 32. P. 18008–18015.

2. Malyshev V. V. Theoretical foundations and implementation of the high-temperature electrosynthesis of chromium, molybdenum, and tungsten silicides and borides in ionic melts // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2002. Vol. 36, № 1. P. 67–79.

3. Shein I. R., Shein K. I., Ivanovskii A. L. First-principles study on the structural, cohesive and electronic properties of rhombohedral Mo_2B_5 as compared with hexagonal MoB_2 // Physica B: Condensed Matter. 2007. Vol. 387, №. 1-2. P. 184–189.

4. Pak A. Ya., Rybkovskiy D. V., Vassilyeva Yu. Z., Kolobova E. N., Filimonenko A. V., Kvashnin A. G. Efficient Synthesis of WB_{5-x}–WB Powders with Selectivity for WB_{5-x} // Inorg. Chem. 2022. Vol. 61, № 18. P. 6773–6784.

5. Кузнецов В. Е. и др. Исследование эрозии электродов в плазмотронах постоянного и переменного тока // Прикладная физика. 2019. № 3. С. 24–30.

УДК 533.9; 539.8

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАСТИН КРЕМНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭРОЗИОННОГО КОМПРЕССИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

Г. М. Дзагнидзе

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г Минск

Представлены результаты исследований по формированию наноструктурированных интерметаллидных покрытий из сплава меди и цинка на поверхности кремниевой мишени при воздействии эрозионными компрессионным плазменным потоком.

Взаимодействие плазменных потоков с преградами активно исследуют и применяют как метод модификации материалов. Особый интерес в этом плане представляют квазистационарные потоки, генерируемые магнитоплазменными компрессорами с секционированным анодом [1]. Эти системы генерируют потоки высокоэнергетической плазмы заданного состава со скоростью частиц от 10 до 20 км/с, их температурой от 1 до 5 эВ и концентрацией $\sim 10^{16}$–10^{18} см$^{-3}$ на протяжении ~100 мкс. Состав генерируемой плазмы определяется газом в межэлектродном промежутке – в случае газоразрядных ускорителей, или материалом внутреннего электрода – в случае эрозионных. Более полно исследованные в данный момент газоразрядные системы применяют для улучшения эксплуатационных свойств (закалки) материала, легирования поверхностного слоя преград, формирования заданного рельефа их поверхности или сплавов из многослойных преград. Эрозионные системы используют для формирования наноструктурированных покрытий заданного состава на поверхностях преград [2]. Состав формируемых покрытий задается веществом внутреннего электрода ускорителя, в качестве которого можно использовать и различные сплавы. Так, в результате обработки преграды потенциально возможно формирование покрытия из существующей интерметаллидной фазы элементов сплава. Следует заметить, что обработка сверхзвуковой плазмой подразумевает оказание на преграду большого давления, определяемого скоростью частиц плазмы и их массовым расходом в поток. Для обработки небольших и хрупких мишеней, например, тонких полупроводниковых пластин, целесообразно использовать миниатюрные варианты магнитоплазменных компрессоров. Значения термодинамических параметров и скорости истечения плазмы, генерируемой в миниатюрных ускорителях, сравнимы с таковыми в системах традиционных размеров. При этом массовый расход рабочего вещества в плазму, а значит, и ее давление на преграду, меньше в случае миниатюрных ускорителей. Проводя обработку с их помощью, можно избежать не только деформации преграды под воздействием набегающей плазмы компрессионного потока, но и чрезмерного уноса материала с модифицируемой поверхности.

В ходе исследований определяли давление плазмы генерируемого мини-ТЭУ компрессионного эрозионного потока на преграду с помощью оптического датчика [3], торец которого (D = 1 см) использовали в качестве мишени. Для начального напряжения на накопителе U_0 = 2–4 кВ и расстояния z = 2 см амплитудная величина давления составила соответственно $P_{макс}$ = 6–28 атмосфер. Для z = 5 см при тех же значениях U_0 $P_{макс}$ = 1–5 атмосфер. Для расстояний от среза электродов ускорителя $z < 4$ см наблюдаются явная зависимость $P_{макс}(z)$. При $z > 4$ см зависимость $P_{макс}(z)$ незначительна – в пределах погрешности измерений. Вместе с тем, в результате сильного расхождения плазменного потока при $z > 4$ см, в ходе обработки на мишень должно осаждаться сравнительно малое количество вещества. Так, обработка на расстояниях $z < 4$ см вероятнее может привести к разрушению обрабатываемого образца или уносу осаждаемого элемента с поверхности мишени под действием набегающей

плазмы. Обработка же на расстояниях $z > 4$ см характерна сравнительно менее эффективным расходом рабочего вещества.

Зная импульс силы, переданный мишени компрессионным потоком, а также конечную скорость плазмы, можно оценить приходящее на нее количество вещества. Расчеты проводили для величин давления, зарегистрированных при $z = 2$ см. На этом расстоянии компрессионный поток относительно слабо расходится, и практически вся его плазма попадает на мишень. Считаем, что плазма потока равномерно воздействует на всю площадь мишени. По результатам расчетов интегральное массовое поступление частиц плазмообразующего вещества мини-ТЭУ на мишень составляет $\dot{m}_ч \approx 2$–6 г/с, для $z = 2$ см, и $U_0 = 2$–4 кВ соответственно.

Формирование покрытий производили на квадратных мишенях из монокристаллического кремния с линейным размером 1 см. Их располагали на расстояниях $z = 3$–6 см от среза электродов мини-ТЭУ. В качестве плазмообразующего вещества использовали латунь. Начальное напряжение на накопителе емкостью $C = 400$ мкФ задавали в диапазоне $U_0 = 2$–4 кВ. К 20 мкс разряда мини-ТЭУ на поверхности обрабатываемой преграды формируется ударно-сжатый слой плазмы. Он существует на протяжении формирования компрессионного плазменного потока. Набегающая плазма передает дополнительную энергию частицам ударно-сжатого слоя и поддерживает значения его термодинамических параметров. По результатам качественного спектрального анализа генерируемая мини-ТЭУ плазма состоит из однократных ионов. Спектроскопическим методом определяли концентрацию и температуру частиц ударно-сжатого слоя на поверхности обрабатываемой мишени. В ходе исследования рассматривали контуры следующих спектральных линий меди: Cu I (453,9 нм), Cu II (455,5 нм), Cu I (458,7 нм). При обработке мишени, расположенной на $z = 3$ см, для $U_0 = 2{,}5$–3,5 кВ в плазме ударно-сжатого слоя зафиксировали схожие в пределах погрешности значения концентрации свободных электронов: $N_e = (2\pm0.5)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Для расстояния $z = 4$ см получили различные значения концентрации $N_e = (3\pm0.6)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, $N_e = (5\pm1.2)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$для $U_0 = 2{,}5$ и 3,5 кВ соответственно. Для $z = 5$ и 6 см при $U_0 = 3{,}5$ кВ наблюдали значения концентраций $N_e = (4\pm0.8)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ и $N_e = (3\pm0.6)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ соответственно. Поведение зависимостей $N_e(z)$ и $N_e(U_0)$ можно объяснить следующим. На расстояниях $z > 4$ см генерируемый плазменный поток существенно расходится. Из-за этого на мишень попадает сравнительно мало плазмообразующего вещества, что характеризуется меньшими значениями N_e в ударно-сжатом слое, по сравнению с результатами для $z = 4$ см. На расстояниях $z < 4$ см под давлением потока на мишень происходит сильный унос частиц модифицируемого слоя с ее поверхности. Этим же объясняется отсутствие явной зависимости $N_e(U_0)$ для $z = 3$ см. Для расстояния от среза электродов мини-ТЭУ $z = 5$ см эта зависимость присутствует. Так, для начальных напряжений на накопителе $U_0 = 2{,}5$–4,0 кВ,для $z = 3$ см получили значения $N_e = (1\pm0{,}2)$–$(2\pm0{,}5)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Для тех же U_0 в ударно-сжатом слое, формируемом на поверхности мишени при $z = 5$ см, зафиксировали значения концентрации: $N_e = (2\pm0{,}4)$–$(7\pm1{,}7)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Температуру плазмы в предположении локального термодинамического равновесия определяли по относительным интенсивностям следующих пар спектральных линий меди: Cu I (453,9 нм) и Cu II (455,6 нм), Cu I (458,7 нм) и Cu II (455,6 нм). Температура ударно-сжатого слоя на протяжении разряда мини-ТЭУ не меняется в пределах погрешности. Для $z = 3$–6 см и $U_0 = 2$–4 кВ зафиксировали $T = (1{,}1\pm0{,}17)$ эВ $= (13\pm2)\cdot10^3$ К.

Обработку мишеней производили различным количеством импульсов: $n = 3$–12. На поверхности мишени, обработанной на расстоянии $z = 3$ см, при $U_0 = 3{,}0$ кВ получили покрытие из плотно расположенных микроскопических кластеров сферических образований нано размеров. При $z > 4$ см на поверхности мишени получили пленку, на которой были неравномерно расположены слабо выраженные наноструктурированные образования. В покрытиях обнаружили равное в пределах 5 вес.% содержание элементов рабочего вещества. Содержание элементов в плазмообразующем веществе было следующим: $Cu_{0,64}Zn_{0,36}$. Сформированные из латуни покрытия включают в себя интерметаллидное соединение CuZn, а также твердый

раствор $Cu_{0,64}Zn_{0,36}$. Фазовый состав покрытия зависит от количества обрабатывающих импульсов n, начального напряжения на накопителе U_0 и расстояния z от среза электродов мини-ТЭУ. Интерметаллидная фаза CuZn преобладает в покрытии, сформированном при обработке мишеней, расположенных на $z = 4$ см, обработанных количеством импульсов $n = 1–5$. В покрытии, сформированном при обработке на том же расстоянии $n = 6–12$ импульсами, наблюдали большее относительное содержание твердого раствора. В покрытии, сформированном при обработке $n = 9$ импульсами, твёрдый раствор $Cu_{0,64}$ $Zn_{0,36}$ явно преобладает над интерметаллидной фазой CuZn. Относительное преобладание твердого раствора также зафиксировали в покрытиях, которые получили в режиме обработки: $z = 4$ см, $n = 3$ импульса, $U_0 = 2{,}0$ кВ. В результате обработки при тех же значениях z, n и при $U_0 = 2{,}5$ кВ получали покрытие с преобладанием интерметаллидной фазы CuZn. В результате обработки образца при $z = 3$ см, $n = 3$, $U_0 = 2{,}5$ кВ получили покрытие со сравнимым содержанием фаз интерметаллидного соединения и твердого раствора. В покрытии, сформированном при тех же n, U_0, на расстоянии $z = 5$ см явно преобладает твердый раствор. Наибольшее количество интерметаллидной фазы зафиксировали в покрытии, сформированном в режиме: $z = 4$ см, $n = 3$ импульса, $U_0 = 3{,}0$ кВ. Примечательно, что линия материала подложки (Si) на рентгенограмме данного образца наименее интенсивна по сравнению с результатами рентгеноструктурного анализа других покрытий. Интенсивность же линий твердого раствора находится на уровне фона. Таким образом, покрытие, сформированное в режиме обработки: $z = 4$ см, $U_0 = 3{,}0$ кВ, $n = 3$ импульса, наиболее равномерно и полностью состоит из интерметаллидной фазы CuZn. В процессе обработки при $U_0 > 3{,}0$ кВ неоднократно происходило разрушение мишени. Ввиду этого дальнейшие эксперименты при $U_0 > 3{,}0$ кВ не проводили.

Можно заключить, что при обработке кремниевой мишени многоэлементной плазмой возможно формирование наноструктурированного покрытия из существующей интерметаллидной фазы элементов плазмообразующего вещества, при концентрации частиц в модифицируемом слое: $N \geq (5 \pm 1.2) \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ (интегральное массовое поступление вещества на мишень: $\dot{m}_{ч} \sim 1$ г/с), их температуре: $T = (13 \pm 2) \cdot 10^3$ K и сравнимой в пределах 5 вес.% относительной концентрации элементов. Наиболее равномерное покрытие с наибольшим содержанием интерметаллидной фазы формируется при обработке плазмой генерируемого мини-ТЭУ компрессионного потока в режиме $z = 4$ см, $U_0 = 3{,}0$ кВ, $n = 3$ импульса.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, грант Ф21РМ-141.

Литература

1. Углов В. В., Черенда Н. Н., Анищик В. М., Асташинский В. М., Квасов Н. Т. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками. Минск: БГУ, 2013. – 248 с.

2. Astashynski V. M., Dzahnidze H. M., Kostyukevich E. A., Kuzmitski A. M., Shoronov P. N., Shymanski V. I., Uglov V. V. Generation of erosion compression plasma flows in miniature plasma accelerator and their capability for formation of thin nanostructured coating // High Temperature Material Processes. 2020. Vol. 24, iss. 2. P. 99–107.

3. Костюкевич Е. А. Возможности оптических датчиков импульсного давления в плазмодинамическом эксперименте // Astron. Obs. Belgrade. 2022. № 74. P. 149–152.

УДК 533.6.011

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ В ПРОФИЛИРОВАННОМ КАНАЛЕ

Д. И. Долбня[1*], И. А. Знаменская[1], А. Е. Луцкий[2], Н. Н. Смирнов[3]

[1]Московский государственный университет, физический факультет, г. Москва, Россия
[2]Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия
[3]Московский государственный университет, механико-математический факультет, г. Москва, Россия
[*]tatarenkova.darya@yandex.ru

Зажигание горючей смеси в высокоскоростном потоке может реализовываться с помощью импульсного разряда. В работе изучена локализация плазмы в потоке, обнаружены и выделены четыре основных режима, отличающиеся, в первую очередь, локализацией наносекундного объемного разряда в профилированном разрядном промежутке канале. Исследуется нестационарное газодинамическое течение в прямоугольном канале с препятствием, реализуемое при импульсном энерговкладе посредством инициирования импульсного разряда с ультрафиолетовой предыонизацией от плазменных листов. Поток с плавным изменением скорости от 850 м/с до 200 м/с в течение 10 мс формировался за ударной волной с числами Маха от 2,8 до 3,4. Были реализованы экспериментальные методы с применением высокоскоростной фото- и видеосъемки с высоким пространственно-временным разрешением, необходимым для регистрации высокоскоростных и быстропротекающих процессов, находящихся в нано- и микросекундном диапазонах. Был применен метод трассирования для определения эволюции скорости потока за ударной волной.

Ключевые слова: *самолокализованный наносекундный разряд, импульсный энергоподвод, высокоскоростное течение в канале, взрывные волны.*

Разработка двигателей нового поколения ставит вопрос о надежности и безопасности инициирования зажигания в высокоскоростном потоке горючей смеси. Одним из эффективных методов зажигания является использование импульсного разряда, причем для повышения эффективности необходима локализация разряда в потоке. В работе изучаются особенности локализации импульсных объемных разрядов в потоке и их влияние на структуру течения при различных скоростях потока в диапазоне от 200 до 850 м/с. Моделирование газодинамических течений, формирующихся в сложных газодинамических каналах при наличии энергоподвода, является одним из фундаментальных этапов создания и анализа прототипов двигателей нового поколения [1, 2]. Одним из наиболее эффективных и перспективных способов реализации импульсного энерговклада высокой мощности являются импульсные электрические разряды [3, 4]. Важным прикладным достоинством воздействия плазмы на поток является его быстродействие: при субмикросекундной длительности тока разряда становится возможным контроль короткоживущих плазменных образований, так как основные плазменные неустойчивости не успевают развиться.

Плазменное воздействие эффективно в широком диапазоне скоростей газодинамических течений и имеет большое значение для решения практических вопросов, связанных с созданием новых методов управления обтеканием летательных аппаратов, а именно, влияние на зону ламинарно-турбулентного перехода, влияние на зоны отрыва, воздействие на газодинамические структуры и управление конфигурациями ударных волн, а также способствует оптимизации воспламенения и сгорания топлива в камерах внутреннего сгорания [5–9]. Среди основных факторов, влияющих на воздействие импульсного разряда на поток, выделяется ударно-волновое течение, возникающее в результате субмикросекундного энергоподвода. Тепловое воздействие разрядов, в частности, также способствует оптимизации воспламенения и сгорания топлива в камерах внутреннего сгорания.

В данной работе приводятся результаты исследования воздействия самолокализованного ИОР (импульсного объемного разряда с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов) в нестационарном набегающем потоке, скорость которого изменяется от 850 м/с до 200 м/с, реализующемся в профилированном (с препятствием) канале ударной трубы (рис. 1). Инициирование ИОР в прямоугольном газодинамическом канале позволяет равномерно ионизировать участок стационарного потока длиной 100 мм в межэлектродной области за 0,2–0,3 мкс.

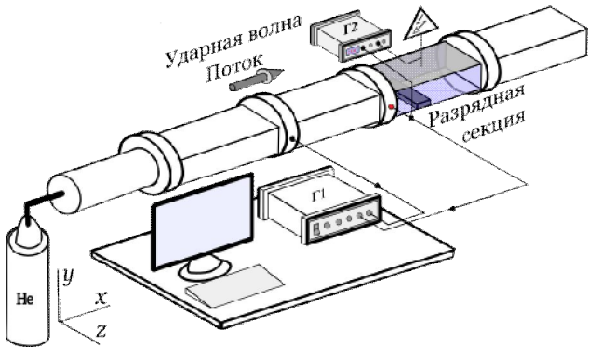


Рис. 1. Схема экспериментальной установки – ударной трубы с разрядной секцией

Выделены четыре основных режима локализации однократного ИОР в потоке (рис. 2) с изменяющейся скоростью – отсчет режимов осуществляется согласно развитию течения за ударной волной – от сверхзвукового режима I до дозвукового режима IV обтекания. Каждому режиму поставлена в соответствие, в первую очередь, характерная структура течения и скорость согласно последовательному изменению скорости и структуры течения. Инициирование импульсного разряда на разных участках потока за ударной волной достигалось изменением временной задержки на генераторе между запускающим сигналом, поступающим от второго пьезодатчика давления, и моментом инициирования разряда. Длительность выделенных режимов составляла 0,5 мс и более.

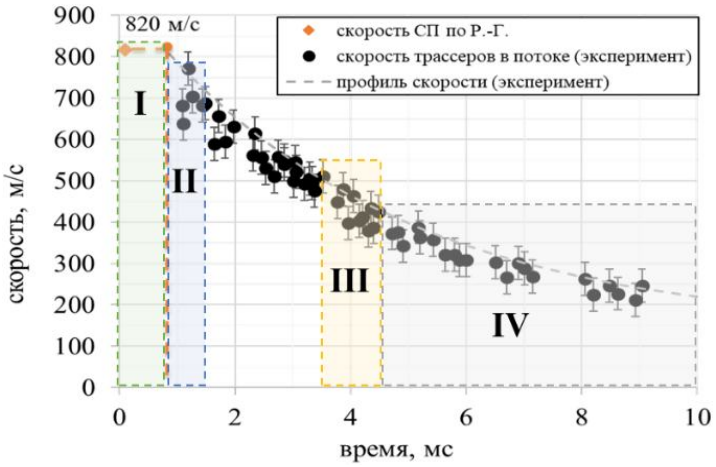


Рис. 2. Эволюция скорости потока за ударной волной M = 3,2 в канале постоянного сечения

Показано, что при разных режимах обтекания импульсный разряд перераспределяется согласно мгновенному полю (плотности) течения, реализуясь в виде одного или двух поперечных потоку плазменных каналов:

I – сверхзвуковой режим, ИОР локализуется в одиночный сильноточный плазменный канал в подветренной (отрывной) зоне; часть энергии объемной фазы разряда перераспределяется в область пространственных скачков. Осуществляется в квазистационарном (спутном) сверхзвуковом потоке (см. рис. 2, I).

II – трансзвуковой режим, ИОР формируются в виде двух плазменных каналов: с подветренной зоны и вдоль передней верхней кромки препятствия. Характерная локализация связана с началом движения контактного слоя (см. рис. 2, II).

III – трансзвуковой режим, плазма разряда устойчиво локализуется на верхней грани препятствия в выраженной зоне отрыва. Режим ассоциирован с движением цуга псевдоскачков через разрядный промежуток навстречу потоку (см. рис. 2, III).

IV – дозвуковой режим обтекания, ИОР локализуется в виде симметричных плазменных каналов на поверхности канала вдоль боковых образующих диэлектрического препятствия. Режим осуществляется во всем дозвуковом диапазоне (см. рис. 2, IV).

Мгновенный ввод энергии посредством инициирования импульсного разряда приводит к скачкообразному увеличению давления, которое существенно превышает давление в остальной области потока, что неизбежно приводит на границе этих областей к образованию ударной волны взрывного типа: интенсифицированные плазменные каналы вблизи вставки становятся источниками ударно-волнового возмущения. Ранее численное моделирование показало [8, 9], что вводимая энергии импульсного разряда в толщине плазменного слоя 1 мм при длительности тока разряда 200 нс составляет около 0,11 Дж.

Взрывные волны и ударно-волновые конфигурации, образованные при инициировании ИОР, имеют определенные отличающиеся пространственно-временные характеристики ввиду различных условий обтекания и соответствующих ему мгновенному полю течения, влекущему определённую локализацию импульсной плазмы. Длительность воздействия составляет от 20 мкс до 130 мкс в зависимости от течения в канале. Скорость взрывной волны может достигать 1200±100 м/с. В то же время ИОР за счет ударно-волнового механизма воздействия способен воздействовать на структуру и параметры потока, такие как косой скачок, псевдоскачки, реализовывать условия для распада разрыва на косом скачке.

Таким образом, показано, что на базе рассмотренных эффектов возможно контролируемое импульсное плазменное воздействие на высокоскоростное течение газа с определенными газодинамическими структурами. Воздействие происходит за счет эффекта импульсной локализации плазмы и результирующего ударно-волнового течения. Показано, что процесс воздействия локализованного ИОР на газодинамический поток приводит к образованию взрывных волн, к реализации условий для распада разрыва на косом скачке, а также к воздействию на цуг псевдоскачков.

Исследование выполнено в рамках Программы развития междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Smirnov N., Nikitin V., Mikhalchenko E. and Stamov L. Modeling a combustion chamber of a pulse detonation engine // Fire. 2023. Vol. 6, No. 9. P. 335.

2. Feng R., Huang Y., Zhu J., Wang Zh., Sun M., Wang H. and Cai Z. Ignition and combustion enhancement in a cavity-based supersonic combustor by a multi-channel gliding arc plasma // Experimental Thermal and Fluid Science. 2020. Vol. 120. P. 110248.

3. Стариковский А. Ю., Александров Н. Л. Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонеравновесной импульсной плазме // Физика плазмы. 2021. Т. 47, № 2. С. 126–192.

4. Wang W.-Zh., Jia M., Feng R. and Zhu J.-J. Experimental investigation on the gliding arc plasma supported combustion in the scramjet combustor // Acta Astr. 2020. Vol. 177. P. 133–141.

5. Singh A. and Little J. Parametric study of Ns-DBD plasma actuators in a turbulent mixing layer // Experiments in Fluids. 2020. Vol. 61, No. 2.

6. Лапушкина Т., Ерофеев А., Азарова О. и Кравченко О.В. Прохождение плоской ударной волны через область тлеющего газового разряд // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 89, № 1. С. 42.

7. Wang H., Hu W., Xie F. Li J., Jia Y. and Yang Y. Control effects of a highfrequency pulsed discharge on a hypersonic separated flow // Phys of Fl. 2022. Vol. 34, No. 6. P. 066102.

8. Znamenskaya I. A., Koroteev D. A. and Lutsky A. E. Discontinuity breakdown on shock wave interaction with nanosecond discharge // Phys. Fluids. 2008. Vol. 20, No. 5. P. 056101.

9. Знаменская И. А., Луцкий А. Е. Исследование эволюции и взаимодействия разрывов течения в канале под действием импульсного вложения энергии // Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша. 2005. № 088.

УДК 533.6.011

НОВЫЕ МЕТОДЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ И ЦИФРОВОГО АНАЛИЗА ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ПОТОКАХ ГАЗА И ПЛАЗМЫ

И. А. Знаменская*, И. А. Дорощенко

Московский государственный университет, физический факультет, г. Москва, Россия
**znamen@phys.msu.ru*

Приведен обзор современных достижений в области панорамной регистрации, обработки, анализа динамических процессов, связанных с тепломассообменом в потоках газа, жидкости, многофазных сред, плазме, реализующихся в природе и технике. Рассматриваются как физические основы визуализации потоков, так и основы современных технологий цифровой обработки данных – изображений и анимаций. Предложен новый подход к анализу быстропротекающих процессов на основе сочетания высокоскоростной регистрации потоков с методами и подходами машинного обучения и искусственного интеллекта. Приводятся примеры использования машинного обучения при анализе больших массивов данных теневой и термографической съемки.

Ключевые слова: *панорамная визуализация, оптические методы, градиент плотности, распознавание разрывов, теневой фоновый метод, термография, машинное обучение.*

Изображения и анимация полей течений в потоках газа, жидкости и плазмы – основной источник информации о распределении параметров среды, конфигурациях и динамике структур в явлениях тепломассообмена – вихрей, слабых возмущений, сильных разрывов – ударных волн, контактных разрывов, о линиях тока, турбулентных структурах и др. Цель визуализации теплофизических потоков – качественное и количественное исследование, описание новых явлений и закономерностей в потоках в различных средах. За последние годы произошел стремительный переход на цифровые технологии регистрации, обработки, анализа динамических процессов в жидкостях, газах, плазме, реализующихся в природе и технике. В последние десятилетия число обзорных публикаций по теме многократно увеличилось.

Методы визуализации структуры и параметров потоков основаны на физических свойствах электромагнитного излучения и его взаимодействий со средами, включая различные физические процессы: рассеяние, рефракция; излучение, поглощение, отражение, интерференция, люминесценция.

Для визуализации многих видов оптически прозрачных потоков в теплофизике и динамике прозрачных сплошных сред используются методы визуализации, основанные на явлении рефракции – отклонения света при его прохождении через неоднородности плотности прозрачной среды: теневой метод, шлирен-метод, интерферометрия, а также их модификации. Отдельного рассмотрения заслуживает основанный на физическом явлении рефракции и кросс-корреляционном анализе изображений теневой фоновый метод. При визуализации полей показателя преломления прозрачных неоднородных сред определяются смещения разделенных в пространстве изображений точек фона, помещенного за исследуемым объектом.

Актуальная проблема анализа данных панорамного теплофизического эксперимента – проблема больших данных. В процессе экспериментов сегодня накапливается огромное количество цифровой информации, полученной при видеосъемке на цифровые камеры, тепловизоры и т. д. При работе с большими данными подключается проблема машинного обучения при анализе больших массивов данных (в данном случае изображений исследуемых потоков). Пока весьма немного работ посвящены данной проблеме в теплофизике, но их число растет быстро. Создается программное обеспечение (ПО) для распознавания структурных элементов течений в газах, жидкостях и плазме. Для тестирования ПО и обучения нейронных сетей используются массивы изображений различных течений, зарегистрированные теневым, шлирен, PIV и другими методами.

При помощи машинного зрения был разработан ряд программ обработки теневых и шлирен изображений. Программы работают на алгоритмах машинного зрения и обучения, используют в том числе обученную свёрточную нейронную сеть для распознавания и автоматического отслеживания различных структурных элементов течений.

На основе методов панорамной визуализации и методов и подходов искусственного интеллекта исследован ряд задач нестационарного тепломассообмена. Метод высокоскоростной термографии и цифрового анализа изображений позволил исследовать динамику полей теплового излучения и получить пространственно-временные и спектральные характеристики турбулентных пограничных слоев жидкости в неизотермических течениях воды.

Для регистрации нестационарных ударно-волновых полей в газоплазменных течениях в каналах и на обтекаемых поверхностях использовались теневые методы с высокоскоростной регистрацией изображений (до 500 тыс. к/с). Использовались также методы цифровой термографии, в частности для анализа нестационарных тепловых потоков в канале. На основе сочетания методов панорамной цифровой визуализации быстропротекающих процессов и машинного обучения при анализе больших данных исследован ряд задач тепломассообмена, в том числе течение в ударной трубе, в течение 30–40 мс после прохода ударной волны с различным временным разрешением (динамика структур и теплообмен); ударно-волновые и тепловые процессы при инициировании наносекундных сильноточных разрядов в канале и на обтекаемых поверхностях (микро-миллисекундные диапазоны).

Работа частично поддержана РНФ, грант 23-19-00096.

Литература

1. Знаменская И. А., Дорощенко И. А., Сысоев Н. Н., Татаренкова Д. И. // Докл. РАН. 2021. Т. 497, № 1. С. 16–20.

2. Знаменская И. А. Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор // Научная визуализация. 2021. Т. 13, № 3. С. 125–158.

УДК 537.523/527, 533.9.004.14

КОНВЕРСИЯ СМЕСИ CO_2–CH_4 В ПЛАЗМЕ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

А. В. Казак, А. А. Кириллов, Л. В. Симончик, Н. В. Томкович

Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь
m.tomkavich@ifanbel.bas-net.by

Разработан и создан плазмохимический реактор для конверсии биогаза в синтез-газ на основе несамостоятельного разряда с плазменным катодом на постоянном токе в трёхэлектродной конфигурации. Процесс конверсии смеси диоксида углерода и метана в синтетический газ был исследован экспериментально. Степень конверсии возрастала с увеличением времени пребывания реакционной смеси в активной зоне реактора. Достигнутая степень конверсии составила 83% для CO_2 и 78% для CH_4.

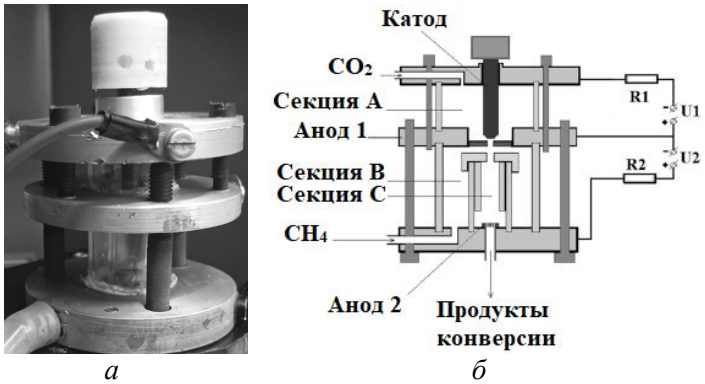
Ключевые слова: *тлеющий разряд атмосферного давления, биогаз, конверсия, синтез-газ, водород.*

Введение. Биогаз является перспективным возобновляемым источником энергии и важным компонентом для будущего энергоснабжения. В основном он состоит из метана (50–75%) и углекислого газа (50–25%) с примесью в несколько процентов других газов, таких как сероводород, аммиак, водород, азот, кислород и водяной пар [1, 2]. Обычное использование биогаза – прямое сжигание для получения тепла и электроэнергии. Однако тепловая ценность биогаза снижается из-за высокой концентрации в нем углекислого газа. Энергетически более эффективным является его преобразование перед сжиганием в синтез-газ ($CO + H_2$) путем конверсии:

$$CH_4 + CO_2 \rightarrow 2CO + 2H_2, \quad \Delta Q = 247\text{кДж/моль},$$

для чего считаются перспективными плазменные технологии. В работе представлены результаты экспериментального исследования конверсии смеси CH_4 и CO_2 в плазме тлеющего разряда атмосферного давления на постоянном токе, эффективность процесса которого показана при конверсии этанола [3].

Экспериментальная установка. Конструкция плазмохимического реактора основана на трёхэлектродной системе, описанной в [4] (рис. 1). Реактор состоит из трёхсекционной разрядной камеры (рис. 1, *б*). В секции А расположен катод (стальной стержень диаметром 8 мм). Латунная вставка толщиной 1 мм в дюралевом диске 1 выполняет роль анода. Межэлектродный промежуток составляет 1–2 мм. Поток CO_2 обеспечивается через секцию А; CO_2 выходит в секцию С через отверстие в центре латунной вставки. В то же время метан поступает в секцию С из секции В. Скорости потока CO_2 и CH_4 устанавливаются таким образом, чтобы смесь в секции С была в соотношении около 1:1.



а *б*

Рис. 1. Фотография (*а*) и схема (*б*) плазмохимического реактора

В секции А в CO_2 зажигается самостоятельный нормальный тлеющий разряд. Ток разряда (~200 мА) регулируется источником питания U1 (1500 В, R1 ≈ 5 кОм). Этот разряд служит плазменным катодом для несамостоятельного разряда в смеси CO_2–CH_4 в секции С, который

зажигается от другого источника питания U2 постоянного тока (3000 В, R2 ≈ 10 кОм), напряжение которого подается между анодом 1 и анодом 2. Межэлектродный промежуток в секции С зафиксирован ~18 мм. Ток несамостоятельного разряда составляет 150–200 мА. Продукты конверсии выводились из плазменного реактора через отверстие в аноде 2 и пропускались через кювету с германиевыми окнами, предварительно нагретую до 100 ºС.

Результаты и их обсуждение. Состав продуктов конверсии смеси CH_4 и CO_2 определяли методом инфракрасной (ИК) абсорбционной спектроскопии аналогично [5]. Для этого использовался ИК-спектрометр NEXUS (Thermo Nicolet). Спектры поглощения регистрировались в диапазоне 600–4000 $см^{-1}$ с разрешением 2 $см^{-1}$. Мольные доли ИК активных компонентов смеси CO_2–CH_4 и продуктов его переработки определялись путем сравнения экспериментальных и рассчитанных спектров поглощения с использованием спектральной базы данных Hitran [6]. Концентрация водорода рассчитывалась с учетом скорости потока реакционной смеси на входе в реактор и концентраций ИК активных компонентов продуктов конверсии, определенных экспериментально. ИК-спектр исходной газовой смеси CO_2–CH_4 содержит три колебательно-вращательных полосы для CO_2 и две колебательно-вращательных полосы для CH_4 (рис. 2, *а*). При инициировании разрядов в обеих секциях в спектре поглощения газа на выходе из реактора были идентифицированы полосы молекул CO_2, CH_4, CO, H_2O и C_2H_2 (рис. 2, *б*).

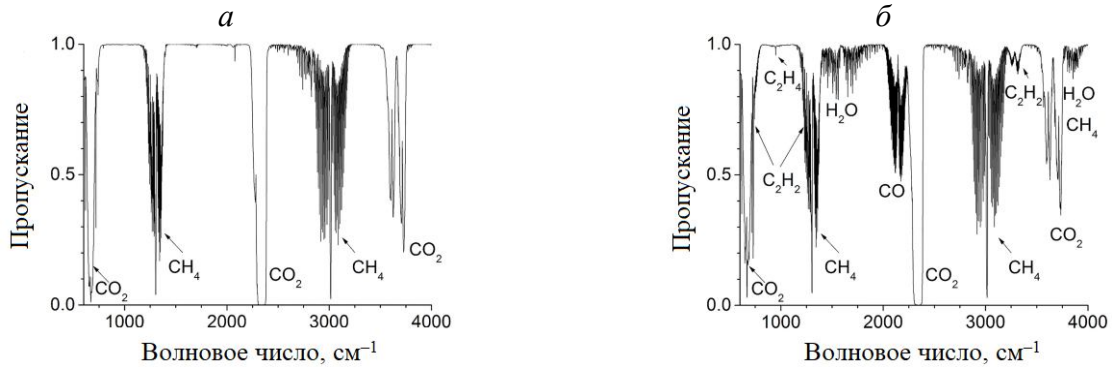


Рис. 2. Исходная смесь (*а*) и продукты конверсии (*б*)

Мольные доли CO_2 и CH_4 определялись по полосам 3500–3800 и 2800–3200 $см^{-1}$; CO, H_2O и C_2H_2 – по полосам 2000–2200, 1300–2000 и 3200–3400 $см^{-1}$ соответственно. Поскольку других продуктов конверсии не наблюдалось, оставшаяся часть принадлежит H_2.

В таблице приведены данные по конверсии для смеси 45% CH_4 и 55% CO_2 при двух суммарных скоростях потока – 0,7 и 1,4 л/мин. Рабочие режимы тока самостоятельного и несамостоятельного разрядов составляли около 200 мА, общая мощность обоих разрядов около 0,5 кВт.

Мольный состав (%) продуктов конверсии смеси CO_2–CH_4

Компонент	Расход		Компонент	Расход	
	1.4 л/мин	0.7 л/мин		1.4 л/мин	0.7 л/мин
CO_2	18	6	CO	35	45
CH_4	22	7	H_2	20.5	39
C_2H_2	1.8	1.4	C_2H_4	0.17	0.15
H_2O	2.53	1.45			

Видно, что при уменьшении расхода смеси CO_2–CH_4 с 1,4 до 0,7 л/мин мольные доли CO и H_2 увеличиваются, в то время как CH_4 и CO_2 – уменьшаются, в результате степень конверсии CO_2 и CH_4 возрастает с 58 до 83% и с 40 до78% соответственно. По-видимому, при-

чинами такого увеличения степени конверсии являются более высокая температура газа и более длительное время пребывания реакционной смеси в активной зоне реактора при более низкой скорости потока [7].

Выводы. Проведенные исследования показали эффективность разработанного и созданного плазмохимического реактора. Преимущества трёхэлектродной системы заключаются в том, что поддерживающий разряд горит в отдельной камере, которая не зависит от атмосферы в другой камере, где происходит процесс конверсии. Еще одним преимуществом является возможность изменять состав реакционной смеси. Это является важным аспектом, поскольку состав реального смеси CO_2–CH_4 непостоянен (в нем больше CH_4), так что во время проведения конверсии есть необходимость добавлять дополнительное количество CO_2. Степень конверсии возрастала с увеличением времени пребывания реакционной смеси в активной зоне реактора, достигая для CO_2 и CH_4 ~83% и ~78% соответственно.

Литература

1. Lau C. S., Tsolankis A., Wyszynski M. L. Biogas upgrade to syngas (H2–CO) via dry and oxidative reforming // Int. J. Hydrogen Energy. 2011. Vol. 36. P. 397–404.

2. Alves H. J., Junior C. B., Niklevicz R. R., Frigo E. P., Frigo M. S., Coimbra-Araújo C. H. Overview of hydrogen production technologies from biogas and the applications in fuel cells // Int. J. Hydrogen Energy. 2013. Vol. 38, No. 13. P. 5215–5225.

3. Arkhipenko V. I., Kirillov A. A., Simonchik L. V., Kazak A. V., Chernukho A. P. and Migoun A. N. Ethanol conversion in a DC atmospheric pressure glow discharge // Int. J. Hydrogen Energy. 2016. Vol. 41, No. 41. P. 18320–18328.

4. Arkhipenko V. I., Callegari Th., Pitchford L., Safronau Ya. A., Simonchik L. V. Atmospheric pressure air glow discharge in a three-electrode configuration // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. Vol. 37, No. 7. P. 1297–1304.

5. Архипенко В. И., Згировский С. М., Кароза А. Г., Кириллов А. А., Симончик Л. В. Диагностика продуктов конверсии этанола с использованием метода абсорбционной ИК-спектроскопии // Журн. прикладной спектроскопии. 2012. Т. 80, № 1. С. 103–107.

6. The HITRAN Database [Electronic resource]. – Mode of access: http://www.cfa.harvard.edu/HITRAN/. Date of access: 30.03.2022.

7. Arkhipenko V. I., Kazak A. V., Kirillov A. A., Simonchik L. V., Tomkavich M. U. Reforming of a mixture of methane with carbon dioxide in the plasma of a non-self-sustained DC glow discharge at atmospheric pressure // High Temperature Material Processes: an International Quarterly of High-Technology Plasma Processes. 2022. Vol. 26, No. 4. P. 17–23.

УДК 621.762.5

ОСОБЕННОСТИ ФАЗООБРАЗОВАНИЯ В СИСТЕМАХ Ti-CuO И Ti-Al-CuO В УСЛОВИЯХ РЕГУЛИРУЕМОГО НАГРЕВА

А. Г. Князева[1], В. С. Сафронова[2], Е. Н. Коростелева[1], А. В. Барановский[1]

[1]Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия
[2]Томский государственный политехнический университет, г. Томск, Россия

Описаны особенности фазообразования в смесях порошков Ti-CuO и Ti-Al-CuO. *В этих смесях возможны металлотермические реакции и образование интерметаллидных фаз. Однако анализ образцов, полученных в процессе спекания и в условиях теплового взрыва, показал наличие неравновесных соединений, появление которых можно объяснить наличием пленок тугоплавких оксидов на исходных порошках металлов, а также важностью стадий термического разложения оксида меди и диффузии через слой продуктов. Предложена кинетическая модель процесса, учитывающая десять основных химических стадий, а также модель фазообразования в окрестности частицы титана, в которой лимитирующей стадией является диффузия. Первая модель реализована численно, для второй получено приближенное аналитическое решение. Параметры моделей оцениваются на основе сравнения с экспериментальными данными.*

Ключевые слова: *реакционное спекание, тепловой взрыв, смесь порошков, неравновесные фазы, кинетическая модель.*

Системы, в которых металлотермические реакции (восстановление металла из оксидов или галогенидов другим, более активным металлом) используются для получения упрочняющих частиц при синтезе композитов, в последние годы привлекают значительное внимание как в технологиях, основанных на СВС [1, 2], так и в современных 3D-технологиях [3]. Взаимодействие между металлами и оксидом меди в процессах типа горения изучалось, например, в [4, 5]. Простейший анализ показывает, что в смеси Ti + CuO термодинамически возможны реакции

$$Ti + 2CuO = TiO_2 + 2Cu \ (I); \quad Ti + Cu = TiCu \ (II);$$

$$TiCu + Cu = TiCu_2 \ (III); \qquad TiCu + Ti = Ti_2Cu \ (IV),$$

результатом которых ожидается металломатричный композит с упрочняющими оксидными частицами. Однако результаты [4, 5], где для этой системы в продуктах зафиксированы TiO, Cu_2O, Cu_3Ti_3O, позволяют предположить много более сложные механизм фазообразования и в условиях объемного синтеза. Во-первых, на поверхности титана может присутствовать адсорбированный кислород. Он также может присутствовать в виде оксидной пленки или в растворенном виде. Без доступа кислорода тонкая оксидная пленка растворяется в титане. Накопление кислорода возможно при хранении, смешивании, прессовании. Известен механизм механохимического окисления титана [6]. Во-вторых, оксид меди более легкоплавкий, чем титан. При повышении температуры он плавится и разлагается, причем разложение возможно раньше, чем начнется плавление:

$$CuO = Cu_2O + 2O \ (V).$$

В-третьих, кислород может, с одной стороны, уходить из смеси, приводя к увеличению пористости прессовки и росту внутренних механических напряжений, а с другой – окислять титан:

$$2O = O_2\uparrow \ (VI); \qquad Ti + O = TiO \ (VII); \qquad TiO + O = TiO_2 \ (VIII).$$

В литературе анализируются фазы Cu_3TiO_5 and Cu_2TiO_3 [7]. Более сложные стадии и фазы возможны и в смеси Ti-Al-CuO.

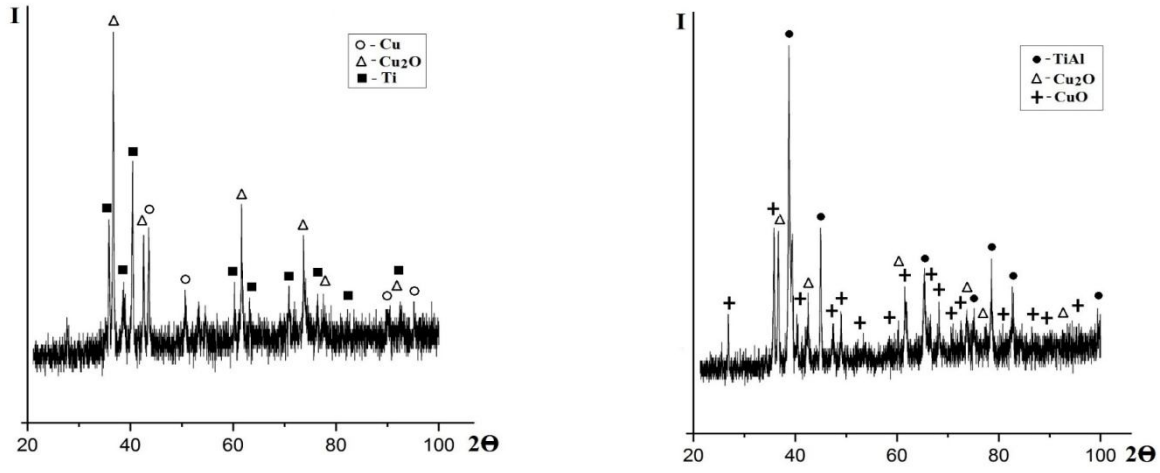
Для проведения эксперимента в условиях объемного спекания [8] и теплового взрыва [9] соотношение компонентов в смесях выбирали таким образом, чтобы количества взаимодействующих компонентов было достаточно для реализации реакции восстановления с учетом возможной реакции синтеза интерметаллидов из свободных элементов в соответствии с суммарными реакциями

$$2Ti + 2CuO = TiO_2 + TiCu_2$$

и

$$9Al + 3Ti + 8CuO = Al_2O_3 + TiO_2 + Al_xTi_yCu_z.$$

Анализ объемных изменений спеченных образцов показал, что образцы обоих составов в той или иной степени претерпевают объемный рост. Можно утверждать, что уже при 650 °C начинают реализовываться некоторые диффузионно-реакционные процессы, которые приводят к увеличению объема с компенсацией твердофазного спекания порошковых композиций. Для состава (Ti + CuO) выбранной температуры было достаточно, чтобы начальный оксид меди CuO распался на Cu, Cu_2O и Cu_4O_3. Ожидаемого образования оксида титана не произошло, как и его соединения с медью, хотя часть свободной меди (до 20 вес.%) и была зафиксирована РСА (*а*). Для второй композиции РСА показал, что присутствие оксида меди не мешает уже при 650 °C взаимодействовать титану с алюминием и образовывать алюминид титана TiAl, которого получилось 60 вес.%; он занимал фактически 76% объема спеченной прессовки (рисунок, *б*). В этом случае оксид меди лишь испытывал собственные преобразования с переходом от CuO до Cu_2O, при этом был зафиксирован как исходный оксид CuO (до 33 вес.%), так и его производная Cu_2O (до 7–8 вес.%), т. е. при данных условиях термической обработки в вакууме оксид меди был инертен по отношению к алюминию и титану.



а *б*

Результаты рентгено-структурного анализа: *а* – Ti-CuO; *б* – Ti-Al-CuO

При нагреве смеси (Ti-CuO) до температуры 800°C уже реализуется тепловой взрыв с разрушением образца за счет высокого экзоэффекта, тогда как прессовки из смеси (Ti-Al-CuO) сохраняют свою форму. В первом случае в продуктах обнаруживаются TiO, Cu_2O, TiO_2, Ti_2O_3, Cu, Cu_3Ti_2, причем состав сохраненных образцов крайне неоднородный. С учетом выявленного состава к системе (I)–(VIII) следует добавить реакции

$$TiCu_2 + TiCu = Cu_3Ti_2 \quad (IX) \quad \text{и} \quad TiO + TiO_2 = Ti_2O_3 \quad (X).$$

Во втором случае обнаружены фазы $Cu_{8.75}Al_{4.25}$, CuTiAl, $AlCu_2T$, $Al_{2.66}O_4$.

Предложена термокинетическая модель процесса объемного синтеза, включающая уравнение баланса тепла и кинетические уравнения, соответствующие реакциям (I)–(X). Предполагается, что скорости реакций зависят от температуры по закону Аррениуса, а от концентраций в соответствии с законом действующих масс. Основной проблемой является отсутствие данных по формально-кинетическим параметрам реакций. Однако «подбирая» параметры на основе полученных первичных данных эксперимента по преимущественному присутствию тех или иных фаз, можно осуществлять параметрическое исследование для данных условий синтеза.

Для объяснения возможных механизмов формирования фаз предложена модель взаимодействия частицы титана с расплавом. Предполагается, что оксид титана растет на границе раздела частицы и окружающей ее смеси, содержащей начальный оксид меди и ее результат его частичного разложения. Между этой смесью и оксидом титан возможно образование интерметаллидных фаз. В результате приходим к задаче с тремя подвижными границами, которая частично решается аналитически. Эта модель позволяет анализировать соотношение между фазами разного состава в разных температурных интервалах.

Модели могут быть дополнены оценкой возможных объемных изменений, связанных с изменением фазового состава, что является важным для процессов объемного синтеза [10].

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 22-11-00100.

Литература

1. Алымов М. И. (ред.) Материалообразующие высокоэкзотермические процессы: металлотермия и горение систем термитного типа. М.: РАН, 2021. – 376 с.

2. Xing Zh., Lu J., Ji X. A Brief review of metallothermic reduction reactions for materials preparation // Small methods. Special Issue: Nanostructured Materials for Catalysis. 2018. Vol. 2, Is. 12. P. 1800062.

3. Dadbakhsh S., Merten R., Hao L., Humbeeck J. V., Kruth J.-P. Selective laser melting to manufacture “in situ” metal matrix composites: a review // Advanced Engineering Materials. 2019. Vol. 21, Is. 3. P. 1801244.

4. Михайлов Ю. М., Алёшин В. В., Вершинников В. И., Игнатьева Т. И. Режимы горения смесей оксида меди (II) с алюминием и титаном // ФГВ. 2021. Т. 57, № 5. С. 67–73.

5. Михайлов Ю. М., Алёшин В. В., Вершинников В. И., Игнатьева Т. И. Особенности горения смесей оксида меди с титаном // ФГВ. 2018. Т. 54, № 1. С. 33–38.

6. Васильев М. А., Волошко С. М., Яценко Л. Ф. Механохимическое окисление поверхности металлических сплавов под действием интенсивной пластической деформации // Успехи физики металлов. 2014. Т. 15. С. 79–100

7. Hennings D. Phase equilibria and thermodynamics of the double oxide phase Cu_3TiO_4 // J. of Solid State Chemistry. 1980. Vol. 31, Is. 2. P. 275–279.

8. Коростелева Е. Н., Князева А. Г., Николаев И. О. Особенности фазообразования в условиях реакционного спекания с восстановительной стадией // Физич. мезомех. 2022. Т. 25, № 5. С. 46–56.

9. Букрина Н. В., Барановский А. В. Синтез композитов из порошковых смесей (Ti, C, Al) в условиях контролируемого нагрева // ПМТФ. 2019. № 4. С. 165–173.

10. Анциферов В. Н., Гилев В. Г. О роли объемных и массовых эффектов реакций в процессах реакционного спекания // Изв. вузов. Порошковая металлургия и функц. покрытия. 2015. № 4. С. 9–20.

УДК 519.6; 533.9

СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОТОКАХ ИОНИЗУЮЩИХСЯ ГАЗОВ ДЛЯ УСТАНОВКИ КСПУ-Т С ПРОДОЛЬНЫМ ПОЛЕМ

А. Н. Козлов[1], Н. С. Климов[2], К. М. Гуторов[2], В. С. Коновалов[1], В. Л. Подковыров[2], А. Д. Ярошевская[2]

[1]Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша, г. Москва, Россия
[2]Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г. Москва, Россия

Проведены расчеты спектральных и интегральных характеристик излучения в потоках ионизующихся газов в квазистационарном плазменном ускорителе (КСПУ). Моделирование осесимметричных течений выполнено на основе уравнений радиационной магнитной газодинамики (РМГД) для среды, состоящей из атомов, ионов и электронов в приближении локального термодинамического равновесия с учетом электропроводности, теплопроводности и переноса излучения. Уравнения при наличии продольного магнитного поля представлены в терминах векторного потенциала магнитного поля. Характеристики излучения определены в рамках 3D модели с учетом основных механизмов излучения и поглощения фотонов для различных участков спектра.

Ключевые слова: *радиационная магнитная газодинамика, численное моделирование, течения ионизующихся газов, спектры излучения.*

Плазменные ускорители, разработанные в различных научных центрах, являются многофункциональными установками [1]. Установка КСПУ-Т исследуется в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» [2]. Ускорение плазмы в КСПУ с азимутальным магнитным полем происходит за счет силы Ампера $\mathbf{j}\times\mathbf{H}/c$, где ток в плазме $\mathbf{j}$ имеет преимущественно радиальное направление и протекает между коаксиальными электродами. На основе РМГД модели [3] проведена серия расчетов. На рис. 1 представлен пример квазистационарного течения ионизующегося водорода при наличии продольного магнитного поля в канале ускорителя.

Расчет проведен при условии равномерной подачи газа на входе в канал при $z = 0$, где плотность и температура равны $\rho = 1$ и $T = 1$ в безразмерных переменных. Расчет отвечает следующим параметрам: характерная концентрация и температура на входе $n_0 = 4\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ и $T_0 = 750$ К, разрядный ток $J_p = 60$ кА, длина установки $L = 10$ см и радиус анода $R_0 = 5$ см. Продольное магнитное поле при $z = 0$ равно $H_z^0 = 0.1$ в безразмерных переменных при условии, что единицей поля является его азимутальная составляющая на входе $H_0 = 2J_p/cR_0 = 2400$ Э. Масштаб векторов на рис. 1, *в* и *г* определяется значениями $V_* = 20V_0$ и $H_* = 0.14$, представленными на рисунках для $V_0 = 8.3\cdot10^5$ см/с. Видно, что в сужающейся части канала формируется фронт ионизации, где температура и степень ионизации резко увеличиваются, а плазма быстро ускоряется благодаря силе Ампера, что приводит к ее разрежению. При наличии продольного поля возникает вращение ионизованного газа, нарастающее к выходу из установки КСПУ-Т. Наиболее значительное влияние на течения оказывает разрядный ток, увеличение которого приводит к смещению фронта ионизации в направлении входа в ускоритель.

Плотность энергии излучения U и плотность потока энергии излучения $\mathbf{W}$ определяются через интенсивность излучения $I_\nu(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega})$, которое распространяется в направлении телесного угла $\boldsymbol{\Omega}$ с частотой ν и отвечает точке с координатой $\mathbf{r}$:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{1}{c}\int_0^\infty\int_0^{4\pi} I_\nu(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega})\,d\,\Omega\,d\nu, \qquad \mathbf{W}(\mathbf{r}) = \int_0^\infty\int_0^{4\pi} I_\nu(\mathbf{r},\boldsymbol{\Omega})\,\boldsymbol{\Omega}\,d\,\Omega\,d\nu.$$

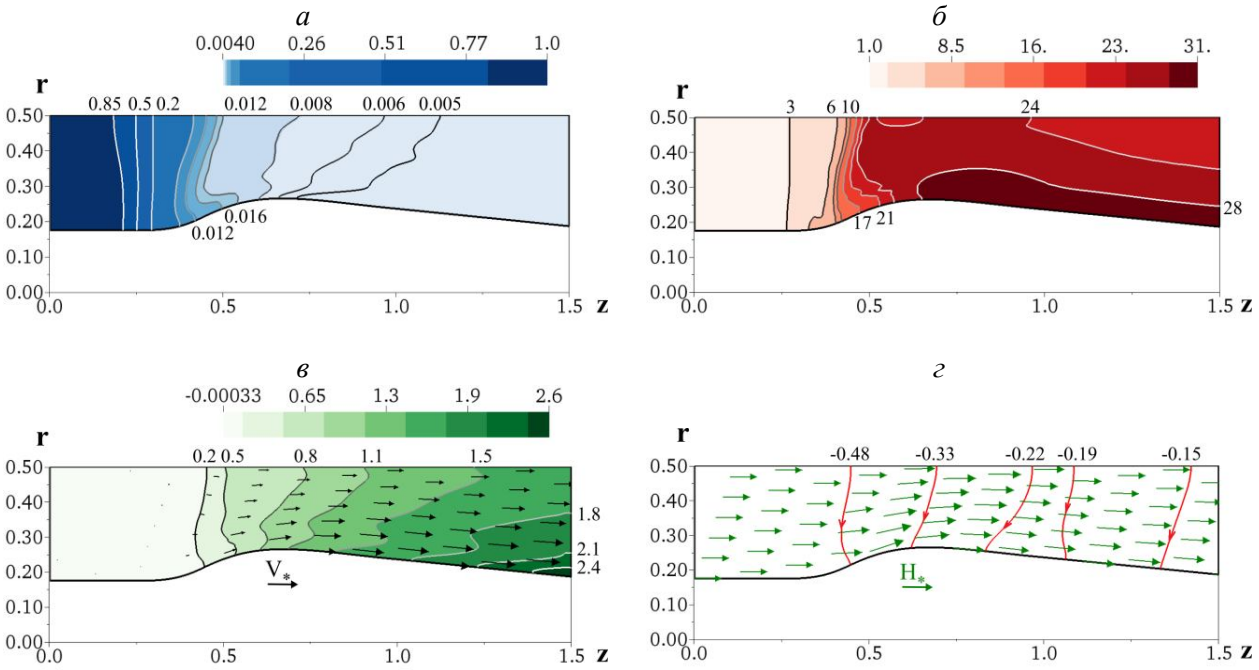


Рис. 1. Распределения плотности (*а*), температуры (*б*), векторного поля скоростей и азимутальной скорости (*в*), плазменного тока и векторного магнитного поля в потоке ионизующегося водорода (*г*)

Учитывая большую скорость распространения излучения, поле излучения мгновенно подстраивается под распределение параметров потока. Поэтому ограничимся решением стационарного уравнения переноса излучения для интенсивности, в котором коэффициент поглощения $\kappa_\nu(\mathbf{r})$ и излучательная способность $\eta_\nu(\mathbf{r})$ определяются с помощью известных соотношений (см., например, [3]) и отвечают процессам поглощения и излучения в линиях, фотоионизации и фоторекомбинации, а также рассеянию. Профиль спектральных линий рассчитывается по формуле Фойгта с учетом разных механизмов уширения линий.

Моделирование переноса излучения проведено на основе трехмерной постановки задачи для осесимметричного течения. Координатная сетка для 3D задачи о переносе излучения получена поворотом исходной двумерной координатной сетки вокруг оси канала с заданным шагом. Решение уравнения переноса излучения для интенсивности излучения определяется по разным направлениям для того, чтобы вычислить интегральные значения U и $\mathbf{W}$. Для каждого узла координатной сетки строится дополнительная угловая сетка по азимутальному и полярному углу. Для численного решения задачи о переносе излучения используется метод длинных характеристик, представленный, например, в [3]. Трассировка лучей позволяет определить точки их пересечений с гранями ячеек трехмерной координатной сетки и место падения лучей на одну из границ трехмерной расчетной области. Коэффициенты $\kappa_\nu(\mathbf{r})$ и $\eta_\nu(\mathbf{r})$ можно считать постоянными в пределах отдельно взятой ячейки. Соответственно, лучи последовательно проходят через ячейки с известными оптическими свойствами и решениями, которые сшиваются на границах ячеек.

На рис. 2 представлено поле излучения, где распределение безразмерной величины $\tilde{U}$ связано соотношением $\tilde{U} = cU / U_0$ с плотностью энергии излучения для $U_0 = 10^8$ эрг/см^{2}с, а масштаб векторов $\mathbf{W}$ определяется модулем указанного вектора $W_* = 7.7 \cdot 10^7$ эрг/см^{2}с. Видно, что в окрестности фронта ионизации расположена область с относительно высокими значениями плотности энергии излучения U. Векторное поле потока энергии излучения $\mathbf{W}$ направлено во все стороны от указанной области и присутствует в набегающем потоке газа, что приводит к его предварительной ионизации.

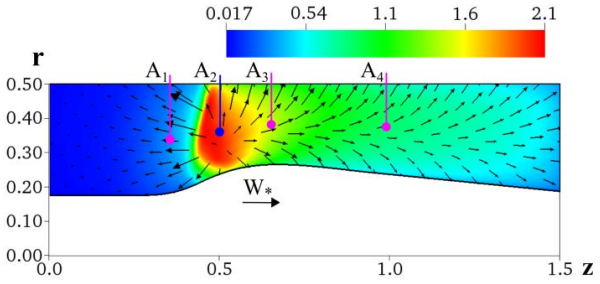


Рис. 2. Распределение плотности энергии излучения и векторное поле плотности потока энергии излучения в потоке ионизующегося газа, представленном на рис. 1

Рис. 3 демонстрирует распределения интенсивности излучения $I_\nu\,[\text{эрг}/(\text{см}^2\cdot\text{с}\cdot\text{эВ})]$ в диапазонах частот или энергии фотона для известных спектральных серий Лаймана и Бальмера. Спектры излучения рассчитаны в направлении радиальных лучей, проходящих через точки A_1, A_2 и A_3, указанные на рис. 2. Показано, что α- и β-линии Лаймана вносят существенный вклад в общее поле излучения.

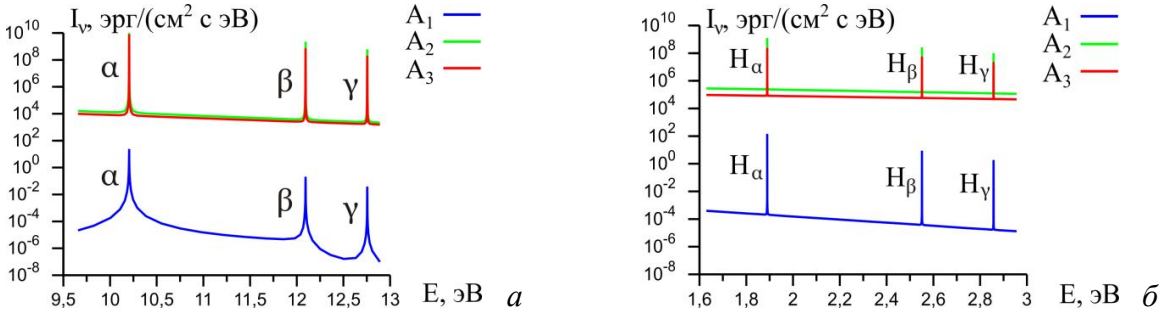


Рис. 3. Спектры излучения в направлении радиальных лучей A_1, A_2 и A_3 (см. рис. 2) для серии Лаймана (*а*), Бальмера (*б*)

Важным элементом комплексных исследований физических процессов в КСПУ является сопоставление экспериментальных и расчетных данных. Например, в направлении радиального луча, проходящего через точку A_4, экспериментальные и расчетные спектры излучения водородной плазмы для серии Бальмера практически совпадают.

Таким образом, исследовано влияние продольного магнитного поля на течение ионизующегося газа. Показано, что фронт ионизации смещается в направлении входа в канал при увеличении разрядного тока. Рассчитаны интегральные характеристики излучения среды и спектры излучения для серий Лаймана и Бальмера в направлении различных лучей. Сопоставлены расчетные и экспериментальные данные.

Литература

1. Морозов А. И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2008. – 613 с.

2. Климов Н. С., Коваленко Д. В., Подковыров В. Л. и др. Экспериментальное исследование интегральных характеристик потока плазмы и разряда квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя с собственным магнитным полем // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2019. Т. 42, № 3. С. 52–63.

3. Kozlov A. N., Konovalov V. S. Numerical study of the ionization process and radiation transport in the channel of plasma accelerator // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. 2017. Vol. 51. P. 169–179.

УДК 533.9.07

ЭНЕРГОЗАТРАТЫ ПРОЦЕССА БЕЗВАКУУМНОГО ЭЛЕКТРОДУГОВОГО СИНТЕЗА КАРБИДА ВОЛЬФРАМА В СРАВНЕНИИ С КАРБОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИЕЙ В ВАКУУМНОЙ ПЕЧИ

А. И. Кокорина, А. Я. Пак, А. Д. Мисюкова

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Работа посвящена исследованию процесса электродугового синтеза карбида вольфрама в открытой воздушной среде. Определены энергозатраты в процессе синтеза, энергоемкость, данные значения сравнивали с энергоемкостью широко распространенного лабораторного метода синтеза карбида вольфрама – карботермической реакцией в вакуумной печи. Также было измерено распределение температур в процессе синтеза, на основе которого установлены энергозатраты на нагрев электродов, их излучение и конвекцию.

Ключевые слова: *плазма, дуговой разряд, карбид вольфрама, открытая воздушная среда, энергозатраты.*

В настоящее время актуальна проблема развития методов получения карбида вольфрама. Данный материал характеризуется высокой температурой плавления, высокими твердостью и износостойкостью, высокими электро- и теплопроводностью и применяется в сферах обрабатывающей промышленности, бурения горных пород, изготовления режущих инструментов и штампов, а также в качестве носителя катализатора в реакциях получения водорода [1, 2]. В данной работе в качестве метода синтеза предлагается безвакуумный электродуговой синтез карбида вольфрама. Этот метод возможно реализовать без применения вакуумного оборудования в силу образования угарного и углекислого газов, которые экранируют реакционный объем от кислорода воздуха [3]. Безвакуумный электродуговой синтез отличается простотой и возможностью быстрого достижения высоких температур. Широко распространен синтез карбида вольфрама методом цементации в вакуумной печи [4, 5]. Так, в работе [5] за 6 ч при температуре 1150 ºС в результате карботермической реакции получили 200 г карбида вольфрама WC.

Трехфазный электродуговой реактор для безвакуумного электродугового синтеза (рис. 1) включает в себя модуль электропитания и разрядный контур реактора. Модуль электропитания включает в себя три источника постоянного тока, выводы которых подключены к электрододержателям, предназначенным для установки графитовых электродов (тиглей и стержней). В качестве анодов выступают графитовые стержни, расположенные в трех вертикальных стальных гильзах. Система из двух графитовых тиглей является катодом, который расположен на алюминиевой пластине. Катод состоит из внешнего тигля (высота 55 мм и внешний диаметр 50 мм), внутренние стенки которого обернуты графитовым войлоком, и внутреннего тигля (высота 20 мм и внешний диаметр 30 мм), в который засыпалась исходная смесь массой 30 г металлического вольфрама и углерода. Внутренний тигель закрывался графитовой крышкой во избежание попадания примесей в продукт синтеза.

Для инициирования дугового разряда аноды перемещают до соприкосновения с крышкой малого тигля. В течение 15 с электроды были в соприкосновении в режиме короткого замыкания. Это обеспечивает резистивный нагрев электродов для лучшей стабильности дугового разряда. Затем стержи отводятся на расстояние 0,5–1 мм, и в этот момент инициируется дуговой разряд. Синтез длился в течение 120 с. В процессе синтеза ток и напряжение дугового разряда записывались на осциллограф. По данным осциллографа была определена энергия, введенная в систему в процессе синтеза, равная 0,3 кВт·ч. С учетом массы загрузки получаем энергоемкость процесса равную 0,01 кВт·ч/г.

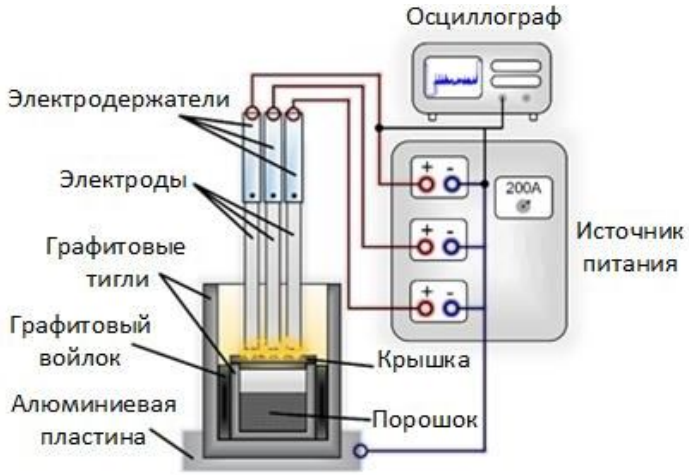


Рис. 1. Принципиальная схема трехфазного электродугового реактора постоянного тока

Для сравнения была взята горизонтальная вакуумная печь ПЭС 2100В. Общая мощность печи, включая главный блок, вакуумный блок, блок управления и чиллер – 120 кВт. Из них 100 кВт – мощность нагревателей. На основе литературных данных возьмем скорость нагрева 5 ºС/мин, температуру синтеза 1150 ºС и время 6 ч. С учетом нагрева процесс синтеза длится 9,83 ч. Таким образом, в процессе синтеза была потрачена энергия, равная 983 кВт·ч. Масса загрузки составила 200 г. Таким образом, энергоемкость составила 4,915 кВт·ч/г.

Таким образом, подтверждено, что безвакуумный электродуговой синтез характеризуется меньшими электрозатратами, чем процесс карботермической реакции в вакуумной печи. Также стоит учесть, что процесс безвакуумного электродугового синтеза занимает гораздо меньше времени, особенно с учетом отсутствия необходимости организации вакуума.

Температура на поверхности тиглей была определена с использованием инфракрасной камеры Optris PI 1M в диапазоне температур от 575 до 1 800 °C. На рис. 2 показаны температуры в верхней, средней и нижней частях внутреннего тигля. Для проведения измерений в стенке внешнего тигля была сделана прямоугольная проточка, размеры которой соответствуют высоте внутреннего тигля. При времени воздействия 80 с температура в верхней части тигля достигает предела измерения инфракрасной камеры (1800 °C) и поддерживается вплоть до момента погасания дуговых разрядов. Максимальная зафиксированная температура в нижней части внутреннего тигля составляет ~1400 °C. По результатам измерений можно утверждать, что в процессе синтеза достигается температура образования карбида вольфрама [6].

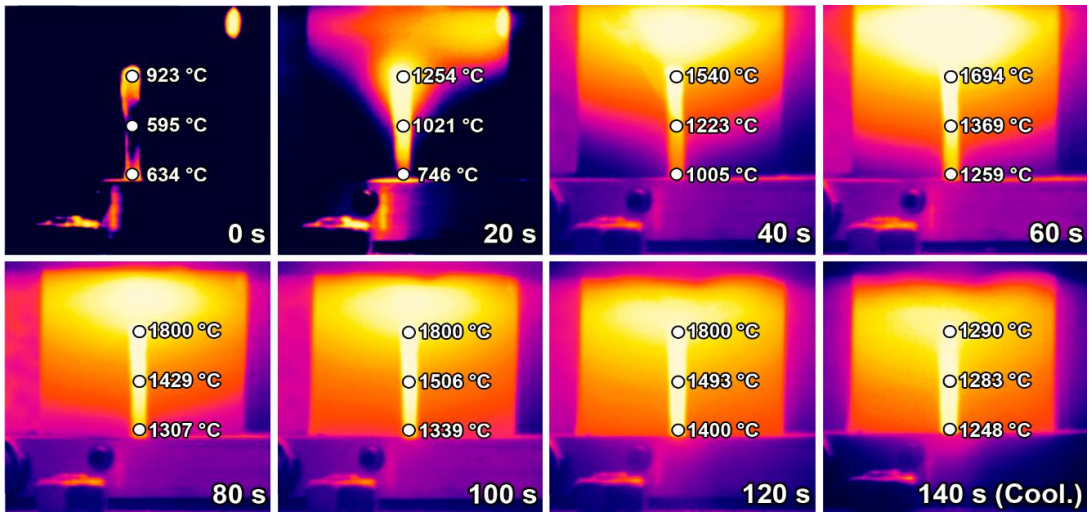


Рис. 2. Распределение температур на стенке внутреннего тигля в процессе синтеза в плазме дугового разряда постоянного тока

Согласно литературным данным [7] в случае вертикальной дуги при атмосферном давлении электрическая мощность отводится во внешнюю зону только за счет теплопроводности. По данным распределения температур было рассчитано, что энергозатраты на нагрев внешнего тигля составили 0,046 кВт·ч, на нагрев внутреннего тигля – 0,014 кВт·ч, на нагрев анодов – 0,07 кВт·ч. Энергозатраты на излучение электродов составили 0,093 кВт·ч. Таким образом, на конвекцию было потрачено 0,077 кВт·ч.

Работа выполнена при поддержке программы Государственного задания ВУЗам (проект № FSWW-2022-0018).

Литература

1. Tripathy H. High temperature thermophysical properties of spark plasma sintered tungsten carbide // Int. J. Refract. Met. Hard Mater. 2022. Vol. 104, No. 105804.

2. Uhlmann E. Application of additive manufactured tungsten carbide tool electrodes in EDM // Procedia CIRP. 2018. Vol. 68. P. 86–90.

3. Pak A. Y. Vacuumless synthesis of tungsten carbide in a self-shielding atmospheric plasma of DC arc discharge // Int. J. Refract. Met. Hard Mater. 2020. Vol. 93, No. 105343.

4. Medeiros F. F. P. Synthesis of tungsten carbide through gas–solid reaction at low temperatures // Mater. Sci. Eng. A315. 2001. P. 58–62.

5. Polini R. Toward greener synthesis of WC powders for cemented tungsten carbides manufacturing // ACS Sustain Chem Eng. 2021. Vol. 9. P. 8458−8466.

6. Тот Л. Карбиды и нитриды переходных металлов. М.: Мир, 1974. – 294 с.

7. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: Издательство иностранной литературы, 1961. – 370 с.

УДК 544.015; 536.425

СИНТЕЗ И ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ Al-Fe-Fe_2O_3 В УСЛОВИЯХ НАГРЕВА

Е. Н. Коростелева, И. О. Николаев, А. В. Барановский

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований реакционного взаимодействия многокомпонентной порошковой системы (Al–Fe–Fe_2O_3) с разным соотношением компонентов. Особенность используемых порошковых продуктов состоит в том, что композиция (Fe–Fe_2O_3) сформирована на основе специально переработанных отходов металлообработки – стальной стружки, которая была дополнительно доокислена и измельчена до фракции 150 мкм. Присутствие одновременно алюминия, железа и его оксида предполагает возможность протекания параллельно-последовательно нескольких реакций, таких как реакции восстановления или алюмотермии и реакций образования интерметаллидов. В связи с этим были проанализированы фазовые и структурные изменения исследуемых порошковых смесей после термообработки в условиях вакуумного спекания при 800 °C и объемного нагрева до 900 °C с постоянной скоростью. Показано, что неоднородное распределение элементов в порошковых компонентах из переработанной стружки оказывает заметное влияние на характер протекания реакций, включая их последовательность и качество. В результате формируется набор из неравновесных фаз-продуктов реакций и остатков элементов от взаимодействующих компонентов.

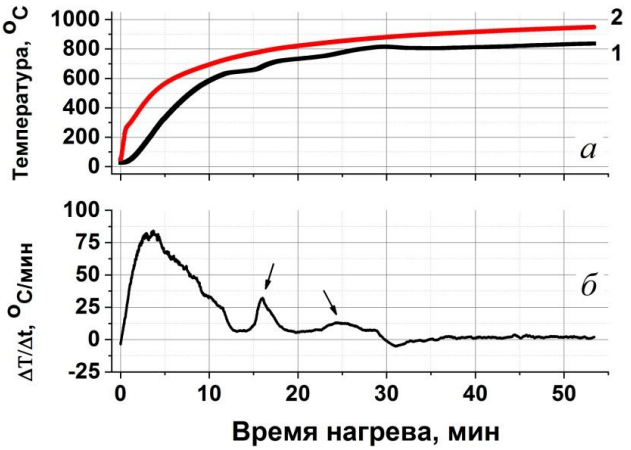
Ключевые слова: *структурно-фазовое состояние, алюминиды железа, оксиды, реакция восстановления, вакуумное спекание, регулируемый нагрев, температура.*

Порошковые смеси на основе систем Al–Fe_2O_3 и Al–Fe достаточно популярны и давно исследуются для различных областей применения [1–6]. Исследуемые системы отличает хорошая реакционная способность с высоким тепловым эффектом [1, 2]. В случае композиции (Al–Fe_2O_3) при соответствующем соотношении компонентов реализуется хорошо известная реакция восстановления (алюмотермия), во втором случае (Al–Fe) происходит типичное взаимодействие с образованием интерметаллидов (алюминидов железа). Для некоторых практических задач представляют интерес более сложные композиции с взаимодействующими компонентами [7, 8], когда параллельно рассматриваются реакции восстановления и синтеза в присутствии третьих компонентов. Если не усложнять элементный состав, а ориентироваться только на рассматриваемую группу компонентов, то в условиях нагрева состава из трех компонентов (Al–Fe–Fe_2O_3) возможно протекание как первой, так и второй реакции [9], причем гарантированного формирования предусмотренных стабильных фаз может и не быть. В данном случае очень сложно предугадать финальное структурно-фазовое состояние конечного продукта, несмотря на планируемую количественную оценку реагентов даже с учетом предполагаемых стадий диффузионно-реакционных процессов. Задача еще более усложняется, если рассматривать в качестве компонента не чистый оксид железа, а его «прекурсор» в виде специально обработанных порошкообразных отходов металлобработки стальных заготовок. Практический интерес к использованию металлических отходов существует давно и стимулирует развитие различных технологий и способов их утилизации и применения [10]. В данном случае переработанная стальная стружка может представлять собой условную композицию (Fe–Fe_2O_3) с переменным соотношением компонентов. Добавление порошка алюминия к этому переработанному материалу должно приводить к достаточно высокому тепловому эффекту в условиях нагрева, но детального анализа этой ситуации не проводилось. Таким образом, исследование формирования структурно-фазового состава нестандартных порошковых материалов из порошковых смесей на основе Al–Fe–Fe_2O_3 с использованием переработанных отходов металлообработки стальных заготовок является актуальным.

В представленной работе рассматриваются два варианта порошковых смесей из алюминия и порошка переработанной стальной стружки, которая соответствует композиции ($Fe–Fe_2O_3$) с разным соотношением компонентов. Соотношение используемых компонентов учитывало необходимое количество элементов для реализации как реакции восстановления, так и образования интерметаллидов. В частности, первый вариант состава (25 вес.% Al + + 75 вес.% порошка стружки) ориентирован на предполагаемое формирование фаз, соответствующих области (α-$AlFe_3$) двойной диаграммы Al–Fe на фоне допустимого протекания реакции алюмотермии с присутствующими в частицах переработанной стружки оксидов железа. Второй вариант (60 вес.% Al + 40 вес.% порошка стружки) предполагает формирование структурно-фазового состояния, соответствующего преимущественной области фазы на основе Al_3Fe и AlFe. Оба варианта предполагают протекание экзотермических реакций не только на основе взаимодействия Al и Fe, но и реакций восстановления присутствующего в переработанной стружке оксида железа. Учитывая состояние частиц измельченной стружки, возможна реакция алюминия с оксидными частицами: $Al + Fe_2O_3 \rightarrow Fe + Al_2O_3$ или $Al + Fe_3O_4 \rightarrow$ $\rightarrow Al + (FeO + Fe_2O_3) \rightarrow Fe + Al_2O_3$. С присутствующим изначально железом не исключены реакции $Al + Fe \rightarrow AlFe_3$ или AlFe, Al_3Fe, Al_5Fe_2. Кроме того, возможно формирование метастабильной фазы $Al_{3.2}Fe$, а также дополнительное взаимодействие с железом, восстановленным при реакции алюмотермии. Также допускается формирование сложных оксидов FeAlO или $FeAlO_3$ и может присутствовать FeO как результат распада Fe_3O_4. Такой сложный набор вероятных сформированных фаз усложняет прогнозирование поведения исследуемых композиций в условиях нагрева.

Для проведения экспериментов из исследуемых порошковых смесей были спрессованы цилиндрические образцы с диаметром и высотой 10 мм с остаточной пористостью 25–30%. Термическая обработка проводилась как в режиме вакуумного спекания, так и регулируемого нагрева в среде аргона с целью инициации теплового взрыва. Анализ структурно-фазового состояния синтезированных после соответствующей термообработки порошковых материалов проводили на оборудовании Центра коллективного пользования Томского государственного университета (рентгеновский дифрактометр Shimadzu XRD-6000, CuK_α-излучение, сканирующий электронный микроскоп TESCAN MIRA 3LMU).

Результаты экспериментов показали, что в исследуемых порошковых смесях ожидаемый тепловой взрыв не реализовался в полном объеме (рисунок). Были отмечены небольшие пики температурного повышения, которые соответствовали вначале стадии взаимодействия жидкого алюминия с железной основой окисленного порошка стальной стружки (650–680 °C), другое небольшое повышение температуры можно связать с взаимодействием алюминия и железа.



Результаты регулируемого нагрева прессовок из смеси (60 вес.% Al + 40 вес.% порошка стальной стружки) до 900 °C; *а* – изменение температуры образца (1) и стенки камеры (2); *б* – производная от температуры

В случае вакуумного спекания при нагреве до 800 °С совокупная экзотермическая реакция для первого состава (25 вес.% Al + 75 вес.% порошка стружки) привела к разрушению образцов с образованием алюминида фаз Al_5Fe_2 на фоне остатков непрореагировавшего алюминия и железа. Присутствие образовавшегося оксида алюминия практически не фиксируется РСА, но при элементном анализе выявлены области концентрирования кислорода, совпадающие с расположением алюминия, что показывает реализацию реакции восстановления железа с образованием оксида алюминия с низкой степенью кристалличности. Таким образом, условия тепломассообмена в режиме вакуумного спекания с определенной выдержкой при температуре спекания (до 60 мин) позволили в полной мере реализоваться как реакции восстановления, так и синтезу интерметаллидов.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда и субсидии Администрации Томской области, грант 22-13-20031.

Литература

1. Сеплярский Б. С., Брауэр Г. Б., Тарасов А. Г. Механизм распространения фронта горения в смеси Fe_2O_3 + 2Al + 30%Al_2O_3 // Хим. физика. 2010. Т. 29, № 7. С. 79–85.

2. Григорьева Т. Ф., Киселева Т. Ю., Петрова С. А. и др. Механохимически стимулированные реакции восстановления оксида железа алюминием // ФММ. 2021. Т. 122, № 6. С. 614–620.

3. Dadbakhsh S., Hao L., Jerrard P. G. E., Zhang D.Z. Experimental investigation on selective laser melting behaviour and processing windows of in situ reacted Al/Fe_2O_3 powder mixture // Powder Tech. 2012. No. 231. P. 112–121.

4. Анчаров А. И., Григорьева Т. Ф., Баринова А. П. и др. Рентгеноструктурное исследование продуктов механохимического восстановления оксида железа алюминием // Научный вестник НГТУ. 2013. Т. 51, № 2. С. 105–111.

5. Bayraktar E., Katundi D. Development of a new aluminium matrix composite reinforced with iron oxide (Fe_3O_4) // J. of Achieving Mater and Manufact Eng. 2010. Vol. 38, No. 1. P. 7–14.

6. Dadbakhsh S., Hao L. In situ formation of particle reinforced Al matrix composite by selective laser melting of Al/Fe_2O_3 powder mixture // Adv Eng Mater. 2012. Vol. 14, No. 1-2. P. 45–48.

7. Yeh Ch.-L., Ke Ch.-Y. Combustion synthesis of FeAl−Al_2O_3 composites with TiB_2 and TiC additions via metallothermic reduction of Fe_2O_3 and TiO_2 // Transact of Nonferrous Met Soc of China. 2020. Vol. 30, No. 9. P. 2510–2517.

8. Коростелева Е. Н., Князева А. Г., Анисимова М. А., Николаев И. О. Роль примесей в изменении фазового состава в системе Al-Fe-C при спекании // Изв. вузов. Порошковая металлургия и функц. покрытия. 2023. Т. 17, № 2. С. 5–13.

9. Liu Y., Cai X., Sun Z. et al. A novel fabrication strategy for highly porous FeAl/Al_2O_3 composite by thermal explosion in vacuum // Vacuum. 2018. Vol. 149. P. 225–230.

10. Hankel J., Jager S., Weber S. Development of a recycling strategy for grinding sludge using supersolidus liquid phase sintering // J. Clean Product. 2020. Vol. 263. P. 121501.

УДК 539.8; 543.45

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ РАСПЛАВА НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВОЙ ПЛАСТИНЫ И ЕГО РЕАЛИЗАЦИЯ В ПЛАЗМЕННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Е. А. Костюкевич, В. М. Асташинский, А. М. Кузьмицкий, П. Н. Шоронов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Предложен способ определения времени жизни расплава на поверхности кремниевой мишени, заключающийся в регистрации интенсивности излучения He-Ne лазера, проходящего через мишень в исходном состоянии, в процессе ее нагрева до образования расплава и после ее остывания и рекристаллизации.

Ключевые слова: *кремниевая пластина, плазменный поток, расплав кремния, лазерное излучение.*

Время существования зоны расплава на поверхности кремниевой пластины в процессе воздействия на нее компрессионными плазменными потоками является одним из ключевых параметров, определяющих эффективность модификации свойств полупроводника и характер образования поверхностных структур. Для измерения этого параметра используют преимущественно метод непрерывного контроля состояния поверхности мишени перед воздействием потока, в процессе его воздействия и по его окончании, измеряя интенсивность отраженного от поверхности излучения He-Ne лазера [1, 2]. Образование зоны расплава приводит к увеличению отражательной способности поверхности мишени, а после рекристаллизации интенсивность отраженного луча уменьшается до исходного уровня. Временной отрезок между моментами увеличения коэффициента отражения и его возврата к начальному значению соответствует времени жизни зоны расплава.

Этот метод эффективен в применении к стандартным технологиям обработки полупроводниковых материалов, обеспечивающим разогрев поверхности до температур немногим выше точки плавления кремния (1685 К). Однако при использовании высокоэнергетических (лазерных, плазменных и т. д.) потоков температура поверхности расплава кремния может существенно превышать это значение, достигая 3000 К и выше. В таких условиях отражательная способность расплава испытывает значительное падение по сравнению с расчетной величиной. Это обусловлено непрерывными деформациями поверхности мишени, что приводит к неоднозначности трактовки полученных результатов. Наиболее же существенным фактором, препятствующим распространению метода на случай высокоэнергетических потоков, является высокая интенсивность фонового свечения ударно-сжатого слоя на поверхности мишени, многократно превышающая уровень полезного сигнала.

Для определения времени существования расплава в условиях высокоэнергетического воздействия компрессионных плазменных потоков на пластины кремния был использован альтернативный способ [2]. Как известно [3], полупроводниковые материалы характеризуются наличием широкой полосы пропускания света с коротковолновой границей (так называемый край полосы фундаментального поглощения) в ближней ИК или видимой области спектра.

Для выявления изменений в оптических свойствах полупроводника, подвергающегося воздействию высокоэнергетических плазменных потоков, можно использовать температурную зависимость положения края полосы фундаментального поглощения: с ростом температуры полупроводника край полосы сдвигается в область длинных волн. При правильном выборе условий эксперимента исчезновение сигнала с фотоприемника, регистрирующего проходящее через мишень инфракрасное излучение из зоны контакта приповерхностного

слоя плазмы с кремнием, будет соответствовать образованию зоны расплава, а его повторное появление – ее рекристаллизации.

Схема эксперимента по определению времени жизни расплава на пластине кремния представлена на рис. 1. Компрессионный плазменный поток, формирующийся в газоразрядном магнитоплазменном компрессоре (МПК), падает на кремниевую мишень 3. За счет термализации кинетической энергии плазменного потока на поверхности мишени начинается интенсивный разогрев поверхностного слоя кремния. Инфракрасное излучение из зоны контакта приповерхностного слоя плазмы с мишенью, пройдя через толщу полупроводника, фокусируется объективом 6 в плоскости точечной диафрагмы 7 и расходящимся пучком падает на фотоумножитель 8, сигнал с которого регистрируется запоминающим осциллографом. С увеличением температуры подложки край полосы фундаментального поглощения смещается в сторону длинных волн, что приводит к постепенному уменьшению регистрируемого осциллографом сигнала.

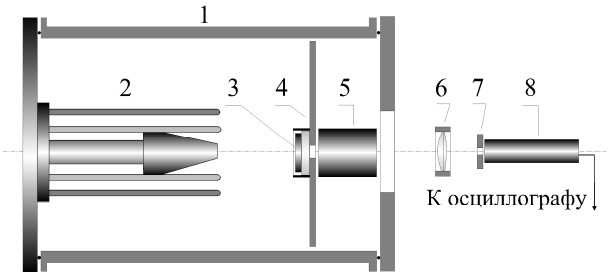


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – вакуумная камера; 2 – разрядное устройство МПК; 3 – кремниевая мишень; 4 – светозащитный экран; 5 – светозащитная бленда; 6 – объектив; 7 – диафрагма; 8 – ФЭУ

Время существования зоны расплава на поверхности кремниевой мишени определяется следующим образом. При воздействии на полупроводниковую кремниевую мишень высокоэнергетическим плазменным потоком у ее поверхности образуется интенсивно излучающий ударно-сжатый слой плазмы. Материал мишени прозрачен для красного и ближнего инфракрасного участков в спектре излучения из ударно-сжатого слоя благодаря наличию у полупроводника широкой полосы пропускания света с коротковолновой границей (так называемый край полосы фундаментального поглощения), приходящейся на ближнюю ИК-область спектра. Прошедшее через мишень излучение регистрируют фотоприемником. В процессе разогрева поверхности полупроводника край полосы фундаментального поглощения постепенно смещается в область длинных волн и при достижении поверхностью температуры, близкой к точке плавления материала мишени, выходит за границу спектрального диапазона чувствительности фотоприемника. Этому моменту соответствует резкое ослабление сигнала с фотоприемника (рис. 2). Сигнал остается слабым в течение всего времени существования расплава. По окончании воздействия плазменного потока поверхность мишени начинает остывать, и край полосы поглощения постепенно сдвигается в сторону коротких волн к своему исходному положению. С приближением температуры к точке рекристаллизации сигнал с фотоприемника резко усиливается. Таким образом, временная протяженность провала на осциллограмме является мерой времени существования расплава на поверхности полупроводника (рис. 2).

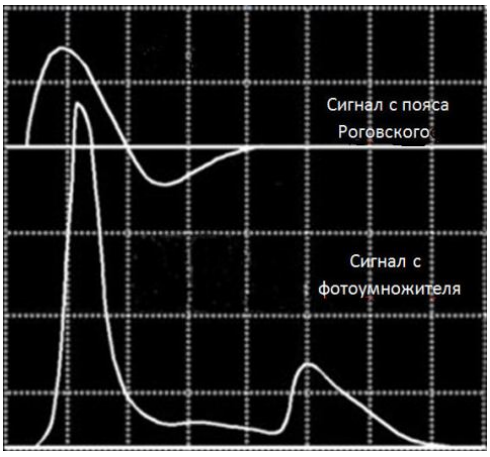


Рис. 2. Регистрация излучения плазмы, прошедшего кремниевую пластину толщиной 0,68 мм. Одно деление вдоль оси X соответствует 20 мкс

Эксперименты проводили при следующих условиях: начальное напряжение на накопителе энергии МПК изменяли от 2 до 4,5 кВ, начальное давление рабочего газа (азот) вваку-

умной камере – от 1 до 3 Тор. В качестве мишеней использовали кремниевые пластинки размером 10x10x0,68мм^3, которые, во избежание растрескивания под действием набегающего компрессионного плазменного потока, крепили на стеклянной подложке (Ø15×6 мм^2) в металлической черненой обойме. Расстояние от среза катода до поверхности мишени составляло 120 мм.

Перед фотоумножителем ФЭУ-68 с мультищелочным фотокатодом, чувствительным к видимой и ближней ИК областям спектра (300–850 нм), устанавливали точечную диафрагму 7 с диаметром отверстия 1,5 мм, в плоскость которой фокусировали изображение тыльной поверхности мишени. Обойма, светозащитный экран, бленда и точечная диафрагма служили для предотвращения попадания прямого и рассеянного стенками вакуумной камеры излучения плазменного потока на фотокатод ФЭУ. Для регистрации сигналов с фотоумножителя использовали запоминающий осциллограф.

Была проведена серия экспериментов с последовательным увеличением начального напряжения на емкостном накопителе МПК от 2 до 4,5 кВ. Анализ полученных результатов позволяет сделать следующий вывод. Во всем диапазоне напряжений на батарее МПК излучение плазменного потока, лежащее преимущественно в УФ и видимой областях спектра, блокируется кремниевой пластиной. Сигнал с ФЭУ появляется лишь после падения потока на поверхность мишени, примерно через 20 мкс после начала разряда, одновременно с началом нагрева кремния. Очевидно, ФЭУ регистрирует инфракрасное излучение с границы раздела ударно-сжатый слой/кремний. Как и предполагалось, при низких значениях напряжения (до 3 кВ) запирания излучения за счет смещения границы поглощения не наблюдается.

Таким образом, разработанный нами способ дает реальную возможность определять время существования расплава в условиях высокоэнергетического воздействия плазменных потоков на пластины кремния, сопровождающегося интенсивным свечением приповерхностной плазмы и сильными деформациями поверхности мишени.

Литература

1. David H. Auston, Jene A. Golovchenko, Richart E. Slusher, Clifford M. Surko, Thirumalai N., Venkatesan C. Control techniques for annealing semiconductors. Pat. USA US4155779A. Application filed: 21. 08.1978. Application granted: 22.05.1979.

2. Способ определения времени существования зоны расплава на поверхности полупроводниковой кремниевой мишени: пат. BY 2013_18209 / В. М. Асташинский, Е. А. Костюкевич, А. М. Кузьмицкий. – Опубл. 30.06.2014.

3. Перлин Е. Ю., Вартанян Т. А., Федоров А. В. Физика твердого тела. Оптика полупроводников, диэлектриков, металлов: учеб. пособие. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2008. С. 64.

УДК 621.039.05, 621.039.06, 539.1

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ С ВЕЩЕСТВОМ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. В. Кузенов, Е. А. Воронина, С. В. Рыжков, А. Г. Полянский

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Проведен обзор по последним работам в области сжатия сильноионизованного вещества и нагрева сформированного плазменного образования во внешнем магнитном поле, которые в последнее время получили название магнитно-инерциального термоядерного синтеза [1–5]. Приведен анализ современного состояния исследований по имплозии замагниченных мишеней и влиянию внешнего магнитного поля на основные характеристики плазмы и моделируемой системы. Затрагиваются вопросы математического моделирования процессов в существующих установках по магнитно-инерциальному удержанию плазмы. Также пристальное внимание уделяется двум новым многообещающим направлениям магнитно-инерциального термоядерного синтеза – нагреву, сжатию и удержанию плазмоида/плазменной мишени плазменными пушками (плазменными струями) и лазерным драйвером (лазерными пучками).

Представлена физико-математическая модель и рассмотрены основные характеристики установки и режимы плазменного образования. Получены пространственные распределения параметров плазмы для широкого спектра значений температур, плотностей, геометрических размеров мишени, мощности излучения, магнитного поля и других величин. Проведено полномасштабное численное моделирование разных процессов в различных магнитоплазмодинамических, радиационных и аэродинамических системах [6–10].

В представленном исследовании рассмотрены математические модели взаимодействия лазера высокой энергии импульса и импульсной плазменной струи с замагниченной плазменной мишенью, основанные на уравнениях радиационной плазмодинамики с учетом подавления гидродинамической неустойчивости внешним магнитным полем. Создан комплекс программ, включающий внутреннее энерговыделение, газодинамику и радиационный транспорт, а также для исследования свойств импульсной плотной плазмы при сжатии мишеней с учетом конвекции, излучения и ядерных превращений при наличии внешнего магнитного поля. Выполнены оценки параметров квазистационарных нейтронных источников на основе плазмы, удерживаемой магнитным полем в различных магнитных конфигурациях. Определены предельно достижимые значения коэффициента усиления мощности в неравновесной термоядерной плазме, состояние которой поддерживается атомарным пучком, СВЧ-нагревом и комбинированным нагревом. Рассмотрены системы с альтернативными реакциями. Показано, что нейтронный источник-драйвер для системы «синтез–деление» может использовать топливный цикл на основе дейтерия без внешней наработки трития, т. е. использующий только тот тритий, который получается в Д-Д реакции непосредственно в плазме.

В работе обсуждаются варианты схемы для создания мощных плазменных или лазерных струй [11–17]. Также сделана попытка проанализировать последние научные статьи по генерации мощных потоков частиц и излучений высоких энергий в неравновесной плазме с сильным магнитным полем. Отдельно представлена комбинированная схема источника нейтронов в концепции магнитно-инерциального термоядерного синтеза, основанной на одновременном (с задержкой во времени) обжатии замагниченной мишени лазерными пучками или высокоскоростными плазменными струями.

Литература

1. Гаранин С. Г., Ивановский А. В., Куликов С. М., Мамышев В. И., Певный С. Н., Рогачев В. Г. Инерционный термоядерный синтез с применением взрывомагнитных генераторов // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 131–140.

2. Ryzhkov S. V., Chirkov A. Yu. Alternative Fusion Fuels and Systems. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2019. – 200 p.

3. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Evaluation of the possibility of ignition of a hydrogen-oxygen mixture by erosive flame of the impulse laser // Laser Physics. 2019. Vol. 29. P. 096001.

4. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Estimation of the neutron generation in the combined magneto-inertial fusion scheme // Physica Scripta. 2021. Vol. 96. P. 125613.

5. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Thermophysical parameter estimation of a neutron source based on the action of broadband radiation on a cylindrical target // Fusion Science and Technology. 2023. Vol. 79. P. 399–406.

6. Surzhikov S. T. Computing system for solving radiative gasdynamic problems of entry and re-entry space vehicles // Proceedings of the 1st International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. 2003. ESA-533. P. 111–118.

7. Varaksin A. Yu., Ryzhkov S. V. Mathematical modeling of gas-solid two-phase flows: problems, achievements and perspectives (a review) // Mathematics. 2023. Vol. 11. P. 3290.

8. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Numerical simulation of pulsed jets of a high-current pulsed surface discharge // Computational Thermal Sciences. 2021. Vol. 13. P. 45–56.

9. Varaksin A.Yu., Ryzhkov S.V. Particle-laden and droplet-laden two-phase flows past bodies (a review) // Symmetry. 2023. Vol. 15. P. 388.

10. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V., Varaksin A. Yu. The adaptive composite block-structured grid calculation of the gas-dynamic characteristics of an aircraft moving in a gas environment // Mathematics. 2022. Vol. 10. P. 2130.

11. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V., Varaksin A. Yu. Numerical modeling of individual plasma dynamic characteristics of a light-erosion MPC discharge in gases // Applied Sciences. 2022. Vol. 12. P. 3610.

12. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V., Varaksin A. Yu. Calculation of heat transfer and drag coefficients for aircraft geometric models // Applied Sciences. 2022. Vol. 12 (21). P. 11011.

13. Chirkov A. Yu., Ryzhkov S. V., Bagryansky P. A., Anikeev A. V. Fusion modes of an axially symmetrical mirror trap with the high power injection of fast particles // Plasma Physics Reports. 2012. Vol. 38, No. 13. P. 1025–1031.

14. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V., Varaksin A. Yu. Simulation of parameters of plasma dynamics of a magnetoplasma compressor // Applied Sciences. 2023. Vol. 13 (9). P. 5538.

15. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V., Varaksin A. Yu. Computational and experimental modeling in magnetoplasma aerodynamics and high-speed gas and plasma flows (a review) // Aerospace. 2023. Vol. 10. P. 662.

16. Ryzhkov S. V. Magneto-inertial fusion and powerful plasma installations (a review) // Applied Sciences. 2023. Vol. 13 (21). P. 6658.

17. Shumeiko A. I., Telekh V. D., Ryzhkov S. V. Probe diagnostics and optical emission spectroscopy of wave plasma source exhaust // Symmetry. 2022. Vol. 14. P. 1983.

УДК 628.475.3; 533.9.07

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ПЛАЗМЕННОМ РЕАКТОРЕ С МНОГОСЛОЙНОЙ СТЕНКОЙ

А. И. Леончик, Ю. В. Жукова, В. С. Скавыш, В. В. Савчин

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

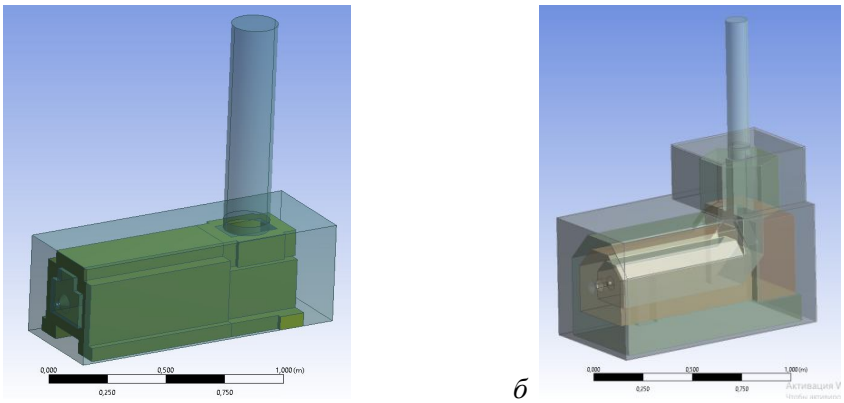
Описаны результаты численного моделирования нагрева плазменных реакторов различных конфигураций с многослойной стенкой с учетом радиационного теплообмена в волокнистом теплоизоляторе при высоких температурах. Проведено сравнение результатов моделирования с экспериментом.

Ключевые слова: *низкотемпературная плазма, реактор, численное моделирование, радиационный теплообмен.*

При исследовании процессов в плазменных печах необходимо учитывать ряд моментов, которые в других устройствах не имеют определяющего значения. Например, это излучение воздуха при температурах свыше 2800–3000 К; переизлучение в волокнистых материалах, используемых в качестве тепловой изоляции; изменение теплофизических свойств материалов в диапазонах температур от комнатных до точки плавления.

Для оптимизации конструкции печи, поиска проблемных мест, определения оптимальных режимов функционирования выгодно использовать методы численного моделирования [1, 2], так как прямые измерения температуры часто весьма затруднительны. Однако при этом необходимо каким-либо образом учитывать упомянутые особенности. В [3] представлены результаты численного моделирования газодинамических и теплообменных процессов в плазменной печи и в первом приближении определены оптические коэффициенты ряда материалов. Цель данной работы – уточнить используемые подходы к моделированию процессов теплопереноса в высокотемпературных устройствах с многослойной футеровкой и определить оптимальную форму камеры реактора путем сравнения результатов моделирования для реакторов различной конфигурации.

На рис. 1 представлены схемы рассмотренных реакторов. Длина внутренней части составляет порядка 1 м, высота внутреннего объема ~0,23 м. Основным отличием является ступенчатый свод в первом случае (рис. 1, *а*) и трапециевидный – во втором (рис. 1, *б*). Кроме того, во втором реакторе был добавлен слой теплоизоляции из легковесного кирпича.



а *б*

Рис. 1. Рассмотренные схемы плазменного реактора: первая схема (*а*), вторая схема (*б*)

На рис. 2 представлены распределения температур по сечению для двух случаев геометрии камеры реактора в режиме прогрева с учетом того, что теплоизолятор – вата – участвует в теплообмене и оптические коэффициенты зависят от температуры.

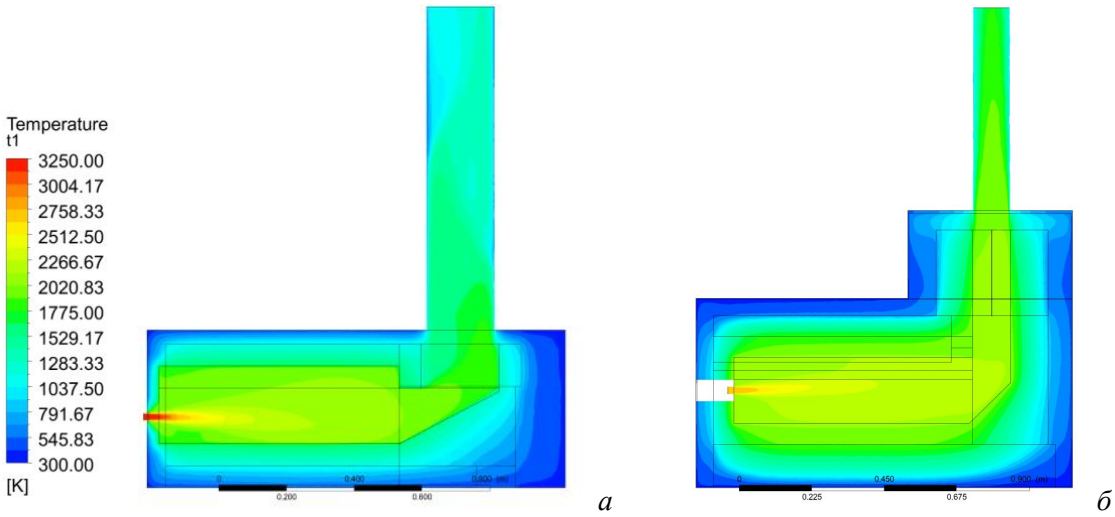


Рис. 2. Распределение температур по сечению: первая схема (*а*), вторая схема (*б*)

Результаты моделирования показали, что конструкция со ступенчатым сводом дает менее равномерное распределение температуры по сечению, чем с трапециевидным; учет только кондуктивной составляющей переноса тепла через стенки печки недостаточен для точных прогнозов, что приводит к переоценке температуры в потоке по сравнению с экспериментальными значениями. В экспериментах было замечено, что минеральная вата, которая закрывает стенки печи, при температурах свыше 1200 К излучает достаточно сильно, при этом температура на ее поверхности не соответствует цвету свечения. Это позволило предположить, что вата, с одной стороны, сама может быть источником излучения, а с другой – пропускать некоторую долю излучения или переизлучать со стенкой, которую она изолирует, рассеивая таким образом тепло.

Выводы. Результаты моделирования показали, что в обоих рассматриваемых случаях распределение температур качественно подобно, а отличия заключаются в абсолютном значении температур. Из двух рассмотренных случаев предпочтительно использовать реактор с трапециевидным сводом из-за более равномерного распределения температуры.

Исследования, направленные на определение точных значений оптических коэффициентов, представляются малоперспективными, так как они будут сильно зависеть от материалов и технологии изготовления минеральной ваты.

Литература

1. Liavonchyk A., Khvedchyn I., Sauchyn V. Plasma reactor for investigation of biomass high temperature gasification // Proceedings of the X Intern. Conf. “Plasma physics and plasma technology” (PPPT-10): September 12–16, 2022, Minsk, Belarus / Eds. by N. V. Tarasenko, A. A. Nevar, N. N. Tarasenka, M. S. Usachonak. Minsk: Kovcheg, 2022. P. 468–471.

2. Леончик А. И., Савчин В. В., Хведчин И. В., Кадыров И. И., Полканов М. А. Моделирование плазменной шахтной печи установки «Плутон» // Третья междунар. науч.-практ. конф. «Охрана окружающей среды и обращение с радиоактивными отходами научно-промышленных центров» 22–23 сентября 2021 г., ФГУП «РАДОН».

3. Леончик А. И., Жукова Ю. В., Скавыш В. С., Курбанов Н. М., Савчин В. В. Численное моделирование процессов теплообмена в плазменной печи с многослойной стенкой // Тепло- и массоперенос – 2022: сб. науч. тр. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова, 2023. С. 101–107.

УДК 669.187

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ РАСПЛАВА МЕТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КОНТЕЙНЕРЕ

Е. А. Михайлов[1,2], И. О. Тепляков[3], А. П. Степанова[2], Т. Т. Хасаева[2], М. И. Азнагулов[2]

[1]Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия
[2]Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
[3]Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Электродуговой переплав играет крайне важную роль в современной электрометаллургии. Между тем при пропускании электрического тока неоднородной плотности через хорошо проводящую среду возникает электромагнитная сила, которая приводит к возникновению электровихревых течений. Они могут приводить к преждевременному износу плавильных печей, поэтому необходимо детальное исследование их структуры. В настоящей работе рассмотрено течение расплава металла в цилиндрическом сосуде, дно которого является электродом. Сверху в него погружен малый электрод противоположной полярности. За счет растекания тока возникает магнитное поле, которое в ходе взаимодействия с самим током порождает полоидальные течения. Для моделирования решалось уравнение для потенциала внутри расплава, после чего восстанавливалось значение электрического тока, вычислялось магнитное поле. После этого проводилось исследование течения среды с использованием переменных «скалярная функция тока–завихренность». С целью экспериментальной верификации результатов был проведен эксперимент с раствором серной кислоты, который, в отличие от жидкого металла, является прозрачным и позволяет наблюдать течения на глубине. В целом его результаты совпали с теоретическими расчетами.

Ключевые слова: *расплавы металлов, электрометаллургия, моделирование, электровихревые течения, магнитная гидродинамитка.*

В настоящее время все большее распространение в металлургии получают электродуговой и электрошлаковый переплавы металлов. Это связано с более высокой технологичностью и экономической эффективностью данных методов по сравнению с классическими подходами, связанными с использованием классических мартеновских печей, требующих в качестве топлива использовать высококачественный коксующий уголь. При электродуговом переплаве металл разогревается за счет прохождения через него электрического тока.

После образования расплава проходящий через него электрический ток переменной плотности порождает магнитное поле. Оно начинает взаимодействовать с током и за счет силы Ампера приводит к возникновению закручивающего воздействия на жидкий металл. Из-за указанного механизма возникают так называемые электровихревые течения [1]. Они могут играть как положительную (дополнительное перемешивание расплава), так и отрицательную роль (ускоренный износ плавильной печи). По этой причине необходимость исследования электровихревых течений сложно переоценить.

На данный момент существует достаточно широкий круг работ, связанных с изучением электровихревых течений. Так, большой опыт как теоретических, так и экспериментальных исследований был накоплен еще с начала 1970-х годов в латвийском Институте физики [1]. В настоящее время электровихревые течения различной структуры активно изучаются в Институте механики сплошных сред (г. Пермь, Россия) [2]. Ряд практически важных исследований проведен в Магнитогорском государственном техническом университете имени Г. И. Носова (Россия) [3]. Большое количество результатов получено специалистами Объединенного института высоких температур (г. Москва, Россия) [4]. Существенное значение имеют теоретические результаты, полученные в Университете Шеффилда (Великобритания) [5] и Университете Леобена (Австрия) [6].

В настоящей работе изучается электровихревое течение в цилиндрическом контейнере глубины H и радиуса r, который является хорошей моделью плавильной печи. В отличие от ряда предшествующих работ [2, 7], где электродом служит внешняя поверхность сосуда, в нашем случае им является дно контейнера. Второй электрод радиуса ρ опускается сверху. Электрический ток растекается от малого электрода к большому, и потенциал u внутри сосуда описывается с помощью следующей задачи:

$$\Delta u = 0;$$

$$u\big|_{z=0} = U; \quad u\big|_{z=H,r<\rho} = 0; \tag{1}$$

$$\left.\frac{\partial u}{\partial r}\right|_{r=R} = \left.\frac{\partial u}{\partial z}\right|_{z=H,r>\rho} = 0;$$

где U – напряжение между электродами. В таком случае плотность электрического тока может быть найдена по закону $\vec{j} = \lambda(T)\vec{\nabla}u$, λ – проводимость расплава, зависящая от температуры T.

После этого необходимо найти магнитное поле $\vec{B}$, что делается путем решения дифференциального уравнения

$$\vec{\nabla}\times\vec{B} = \vec{j}, \qquad \vec{B}\big|_{r=0} = 0. \tag{2}$$

Учитывая, что магнитное поле имеет лишь азимутальную компоненту B_φ, течение оказывается полоидальным, поэтому можно представить его с помощью скалярной функции тока ψ по правилу $\vec{V} = \vec{\nabla}\times\left(\psi\vec{e}_\varphi\right)$. Кроме этого можно воспользоваться завихренностью $\omega = \partial\psi/\partial r - \partial\psi/\partial z$. Тогда система уравнений, описывающих течение в так называемом стоксовом приближении, выглядит следующим образом:

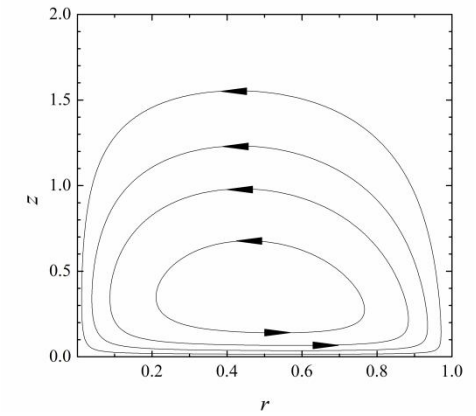
$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{\partial^2\omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2\omega}{\partial z^2} + \frac{\partial\omega}{r\partial r} - \frac{\omega}{r^2} + \left(\vec{\nabla}\times\left(\vec{j}\times\vec{B}\right)\right)_{\mathrm{n}};$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} + \frac{\partial\psi}{r\partial r} - \frac{\psi}{r^2} + \omega = 0; \tag{3}$$

$$\psi\big|_{r=R} = \psi\big|_{r=R} = \psi\big|_{z=0} = \psi\big|_{z=H} = \left.\frac{\partial\psi}{\partial r}\right|_{r=R} = \left.\frac{\partial\psi}{\partial r}\right|_{r=R} = \left.\frac{\partial\psi}{\partial z}\right|_{z=0} = \left.\frac{\partial\psi}{\partial z}\right|_{z=H} = 0.$$

Структура течения для случая, когда в безразмерных единицах $H = 2$, $R = 1$, показана на рисунке. Можно отметить, что течение в целом сконцентрировано в придонной области, где согласно результатам нашего исследования присутствует наиболее интенсивное магнитное поле.

С целью экспериментальной верификации полученных результатов нами была собрана установка, на которой в качестве проводящей жидкости использовался раствор серной кислоты. По сравнению с непрозрачным расплавом металла, в данном эксперименте оказалось возможным изучить не только приповерхностные течения, но и движение жидкости в глубине. В качестве маркеров использовались образующиеся за счет диссоциации пузырьки водорода, а также частицы туши и пластика, имеющего ту же плотность, что и раствор кислоты.



Структура течения в плавильной печи при $H = 2$, $R = 1$

В результате проведенного теоретического и экспериментального исследования была получена структура электровихревого течения в электродуговых плавильных печах. Отметим, что отдельного внимания заслуживает поведение течения во внешнем магнитном поле, которое может быть как создано искусственно, так и связано с земным магнетизмом.

Работа была выполнена при поддержке фонда «Иннопрактика».

Литература

1. Бояревич В. В., Фрейберг Я. Ж., Шилова Е. И., Щербинин Э. В. Электровихревые течения. Рига: Зинатне, 1985.

2. Frick P., Mandrykin S., Eltishchev V., Kolesnichenko I. Electrovortex flows in a cylindrical cell under axial magnetic field // J. of Fluid Mechanics. 2022. Vol. 949. A20.

3. Ячиков И. М., Портнова И. В., Ларина Т. П. Исследование на физической модели поведения токонесущей жидкости в ванне ДППТ под действием внешнего вертикального магнитного поля // Изв. ВУЗов. Черная металлургия. 2018. № 1. С. 28–34.

4. Ивочкин Ю. П., Тепляков И. О., Гусева А. А., Токарев Ю. Н. Численное и экспериментальное исследование структуры закрученного электровихревого течения // Тепловые процессы в технике. 2012. № 8. С. 345–352.

5. Sozou C., Pickering W. M. Magnetohydrodynamic flow in a container due to the discharge of an electric current in a hemispherical container // J. of Fluid Mechanics. 1976. Vol. 73. P. 641–650.

6. Kharicha A., Karimi-Sibaki E., Wu M., Ludwig A. Bohacek review on modeling and simulation of electroslag remelting // J. Steel Res. Int. 2018. Vol. 89. P. 1700100.

7. Михайлов Е. А., Степанова А. П., Таранюк А. А., Чудновский А. Ю. Электровихревое течение между двумя цилиндрами в линейном приближении // ИФЖ. 2024. Т. 97, № 3. С. 703–710.

УДК 533.9.08, 537.528

РАЗРАБОТКА ПЛАЗМЕННОЙ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ И МОДИФИКАЦИИ КРЕМНИЙСОДЕРЖАЩИХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

Е. А. Невар[1], М. И. Неделько[1], Н. В. Тарасенко[1], Г. Чен[2], Л. Ши[2]

[1]Институт физики НАН Беларуси, г. Минск
[2]Центр исследований нанонауки и технологий, Шанхайский университет, г. Шанхай, Китай

Путем плазменной обработки промышленного микропорошка кремния, состоящего из субмикронных сферических частиц со средним размером 250 нм, под действием электрического разряда в этаноле синтезирован наноразмерный кристаллический кремниевый материал с размером частиц 2–5 нм. На основе полученных кремний-углеродных нанокомпозитов созданы и испытаны образцы материала для анодов литий-ионных батарей, обладающего пониженным объемным расширением.

Ключевые слова: *плазменные технологии, электрический разряд в жидкости, наночастицы, кремнийсодержащие наноматериалы, литий-ионные батареи.*

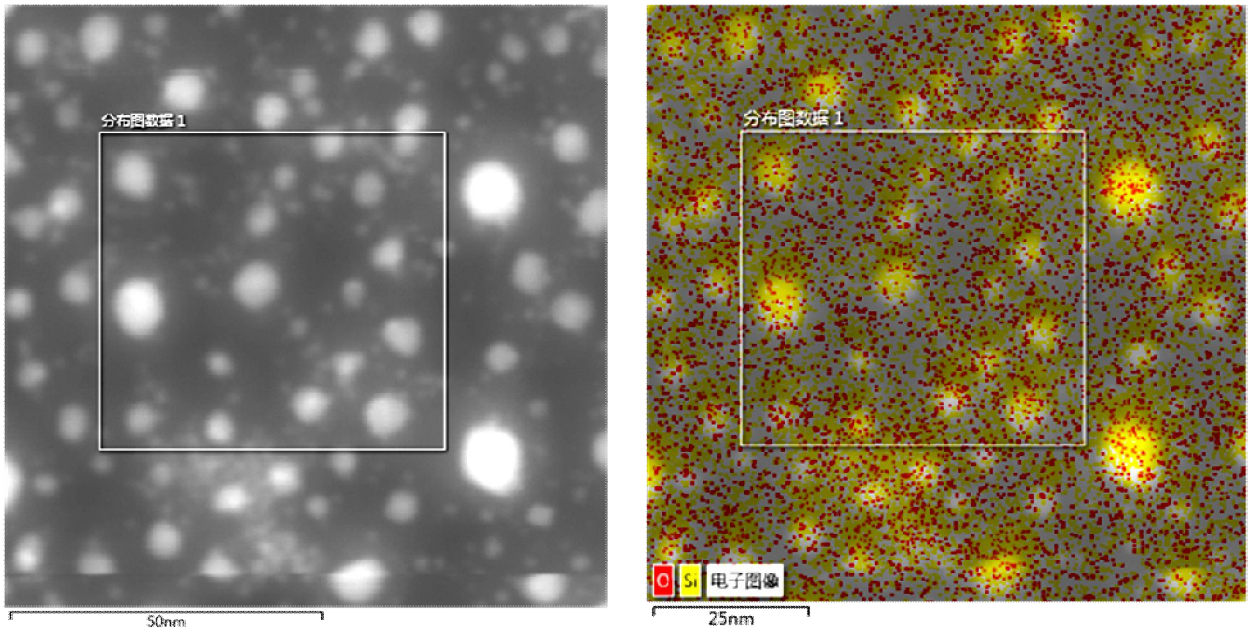
В последние годы успешно развиваются электроразрядные методы получения и обработки низкоразмерных порошков металлов, их оксидов и карбидов в жидкофазных средах [1, 2]. Электроразрядная обработка может приводить к модификации поверхности частиц порошка, изменению их стехиометрического состава и микроструктуры, формы и дисперсности, удалению адсорбированных примесных элементов с поверхности частиц, генерации в них линейных и точечных дефектов.

В данной работе кремнийсодержащий наноматериал синтезировали путем плазменной модификации смеси микропорошков кремния и спектрально чистого графита под действием электрического разряда в этаноле. Промышленный порошок кремния состоял из субмикронных сферических частиц со средним размером 250 нм.

Для проведения экспериментов по электроразрядной модификации порошков использовали модифицированный источник питания на базе генератора переменного тока в режиме высоковольтной искры. Электрические разряды инициировались между двумя вольфрамовыми электродами диаметром 6 мм. Нижний электрод уплотняли на дне конусообразной емкости, в которую насыпали обрабатываемый порошок и наливали этиловый спирт. Длина зазора между электродами составляла 1,5 мм. При данной форме кюветы частицы, выносимые из зоны разряда, оседая на наклонные стенки, под действием силы тяжести вновь оказывались в зоне разряда. Такая конструкция разрядного реактора позволяла проводить обработку частиц в течение необходимого временного интервала.

Высоковольтный электрический разряд в суспензии микропорошков в углеводородной жидкости приводил к существенному изменению дисперсности за счет измельчения частиц. Использование в качестве рабочей среды углеводородной жидкости также способствует их дроблению без окисления, при этом образуемый углерод может принимать активное участие в твердофазных реакциях с компонентами порошка, приводя, например, к образованию карбидных и гибридных кремнийуглеродных наночастиц.

Размер и морфология синтезированных наночастиц исследована на просвечивающем микроскопе высокого разрешения, оборудованного приставкой для энергодисперсионного анализа. Типичное ПЭМ-изображение и карта распределения элементов после плазменной обработки порошка кремния представлены на рис. 1. Электроразрядная обработка субмикронного порошка кремния в этаноле приводит к формированию обособленных наночастиц сферической формы размером в диапазоне 2–5 нм.



а *б*

Рис. 1. ПЭМ-изображение (*а*) частиц кремния, модифицированных в электрическом разряде, и карта распределения элементов в образце (*б*)

В спектрах КР (рис. 2) осажденных на алюминиевую подложку модифицированных частиц кремния наблюдался сдвиг характерной линии кристаллического кремния относительно ее положения для объемного материала (~520 см$^{-1}$). Стоит отметить, что исходные частицы кремния были аморфными, о чем свидетельствует положение пика (~490 см$^{-1}$). После электроразрядной модификации аморфной фазы кремния зарегистрировано не было. Широкие пики с максимумами на 296 см$^{-1}$ и 940 см$^{-1}$ соответствуют поперечной акустической моде второго порядка (2TA) и поперечной оптической фононной моде второго порядка (2TO) [3]. Также в спектрах регистрируются полосы D (~1390 см$^{-1}$) и G (~1600 см$^{-1}$) углерода.

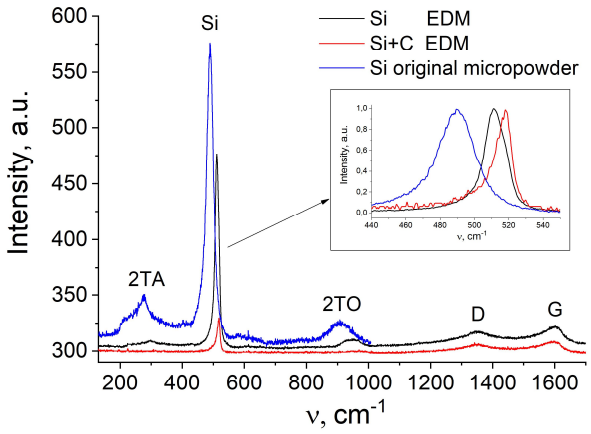


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния кремнийсодержащих микро- и нанопорошков до и после электроразрядной обработки

Наноразмерные кремнийсодержащие материалы привлекают в последнее время внимание как альтернатива графиту в литий-ионных батареях [4, 5]. В настоящее время анодные материалы на основе графита ограничены значениями удельной емкости (372 мАч/г). В свою очередь материалы на основе кремния обладают гораздо более высокой теоретической емкостью (4200 мАч/г). Однако практическое использование кремниевых анодов затруднено из-за значительного объемного расширения кремния (~400%). В качестве решения проблемы могут быть использованы нанокомпозитные анодные материалы на основе кремния и углерода из-за их высокой емкости и стабильности.

Синтезированный в работе кремнийсодержащий наноматериал прошел тестирование электрохимических характеристик в качестве анодного материала для литий-ионной батареи. Удельную емкость и цикличность наноструктурированного кремниевого анода измеряли методом заряда–разряда при скорости циклирования 0,1C и 0,3C. Первый цикл показал начальную кулоновскую эффективность (CE) 72%. Установлено, что емкость образца при скорости циклирования 0.3C довольно стабильна и после 10 и 55 циклов заряда–разряда составляет соответственно 810 и 800 мАч/г. Электрод продемонстрировал превосходное повторение емкости 88% после 55 циклов с высокой кулоновской эффективностью (98,8%).

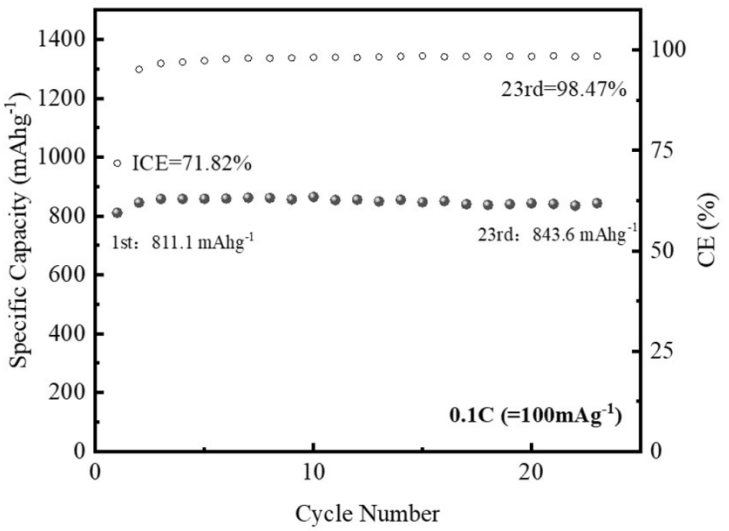


Рис. 3. Электрохимические характеристики синтезированного кремнийсодержащего анодного материала для литий-ионной батареи

Таким образом, разработанный способ модификации субмикронных аморфных частиц кремния путем электроразрядной обработки порошка в этиловом спирте может использоваться для получения эффективного анодного материала литий-ионных батарей, обладающего пониженным объемным расширением.

Работа профинансирована Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант Ф22КИТГ-007) и Министерством науки и технологий Китая (2022YFE0122400).

Литература

1. Burakov V., Kiris V., Nedelko M., Tarasenka N., Nevar A., Tarasenko N. Plasmas in and in contact with liquid for synthesis and surface engineering of carbon and silicon nanoparticles // J. of Physics D: Applied Physics. 2018. Vol. 51, № 48. P. 484001.

2. Nevar A., Tarasenka N., Nedelko M., Tarasenko N. Plasma assisted synthesis of cobalt-doped ZnO nanoparticles in liquid // Materials Today: Proceedings. 2022. Vol. 52, Pt 2. P. 232–238.

3. Gouda A. M., Allam N. K., Swillam M. A. Efficient fabrication methodology of wide angle black silicon for energy harvesting applications // RSC Adv. 2017. Vol. 7. P. 26974–29682.

4. Leonova A. M., Bashirov O. A., Leonova N. M., Lebedev A. S., Trofimov A. A., Suzdaltsev A. V. Synthesis of C/SiC mixtures for composite anodes of lithium-ion power sources // Appl. Sci. 2023. Vol. 13. P. 901.

5. Wang Q., Zhu M., Chen G., Dudko N., Li Y., Liu H., Shi L., Wu G., Zhang D. High-performance microsized si anodes for lithium-ion batteries: insights into the polymer configuration conversion mechanism // Adv. Mater. 2022. DOI: 10.1002/adma.202109658.

УДК 539.173.84

ОБЗОР СХЕМ КОМПАКТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЧАСТИЦ И НЕЙТРОНОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Г. Полянский

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Использование нейтронов нашло широкое применение в науке, технике, промышленности и обеспечении безопасности. В связи с этим возникает потребность в создании компактных источников частиц, обладающих высокой производительностью. Создание нейтронов под действием лазерного излучения является наиболее перспективным для реализации установок подобного типа. Лазеры создают энергию высокого качества, благодаря чему возможен высокий флюенс нейтронов и заряженных частиц с большой частотой. В данной работе рассматриваются компактные схемы создания нейтронов под воздействием лазерных источником малой мощности, проведен их сравнительный анализ для выявления наиболее перспективной схемы для дальнейшего исследования.

Ключевые слова: *лазер, термоядерный синтез, ядерные реакции, энергия высоких плотностей, плазма, инерциальный синтез.*

Источник получений нейтронов под действием электронов, инициированных лазерным облучением аэрогель-пены. В эксперименте высокоэнергетический субпикосекундный лазерный импульс релятивистской интенсивности взаимодействует с предварительно ионизированной полимерной пеной с околокритической электронной плотностью, где суперпондеромоторные электроны создаются посредством процесса прямого лазерного ускорения в присутствии сильных квазистатических электрических и магнитных полей [1]. Радиальное электростатическое поле создается за счет пондеромоторного выброса фоновых электронов плазмы, вызванного релятивистским лазерным импульсом. Ток ускоренных электронов создает азимутальное магнитное поле. Схема установки представлена на рис. 1.

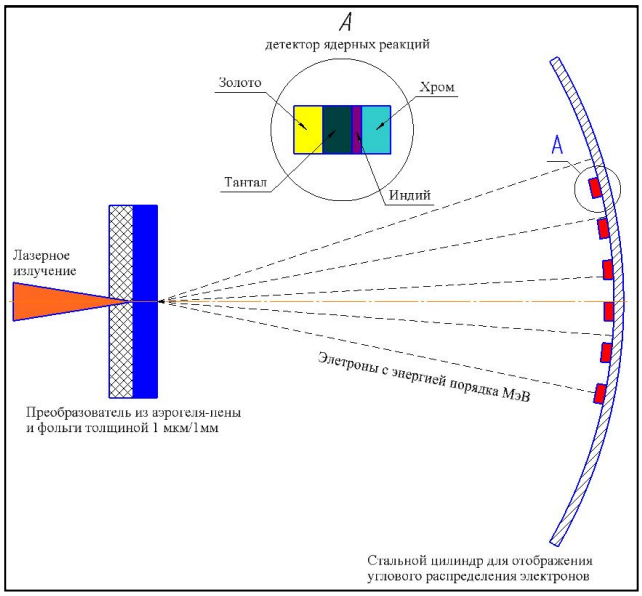


Рис. 1. Схема с облучением лазером мишени из аэрогеля

Взаимодействие большого числа ускоренных электронов с материалами с высоким зарядовым числом Z вызывают сверхвысокую плотность энергии МэВ-излучения, которая обеспечивает ядерные реакции, приводящие к образованию нейтронов [2–4].

Электроны, образующиеся в плазме, проходят через преобразователь с высоким Z, генерирующий тормозное излучение [5,6]. γ-лучи вместе с частью релятивистских электронов, вышедших из преобразователя, проходят расстояние 23 см в вакууме и вызывают ядерные реакции в активационных детекторах, состоящих из золота, тантала, индия и хрома.

Эксперименты, проведенные на двух схемах установок, показали следующие результаты:

1. В случае мишени из пеноаэрогеля в сочетании с фольгой из золота толщиной 10 мкм в генерации нейтронов преобладают протонно-индуцированные ядерные реакции. Число нейтронов достигает $(6{,}7\pm0{,}8)\cdot10^9$ за выстрел, а их средняя кинетическая энергия 0,5–1 МэВ.

2. Использование пеноаэрогеля, сложенного с преобразователями с высоким *Z*, генерация нейтронов в результате фотоядерных реакций в образце вызвана электронами с большим флюенсом и γ-излучениями с энергиями выше 10 МэВ. Число нейтронов относится к ядерным реакциям и составило $(3{,}6\pm0{,}6)\cdot10^8$ за выстрел, их средняя кинетическая энергия 2 МэВ.

Микромасштабный термоядерный синтез в плотной релятивистской плазме на основе массива нанопроводов. Рассмотрим источник нейтронов, созданный путем облучения упорядоченных массивов нанопроводов из дейтерированного полиэтилена фемтосекундными импульсами джоулева уровня релятивистской интенсивности от компактного сверхбыстрого лазера. Облучение массивов создает плазму сверхвысокой плотности энергии, в которой дейтроны (D) ускоряются до энергий МэВ, эффективно стимулируя D-D синтез и сверхбыстрые нейтронные всплески. В эксперименте зафиксировано до $2\cdot10^6$ нейтронов на джоуль [7, 8].

Сверхбыстрое облучение упорядоченных массивов нанопроволок обладает преимуществом в виде эффективного объемного нагрева и создает среду с высокой средней плотностью плазмы.

Массивы выровненных нанопроволок с высоким соотношением сторон (рис. 2) имеют свободные пространства вокруг проводов, которые обеспечивают глубокое проникновение энергии сверхбыстрого оптического лазерного импульса в материал высокой плотности, где свет улавливается и практически полностью поглощается [9, 10]. Энергичные электроны отрываются от поверхности нанопроволоки мощным лазерным полем и разгоняются до высокой энергии в пустотах, после чего взаимодействуют с нанопроволокой, быстро нагревая материал до экстремальных температур, что приводит к взрывам нанопроволоки. Ионы быстро ускоряются между нанопроводами, а пустоты заполняются плазмой, создавая непрерывный слой с критической электронной плотностью, который препятствует проникновению лазерной энергии в материал.

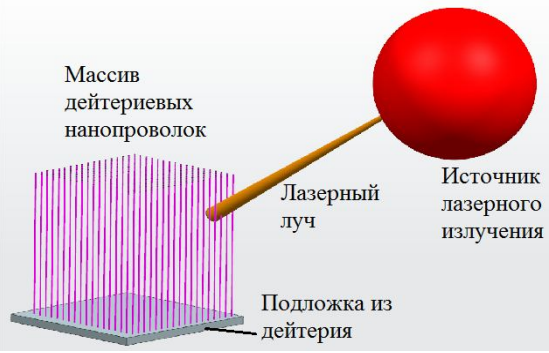


Рис. 2. Схема установки с облучением лазером массива дейтериевых нанопроводов

Облучение массивов дейтерированных нанопроволок импульсами релятивистской интенсивности ускоряет дейтроны до энергий, близких к пику поперечного сечения D–D термоядерного синтеза, открывая возможность эффективно запускать реакции D-D термоядерного синтеза и генерировать яркие квазимоноэнергетические ультракороткие нейтронные импульсы из источника с компактными лазерами с высокой частотой следования импульсов [11].

Ультракороткоимпульсный источник нейтронов, создаваемых электронным пучком. Схема установки изображена на рис. 3. Механизм основан на ускоренных лазером электронах. При остановке в металлическом конвертере эти электроны испускают фотоны высокой энергии (тормозное гамма-излучение), которые вызывают ядерные реакции в конвертере и выделяют энергичные нейтроны. Сечения этих реакций достигают максимума при энергиях фотонов в диапазоне 10–25 МэВ [12]. Вступая в реакцию с плазменным факелом, лазерный импульс создает струи релятивистских электронов, распространяющиеся вдоль направления

лазера. Горячие электроны попадают на стопку из 9 пластин меди общей толщиной 1,8 см, которая расположена на расстоянии 10 мм от цели.

При торможении в передних слоях медных пластин электроны генерируют пучок фотонов высокой энергии, который распространяется глубже в стопку [13]. Эти фотоны выбивают нейтроны из ядер меди с помощью реакций $^{65}Cu(\gamma;n)^{64}Cu$ и $^{63}Cu(\gamma;n)^{62}Cu$.

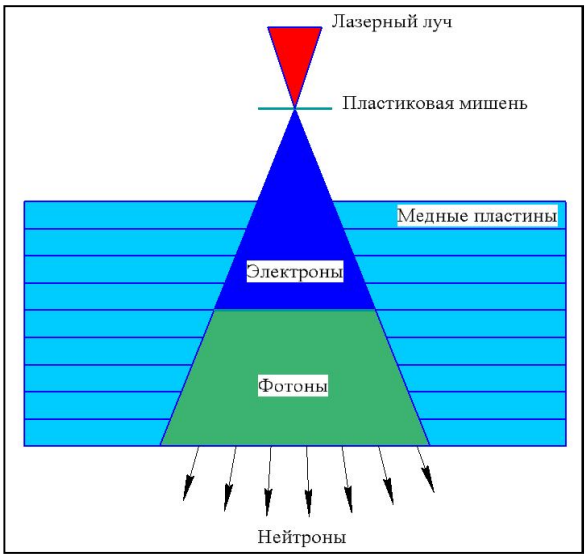


Рис. 3. Схема установки создания нейтронов под воздействием потока электронов

Нейтроны генерируются фотонами, индуцированными релятивистскими электронами, пересекая материал преобразователя почти со скоростью света [14, 15]. Длительность электронной эмиссии и временная дисперсия релятивистских электронов от мишени до конвертера менее пс.

Литература

1. Günther M. M., Rosmej O. N. et al. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ-ray and neutron sources for nuclear application and science // Nature Communications. 2022. Vol. 170, No. 13. P. 1–13.

2. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Estimation of the neutron generation in the combined magneto-inertial fusion scheme // Physica Scripta. 2021. Vol. 96, No. 12.

3. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V., Varaksin A. Yu. Numerical modeling of individual plasma dynamic characteristics of a light-erosion MPC discharge in gases. Applied sciences (Switzerland). 2022. Vol. 12, No. 7.

4. Ryzhkov S. V. Helium-3 as a fusion source: low-radioactive fuel and big opportunities // AIP Conference Proceedings. 2021. Vol. 2318.

5. Moses E. I. The national ignition facility: ushering in a new age for high energy density science // J. Phys. Conf. Ser. 2008. Vol. 112. P. 012003.

6. Ryzhkov S. V. Magneto-inertial fusion and powerful plasma installation (a review) // Appl. Sciences. 2023. Vol. 12 (21). P. 6658.

7. Purvis M. A. et al. Relativistic plasma nanophotonics for ultrahigh energy density physics // Nat. Photonics. 2013. Vol. 7. P. 796–800.

8. Alden Curtis, Chase Calvi, et al. Micro-scale fusion in dense relativistic nanowire array plasmas // Nature Communications. 2018. Vol. 1077, No. 9. P. 1–7

9. Rynes J., Bendahan J. et al. Gamma-ray and neutron radiography as part of a pulsed fast neutron analysis inspection system // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A422. 1999. Vol. 895.

10. Rudinskii A. V., Yagodnikov D. A., Ryzhkov S. V., Onufriev V. V. Features of intrinsic electric field formation in low-temperature oxygen–methane plasma // Applied Sciences (Switzerland). 2021. Vol. 47, No. 7. P. 520–523.

11. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Numerical simulation of the interaction of a magneto-inertial fusion target with plasma and laser drivers // High Temperature. 2022. Vol. 60. P. 7–15.

12. Pomerantz I., McCary E., et al. Ultrashort pulsed neutron source // Physical Review Letters. 2014. Vol. 113 (18). P. 10–15.

13. Reimers W., Pyzalla A. R., Schreyer A., and Clemens H. Neutrons and Synchrotron Radiation in Engineering Materials Science. Vol. 42. Wiley-VCH Verlag, Weinheim, Germany, 2008. – 11 p.

14. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Thermophysical parameter estimation of a neutron source based on the action of broadband radiation on a cylindrical target // Fusion Science and Technology. 2023. Vol. 79, No. 4. P. 399–406.

15. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V., Varaksin A. Yu. Computational and experimental modeling in magnetoplasma aerodynamics and high-speed gas and plasma flows (a review) // Aerospace. 2023. Vol. 10. P. 662.

УДК 621.762.2

ПЛАЗМЕННЫЙ СИНТЕЗ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫХ КАРБИДОВ

А. А. Свинухова, П. В. Поваляев, А. Я. Пак, А. И. Кокорина

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Рассмотрено получение высокоэнтропийного карбида $TiZrNbHfTaC_5$ в плазме дугового разряда постоянного тока, а также при помощи высокоскоростной съемки исследованы газодинамика и плазмодинамика в процессе синтеза.

Ключевые слова: *безвакуумный электродуговой синтез, высокоэнтропийный карбид, рентгеновская дифрактометрия, газодинамика, плазмодинамика.*

В большинстве отраслей промышленности в производстве используются тугоплавкие материалы, в частности, карбиды переходных металлов IV и V групп (TiC, ZrC, NbC, HfC, TaC). Последние 18 лет в научной литературе рассматривается новый класс материалов – высокоэнтропийные карбиды (ВЭК) [1]. Они представляют собой многокомпонентные эквимолярные однофазные твердые растворы, состоящие из 4-5 и более переходных металлов IV и V групп и углерода [2]. Исследования, направленные на изучение ВЭК, показали, что такие соединения, в сравнении с отдельными карбидами, имеют более высокую износостойкость, стойкость к окислению, химическую стабильность и твердость. Получение ВЭК, как и всех тугоплавких материалов, требует высоких температур. Наиболее распространенным методом синтеза ВЭК является реакционное искровое плазменное спекание порошков на основе отдельных карбидов металлов, металлов и оксидов металлов [3]. Однако достижения необходимых условий для реализации синтеза ВЭК данным методом требует высоких энергетических затрат. В связи с этим актуальным является поиск более упрощенных и менее энергозатратных методик по получению высокоэнтропийных карбидов. В лаборатории Томского политехнического университета разрабатывается безвакуумный электродуговой синтез тугоплавких материалов в плазме дугового разряда постоянного тока. Реализация синтеза не требует применения вакуумного оборудования и защитных инертных газов, так как в процессе карбидообразования происходит формирование газов CO и CO_2, благодаря которым продукт синтеза практически не окисляется. Смесь газов образует защитную среду, которая препятствует попаданию воздуха к реагентам.

Все исследования проводились на плазменном дуговом лабораторном реакторе. Основными элементами реактора являются графитовые электроды. Анод выполнен в форме стрежня, а катод в форме полого тигля, внутри которого установлен малый тигель с крышкой. В малый тигель помещается смесь исходных реагентов, которая предварительно была подвержена гомогенизации в шаровой вибрационной мельнице Retsch 500 nano при частоте 30 Гц в течение 12 ч в стальном размольном стакане. В качестве исходных реагентов были взяты порошки чистых металлов (титан, цирконий, ниобий, гафний, тантал) с размерами частиц до 10 мкм и углерод, полученный методом термической конверсии из растительного сырья (скорлупа кедровых орехов). Синтез был проведен при следующих параметрах дугового реактора: сила постоянного тока 200 А, длительность горения дуги 45 с. При реализации синтеза была проведена съемка высокоскоростной камерой Photron FASTCAM Mini UX100, характеризующейся скоростью записи до 4000 кадр/с при разрешении 1280×1024 пикселей. После проведения синтеза порошок был проанализирован рентгеновским дифрактометром Shimadzu XRD 7000 с CuKα-излучения (λ = 1,54060 Å).

На рис. 1 представлена фотограмма процесса синтеза. По данным скоростной фотосъемки была построена кривая закона движения плазменного факела в промежутке времени

от 780 мс до 888 мс, в момент, когда из тигля выходил первый плазменный столб вертикально вверх. Скорость выхода плазмы из тигля составила 0,304 м/с.

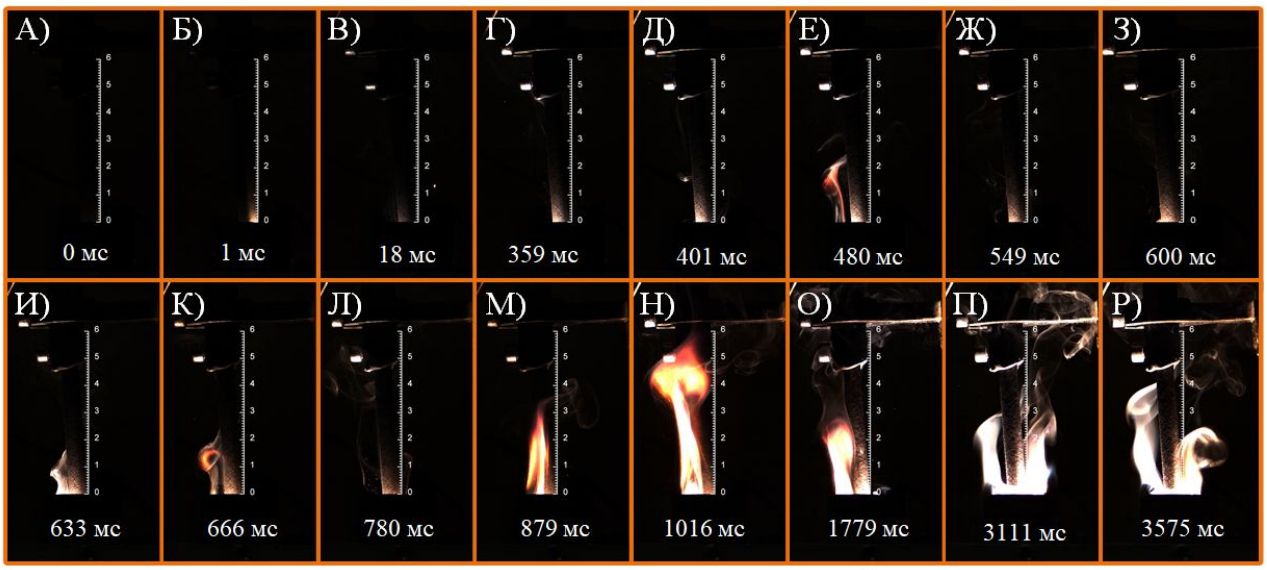


Рис. 1. Фотограмма процесса синтеза: А – начало процесса синтеза, Б – инициация дугового разряда, В – начало горения, Г – начало выхода видимых газов, Д – начало выхода огненного пламени, Е – максимальная высота огненного пламени, Ж – прекращение выхода пламени, З – начало выхода второго потока огненного пламени, И – максимальная высота столба белого пламени, К – максимальная высота красного пламени, Л – начало выхода плазмы, М – максимальная высота прямого столба плазмы, Н – максимальная высота первого потока пламени плазмы, О – начало появления плазмы справа от анода, П – максимальная высота столба плазмы, при горении с двух сторон от анода, Р – квазистационарный режим горения плазмы

Данные рентгеновской дифрактометрии представлены на рис. 2, где дифрактограмма исходной смеси реагентов после гомогенизации в шаровой мельнице – красная кривая, а дифрактограмма продукта синтеза – синяя. На дифрактограмме смеси исходных реагентов идентифицируется рентгеноаморфная структура, однако уже просматривается кубическая структура высокоэнтропийного карбида $VTiHfTaC_4$. После электродугового воздействия на дифрактограмме продукта синтеза идентифицируется кубическая структура типа NaCl с большей кристалличностью однофазного высокоэнтропийного карбида $VTiHfTaC_4$ с параметром решетки a = 4,41±0,03 Å. Данные рентгеновской дифрактометрии позволяют считать, что структурные параметры смешивания исходного сырья и аналогичные структурные параметры электродугового синтеза находятся в разумном соответствии.

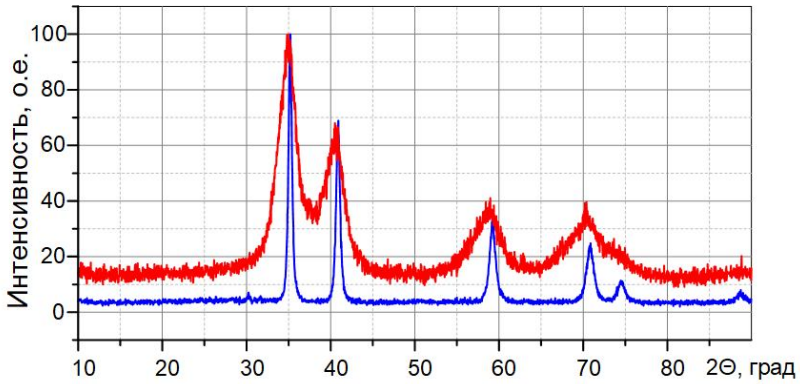


Рис. 2. Типичная рентгеновская дифрактограмма высокоэнтропийного карбида $VTiHfTaC_4$

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 21-79-10030).

Литература

1. Castle E. et al. Processing and properties of high-entropy ultra-high temperature carbides // Sci. Rep. 2018. Vol. 8, № 1. P. 8609.

2. Kaufmann K. et al. Discovery of high-entropy ceramics via machine learning // NPJ Comput. Mater. 2020. Vol. 6, № 1.

3. Li Z. et al. Phase, microstructure and related mechanical properties of a series of (NbTaZr)C-Based high entropy ceramics // Ceram. Int. 2021. Vol. 47, № 10, Pt A. P. 14341–14347.

УДК 533.9,523

СОЗДАНИЕ ОБЛАКОВ ЛЕВИТИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ РЕГОЛИТА ДЛЯ ИМИТАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПРОВЕРКИ МАТЕРИАЛОВ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

Н. Н. Скворцова[1], В. Д. Степахин[1], В. Д. Борзосеков[1], Д. В. Малахов[1], А. С. Соколов[1], Н. С. Ахмадуллина[1,2], А. Д. Резаева[1], А. А. Сорокин[3], Е. А. Образцова[1,5], О. Н. Шишилов[4], Н. Г. Гусейн-заде[1]

[1]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия
[2]Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, г. Москва, Россия
[3]Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород, Россия
[4]Российский технологический университет МИРЭА, г. Москва, Россия
[5]Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия

Приведены результаты создания левитирующих пылевых облаков, имитирующих космическую или лунную пыль в лабораторных условиях. Плазменно-пылевые ансамбли заряженных микрочастиц возникают при развитии цепных экзотермических плазмохимических процессов, инициируемых импульсным излучением гиротрона в смесях порошков. Для имитации лунной пыли использовались смеси порошков, соответствующие разным типам материкового лунного реголита по составу окислов или минералов; для космической пыли – порошки из ильменитового концентрата, входящего в состав метеоритов, и метеорита Царев. В экспериментах при энергии микроволнового импульса гиротрона 1–3 кДж и длительности импульса 2–8 мс регистрируется взрывной процесс, вызванный кулоновским расталкиванием заряженных частиц с поверхности смеси порошков в объем реактора. Плазмохимические процессы в реакторе развиваются и длятся несколько секунд, в течение которых взвесь пылевых частиц поднимается на десятки сантиметров над поверхностью порошка. Полученная в лабораторных условиях левитирующая пыль может быть использована в имитационных экспериментах для изучения модификации поверхности разных материалов и разработки способов ее очистки (например, в условиях лунных посещений) для космической техники.

Ключевые слова: *имитационные эксперименты, гиротрон, СВЧ-разряд, плазмохимия, левитация, реголит, ильменит, метеорит Царев.*

Одним из многих интересных явлений, обнаруженных при посадке космических аппаратов на Луне, оказалось существование плазменно-пылевых облаков, левитирующих над ее поверхностью, которые поднимаются на высоту в десятки километров [1]. Основным источником взвешенной заряженной пыли на Луне является реголит, покрывающий ее поверхность слоем толщиной от нескольких сантиметров до нескольких метров в районах лунных морей. Предполагается, что подъем части со средними размерами в десятки микрон в плазменно-пылевой системе Луны связан с ударами метеоритов о ее поверхность [2]. Заряженные частицы в условиях Луны обладают повышенными адгезионными способностями, что вносит ограничения в использование космических систем на её поверхности [3]. Поэтому в настоящее время уделяется большое внимание методам получения потоков заряженной пыли в лабораторных условиях для испытания узлов будущей лунной техники [4].

В экспериментах на плазмохимическом стенде ИОФ РАН ранее было обнаружено возникновение плазменно-пылевых ансамблей заряженных микрочастиц над поверхностью смесей порошков металла и диэлектрика в разрядах, инициируемых излучением мощного гиротрона [5]. В этих экспериментах на смесь порошков, насыпанную на пластину в плазмохимическом реакторе со свободной верхней границей, подавалось импульсное микроволновое излучение гиротрона (частота 75 ГГц, мощность до 400 кВт, длительность СВЧ-импульса 2–8 мс), в реакторе развивались цепные плазмохимические процессы синтеза вторичных материалов, а возникающие частицы рассматривались как дополнительные центры кристалли-

зации вторичных материалов микро- и наноразмеров. Описание стенда и диагностического комплекса, условия проведения экспериментов, развитие микроволнового разряда, инициации плазмохимических процессов и эволюция их параметров подробно описаны в [6, 7].

В докладе представлены эксперименты по созданию плазменно-пылевых ансамблей заряженных микрочастиц разных типов. Для создания облаков заряженных частиц вблизи поверхности Луны используются смеси порошков окислов микроразмеров и минералов LMS-1D, которые повторяют в процентном отношении состав лунного грунта [8]. Для создания облаков «космической пыли» на удалении от планетарной поверхности используются порошки из ильменита, входящего в состав метеоритов, и метеорита Царев. На рис. 1 представлена временная эволюция левитирующих частиц в реакторе, созданного из смеси окислов, после выключения гиротрона. На рис. 2 показаны левитирующие частицы ильменита над порошком через 22 мс после выключения гиротрона (виден край кварцевого цилиндра, помещенный в реактор).

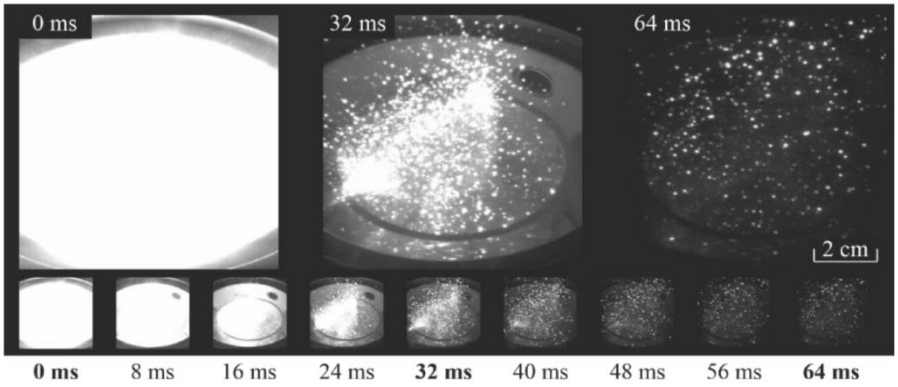


Рис. 1. Левитация частиц на высоте около 30 см от поверхности реголита, созданного из смеси окислов, после инициации в реакторе плазмохимических процессов (время t = 0 соответствует времени выключения гиротрона)

После окончания плазмохимического процесса, который включает дробление и оплавление при высоких температурах [9], осажденные частицы собирались со стенок кварцевого цилиндра и верхней крышки реактора и исследовались СЭМ, EDX. Было показано, что элементный состав левитирующих частиц, в основном, повторяет состав исходных порошков.

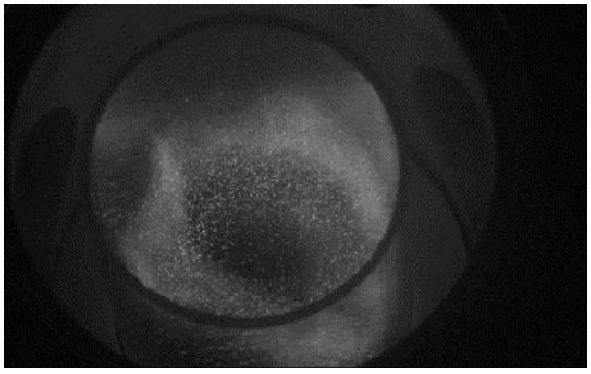


Рис. 2. Левитирующие частицы ильменита над порошком через 22 мс после выключения гиротрона (виден край кварцевого цилиндра, помещенный в реактор)

На рис. 3 показаны фотографии осажденных над поверхностью порошка частиц реголита из смеси окислов и метеорита Царев. Видно, что на кварцевую трубку перенесены частицы со средним размером порядка 100 мкм для метеорита Царев, в распределении частиц присутствует фракция микрочастиц около 1 мм величиной. Частицы превратились в сфероиды (оплавились), исчезли острые углы, однако химический состав реголита не изменился. На том же рисунке показана оплавленная частица реголита сферической формы, созданная из смеси окислов.

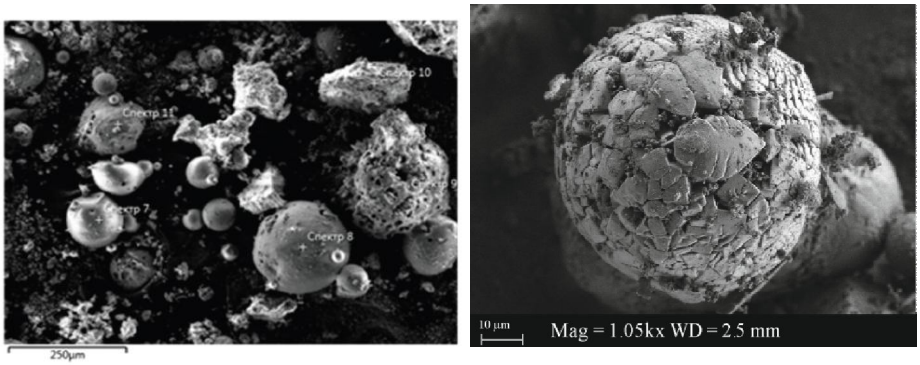


Рис. 3. Осажденные частицы метеорита Царев (слева). Оплавленная частица сферической формы, созданная из смеси окислов (справа)

Левитирующее в реакторе облако заряженных частиц, созданных из разных смесей порошков, может представлять интерес для проведения имитационных экспериментов по их осаждению на различные материалы – как металлические, так и диэлектрические [10].

Литература

1. Rennilson J. J., Criswell D. R. Surveyor observations of lunar horizon-glow // Moon. 1974. No. 10. P. 121–142.

2. Попель С. И., Голубь А. П., Зеленый Л. М., Хораньи М. Удары высокоскоростных метеороидов и плазменно-пылевое облако над поверхностью Луны // Письма в ЖЭТФ. Т. 105. В. 10. С. 594–599.

3. Walton O. R. Adhesion of Lunar Dust // Scientific report of NASA CR-2007-214685. 2007. P. 48.

4. Сёмкин Н. Д., Видманов А. С. Модели динамики движения лунной пыли и методы получения потоков заряженных частиц пыли в лабораторных условиях // Вестник Самарского гос. аэрокосмического ун-та. 2013. Т. 40, № 2. С. 164–177.

5. Скворцова Н. Н., Малахов Д. В., Степахин В. Д., и др. Инициация пылевых структур в цепных реакциях под воздействием излучения гиротрона на смесь порошков металла и диэлектрика с открытой границей. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 240–246.

6. Batanov G. M., Borzosekov V. D., Golberg D., et al. Microwave method for synthesis of micro- and nanostructures with controllable composition during gyrotron discharge // J. Nanophoton. 2016. Vol. 10. P. 012520.

7. Sokolov A. S., Akhmadullina N. S., Borzosekov V. D. et al. Plasma-chemical facility for synthesis of micro and nanoparticles having controlled compositions and structures on the basis of a microwave discharge in thr gyrotron radiation. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2023. Vol. 65, No. 11. P. 840–854.

8. Флоренский К. П., Базилевский А. Т., Николаева О. В. Лунный грунт: свойства и аналоги. М.: Институт геохимии им. В. И. Вернадского, 1975.

9. Akhmadullina N. S., Borzosekov V. D., Skvortsova N. N. et al. Interaction of the substance of the tsarev meteorite with radiation from a powerful gyrotron: dusty plasma cloud formation and phase transformations // Fusion Science and Technology. 2023. DOI: https://doi.org/10.1080/15361055.2023.2250669/.

10. Скворцова Н. Н., Степахин В. Д., Борзосеков В. и др. Микроволновые плазменные имитационные эксперименты по осаждению лунной пыли на пластины металлов // Физика плазмы. 2023. Т. 49, № 1. С. 75–84.

УДК 533.9, 523

ИМИТАЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОСАЖДЕНИЮ ЧАСТИЦ РЕГОЛИТА LMS-1D В ГИРОТРОННОМ РАЗРЯДЕ И ВОЗДЕЙСТВИЮ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ НА СОЛНЕЧНЫЕ ПАНЕЛИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

А. С. Соколов[1], В. Д. Степахин[1], Н. Н. Скворцова[1], В. Д. Борзосеков[1], Т. Э. Гаянова[1], А. К. Козак[1], Н. Т. Вагапова[2], И. В. Бадурин[2], Е. С. Логинова[2], Е. А. Образцова[1,3], Л. В. Колик[1], А. С. Конькова[1], Е. М. Кончеков[1], Н. Г. Гусейн-заде[1]

[1]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия
[2]АО «НПП «Квант», г. Москва, Россия
[3]Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия

Описаны имитационные эксперименты по взаимодействию лунной пыли с поверхностью солнечных панелей. Эксперименты основаны на создании пылевого плазменного облака путем воздействия излучения мощного импульсного гиротрона на вещество, имитирующее лунную пыль. Этот подход был протестирован с использованием имитатора лунного реголита. Представлен анализ результатов осаждения заряженных частиц реголита на солнечные панели различных типов и изменения их эффективности.

Ключевые слова: *низкотемпературная плазма, пылевая плазма, реголит, гиротрон, микроволновый разряд, солнечные батареи.*

Посадка космических аппаратов на Луну, передвижение астронавтов или лунохода приводят к подъему вверх на десятки метров облаков заряженных частиц [1–3]. На сегодняшний день, с одной стороны, нет полного объяснения и описания механизмов левитации облаков заряженных частиц над поверхностью Луны, а с другой – существует необходимость в разработке способов защиты и очистки скафандров и механизмов от осевшей наэлектризованной пыли [4, 5]. При проектировании оборудования для лунных посадочных аппаратов критически важно учитывать воздействие на них лунной пыли, что может приводить, например, к снижению рабочего ресурса деталей трущихся механизмов и уменьшению эффективности работы солнечных панелей.

В настоящем докладе представлен новый тип имитационного эксперимента, разработанный в Институте общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук для изучения влияния левитирующего облака заряженных частиц реголита LMS-1D [6]. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Этот эксперимент основан на сходстве с процессами, которые происходят на Луне во время ее бомбардировки микрометеоритами. Разлет реголита и создание плазмы над его поверхностью осуществляется с помощью микроволнового излучения импульсного гиротрона («Борец 75/08», НПП «Гиком», г. Нижний Новгород, Россия). Предусмотрена возможность проведения эксперимента как в разреженной атмосфере, так и атмосфере различных газов (воздух, аргон, криптон и т. п.).

Также в эксперименте исследуется вклад предварительной обработки солнечных панелей или пластин из конструкционных материалов с помощью низкотемпературной плазмы (рис. 2) [7, 8]. Такая обработка, во-первых, имитирует действие ионосферной плазмы или плазменной струи от двигателя космического аппарата, во-вторых, может применяться как средство преднамеренного изменения адгезионных или эмиссионных свойств поверхностей с целью улучшения эксплуатационных характеристик.

Приведены значения КПД солнечных панелей на основе кремния (табл. 1) и на основе арсенида галлия (табл. 2) после осаждения в сравнении с первоначальными значениями.

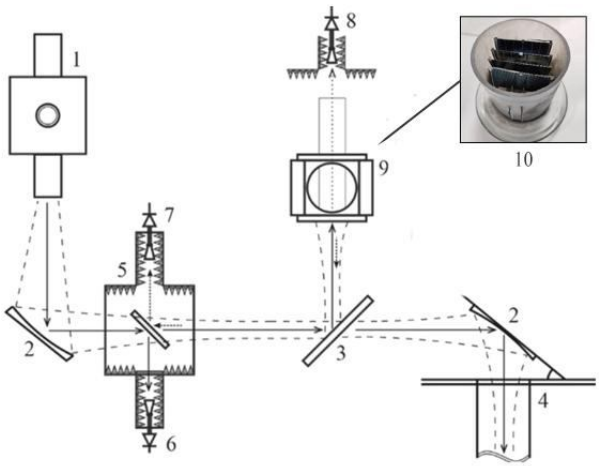


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – гиротрон; 2 – фокусирующие зеркала квазиоптического тракта; 3 – плоское зеркало; 4 – калориметр; 5 – квазиоптический ответвитель; 6, 7, 8 – микроволновые детекторы падающего, прошедшего и отраженного излучения; 9 – контейнер; 10 – контейнер с реголитом и солнечными панелями (или пластинами из конструкционных материалов), располагающийся в плазмохимическом реакторе

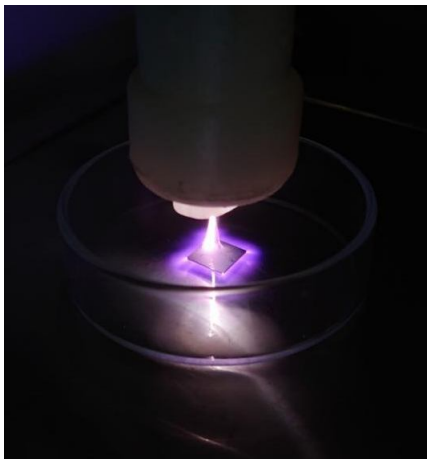


Рис. 2. Обработка низкотемпературной плазмой (аргоновой плазменной струей) фрагмента конструкционного материала

Таблица 1

КПД панелей на основе кремния (%)

Номер панели	До СВЧ- импульса	После обработки	Отн. разница
3107	10,9	8,22	24,58
3008	13,29	11,02	17,08
3009	12,44	12,07	2,97
3109	13,26	12,04	9,2
Среднее	12,4725	10,8375	13,45

Таблица 2

КПД панелей на основе арсенида галлия (%)

Номер панели	До СВЧ- импульса	После обработки	Отн. разница
2609	29,3	27,02	7,78
322	28,51	21,63	24,13
315	28,62	26,58	7,12
Среднее	28,81	25,08	13,01

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 23-79-01078.

Литература

1. Зеленый Л. М., Попель С. И., Захарова А. В. Пылевая плазма на Луне. Проблема моделирования и измерений // Физика плазмы. 2020. Т. 46, № 5. С. 441–455.

2. Berg O. E., Wolf H. and Rhee J. Lunar Soil Movement Registered by the Apollo 17 Cosmic Dust Experiment. In Interplanetary Dust and Zodiacal Light; Lecture Notes in Physics. Berlin/Heidelberg: Springer, Germany. 1976. Vol 48. P. 233.

3. Rennilson J. J., Criswell D. R. Surveyor Observations of Lunar horizon-glow // Moon. 1974. № 10. P. 121.

4. Zakharov A. V., Zeleny L. M. and Popel S. I. Lunar dust: properties, potential danger // Astronomical Bulletin. 2020. Vol. 54, № 6. P. 483–507.

5. Walton O. R. Adhesion of Lunar Dust // Contractor Report of NASA CR-2007-214685.

6. Skvortsova N. N., Kozak A. K., Gayanova T. E. et al. Simulation experiments on the deposition of charged particles of regolith on the solar batteries of spacecraft using radiation from a powerful gyrotron. // 19th Intern. Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation. April 10–13. Moscow, Russia, 2023. P. 33.

7. Sokolov A. S., Gayanova T. E., Borzosekov V. D., et al. Simulation experiments on the deposition of charged particles of LMS-1D regolith on the solar panels of spacecraft // The Fourteenth Moscow Solar System Symposium. 14M-S3, Space Research Institute. October 9–13. Moscow, Russia, 2023. P. 261–263.

8. Skvortsova N. N., Stepakhin V. D., Borzosekov V. D., et al. Microwave plasma imitation experiments on deposition of Lunar dust on metal plates // Plasma Physics Reports. 2023. Vol. 49, No. 1. P. 120–128.

УДК 533; 6.01.24

РАСЧЕТ ТАБЛИЧНЫХ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ НА ОСНОВЕ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО КОМПЛЕКСА NASA CEA

Л. К. Станчиц, Н. И. Мисюченко, А. В. Тетерев

Белорусский государственный университет, г. Минск

Кратко описывается модернизированный вычислительный комплекс NASA CEA (Calculation Equilibrium and Applications), предназначенный для получения табличных уравнений состояния, состоящих из термодинамических и транспортных свойств веществ, а также компонентного состава образующейся смеси. С помощью созданного на этой основе программного обеспечения возможно построение специализированных баз данных по уравнениям состояния комплексов веществ, используемых в таких областях численного газодинамического моделирования как обтекание спускаемых и летательных аппаратов в атмосферах планет, разлет продуктов сгорания при горении и взрыве, внутренняя и внешняя баллистика метательных и двигательных аппаратов и т. д.

Ключевые слова: *высокотемпературные процессы, уравнение состояния, таблицы термодинамических функций, транспортные свойства.*

При рассмотрении многих научных и технических задач значительную роль играют исследования высокотемпературных процессов с физико-химическими превращениями, например, процессов горения, детонации, обтекания летательных аппаратов в атмосфере и т. д. [1]. Экспериментальное исследование таких процессов дорого, а часто и невозможно. В этих случаях приоритетное значение приобретает вычислительный эксперимент. Основным допущением при этом является предположение о существовании в системе локального термодинамического равновесия, позволяющее проводить расчеты с использованием математического аппарата равновесной термодинамики. Допущение о достижении равновесия можно считать обоснованным, если химические реакции протекают намного быстрее, чем меняется состояние рассматриваемой системы, а длина пробега гораздо меньше рассматриваемых объектов.

Если в системе существует лишь частичное равновесие, то при проведении расчетов состава следует учитывать ограничения, обусловленные кинетическими факторами. С этой целью исключают из рассмотрения часть веществ или фиксируют их концентрации, если известно, что химические реакции с их участием не успевают пройти.

Численное моделирование любых газодинамических процессов требует знания уравнения состояния, термодинамических и транспортных параметров исследуемой системы. Однако вычисление их внутри газодинамического кода занимает подавляющую часть расчётного времени. В связи с этим обстоятельством предпочтительно создать базу данных, в которой содержатся таблицы термодинамических (давление, средний молекулярный вес, внутренняя энергия, энтропия, теплоемкость при постоянном давлении и постоянном объеме, скорость звука) и транспортных (вязкость, теплопроводность) параметров, рассчитанных предварительно.

Такая стратегия реализована нами с помощью комплекса NASA CEA [2]. Выбор обусловлен тем, что этот комплекс длительное время находился в открытом доступе и, что самое главное, содержал листинги используемых кодов и обширную базу данных по стандартным термодинамическим функциям индивидуальных веществ. Наличие листингов позволило модернизировать комплекс под решение конкретных задач, в частности, получать таблицы термодинамических и транспортных свойств конкретных сред (атмосфер Земли, Венеры, Марса, продуктов сгорания и т. д.) с необходимой подробностью по параметрам – температуре и плотности, температуре и внутренней энергии и пр.

Комплекс NASA CEA использует идеальную модель, в соответствии с которой поведение газовой фазы описывается уравнением состояния идеального газа (учитывается только первая ионизация частиц). Главными достоинствами идеальной модели являются ее простота, универсальность и обеспеченность информацией.

В вычислительном смысле в комплексе реализована процедура поиска экстремума термодинамического потенциала, например, свободной энергии, относительно чисел частиц при заданных внешних параметрах.

Рассматривается *NG*-компонентная газовая замкнутая система, образованная *l* химическими элементами при определенных значениях удельного объема *V* (плотности ρ) и температуры.

Уравнение состояния системы:

$$p / \rho = nRT\,, \tag{1}$$

свободная энергия такой системы

$$F = \sum_{j=1}^{NG} \mu_j n_j - pV\,,$$

где $n = \sum_{j=1}^{NG} n_j$ – число молей смеси на единицу массы, n_j – то же для компоненты смеси j.

Условие химического равновесия – минимум свободной энергии по отношению к изменению чисел молей компонент. Поскольку рассматривается закрытая система, ее химический состав должен удовлетворять законам сохранения вещества

$$b_i = \sum_{i=1}^{NG} \alpha_{i,j} n_j = b_i^0,\ i = 1...l\,, \tag{2}$$

Если определить величину f как $f = F + \sum_{i=1}^{l} \lambda_i (b_i - b_i^0)$, где λ_i – множители Лагранжа, то условие равновесия будет иметь вид

$$\delta f = \sum_{j=1}^{NG} \left(\mu_j + \sum_{i=1}^{l} \lambda_i \alpha_{ij} \right) \delta n_j + \sum_{i=1}^{l} \left(b_i - b_i^0 \right) \delta \lambda_i = 0\,. \tag{3}$$

Рассматривая вариации δn_j и $\delta \lambda_i$ как независимые, получим

$$\mu_j + \sum_{i=1}^{l} \lambda_i a_{ij} = 0,\ j = 1....NG\,. \tag{4}$$

В соответствии с предположением об идеальности газов-компонент смеси химический потенциал компонент может быть записан в виде

$$\mu_j = \mu_j^0 + RT \ln \frac{n_j R' T}{V},\ j = 1....NG\,. \tag{5}$$

К уравнениям (3) для определения равновесного компонентного состава смеси следует добавить законы сохранения (2).

После некоторых преобразований окончательные уравнения принимают вид

$$\sum_{i=1}^{l} \sum_{j=1}^{NG} a_{kj} a_{ij} n_j \pi_i = b_k^o - b_k + \sum_{j=1}^{NG} \frac{a_{kj} n_j \mu_j}{RT}, \quad \pi_i = -\frac{\lambda_i}{RT}\,. \tag{6}$$

В системе уравнений (1)–(6) не все они линейны по своим переменным, и поэтому она решается итерационным методом. Уравнения разлагаются в ряд Тейлора, члены с производными выше первой отбрасываются, а уточнения к начальным оценкам искомого решения вычисляются методом Ньютона–Рафсона.

После того как компонентный состав определен, могут быть вычислены все представляющие интерес величины: давление, внутренняя энергия, энтропия, показатель адиабаты, теплопроводность и т. д. Все перечисленные характеристики различных предварительно заданных систем и будут являться элементами специализированной базы данных.

В качестве иллюстрации элементов, содержащихся в базе данных, на рис. 1 и 2 приведены графики, построенные по табличным данным термодинамических функций воздуха и продуктов сгорания керосина керосина RP-1 (эмпирическая формула $CH_{1.95}$).

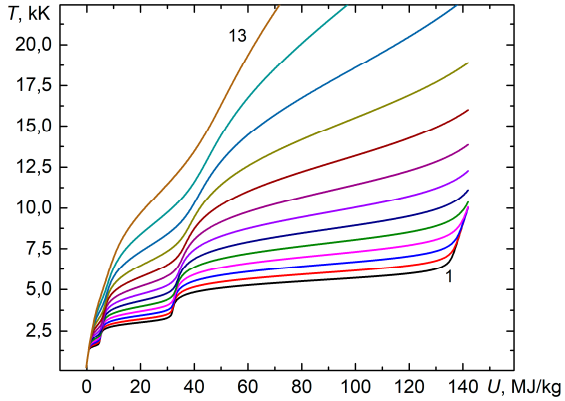


Рис. 1. Температура воздуха в зависимости от внутренней энергии для набора плотностей: 1 – 10^{-11}, 2 – 10^{-10}, … , 13 – 10 кг/м^3

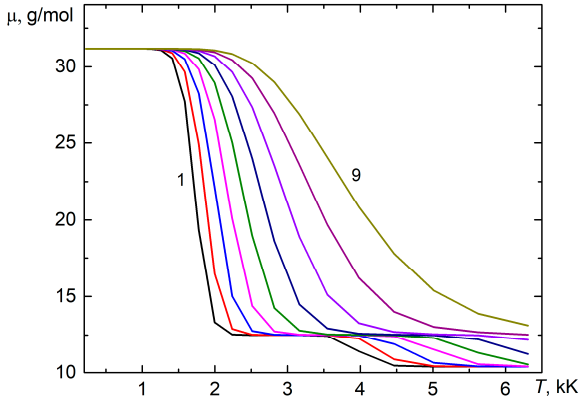


Рис. 2. Молекулярный вес продуктов сгорания стехиометрической смеси керосина и кислорода в зависимости от температуры: 1 – 10^{-8}, 2 – 10^{-7}, 3 – 10^{-6}, 4 – 10^{-5}, 5 – 10^{-4}, 6 – 10^{-3}, 7 – 0.01, 8 – 0.1, 9 – 1 кг/м^3

Обозначения

p – давление, Па; ρ – плотность, кг/м^3; T – температура, К; V – удельный объем, м^3/кг; $R = 8314.5$ – универсальная газовая постоянная, $R' = R \cdot 10^{-5}$ Дж/(кг-моль К); μ_j – химический потенциал компоненты; μ_j^0 – химический потенциал в стандартном состоянии; $\alpha_{i,j}$ – стехиометрические коэффициенты, b_i^0 – суммарное мольное содержание элемента смеси i в системе; NG – число компонент смеси; U – внутренняя энергия, МДж/кг; μ – удельный молекулярный вес, г/моль.

Литература

1. Anderson J. D. Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics. Second Edition. Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006. – 812 p.

2. Gordon S., McBride B. J. Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications: I. Analysis, October 1994. II. Users manual and program description, June 1996. NASA Reference Publication 1311.

УДК 669.295

СТОЙКОСТЬ К ОКИСЛЕНИЮ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. Л. Старцева, П. В. Литошик, В. В. Углов

Белорусский государственный университет, г. Минск

Исследованы механические и трибологические характеристики сплава на основе титана Ti с содержанием алюминия Al 12 ат.% в исходном состоянии и после часового отжига при температурах 300, 500 и 700 °C. Качественный фазовый анализ проводился методом рентгеноструктурного анализа (РСА), изменения элементного состава после отжигов фиксировались с помощью рентгеноспектрального микроанализа (РСМА), измерения твердости проводились на микротвердомере (метод Виккерса при нагрузках 0,49 и 0,98 Н). Морфология поверхности изучалась с помощью сканирующей электронной микроскопии и металлографического микроскопа.

Ключевые слова: *титановый сплав, РСА, РСМА, твердость, трение, прирост массы.*

Титан и сплавы на его основе активно используются в авиационной, аэрокосмической и других областях, где необходимы хорошие показания твердости, прочностные характеристики, хорошая стойкость к окислению и прочее [1]. Данная работа была проведена с целью исследовать стойкость к окислению и трибологические, механические свойства сплавов, в основе которых лежат титан Ti и алюминий Al, для дальнейшего нанесения на них защитных покрытий Al–Cr–N, так как данное покрытие является крайне многообещающим касательно стойкости к окислению [2].

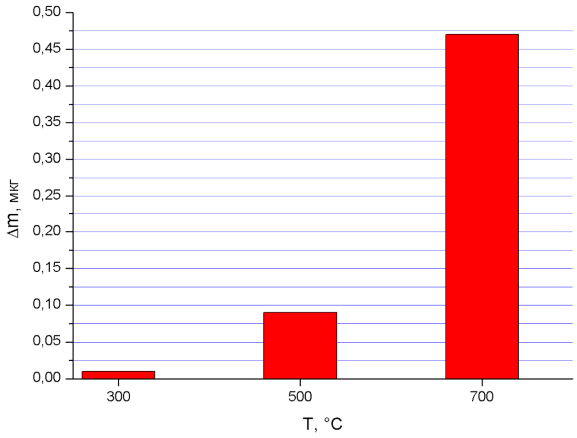


Рис. 1. Прирост массы исследуемого образца после часового отжига при разных температурах

Приступая к результатам, рассмотрим в первую очередь прирост массы после часовых отжигов при 300, 500, 700 °C (рис. 1). Прежде всего отметим, что после отжига при 300 °C прирост массы фактически не выходит за пределы погрешности, что свидетельствует о том, что оксиды либо вовсе не образуются при данной температуре, либо образуются в малых количествах.

После часового отжига при 500 °C прирост массы составляет порядка 0,10 мкг, что может быть признаком образования тонкого оксидного слоя на поверхности образца.

Нельзя не обратить внимание на прирост массы порядка 0,50 мкг после часового отжига при 700°C. В связи с этим следует ожидать образования оксидного слоя, который будет влиять на механико-трибологические свойства исследуемого образца.

Рассмотрим изменения элементного состава и дифракционных линий образца в зависимости от температуры отжига. Согласно данным, приведенным в таблице, основным легирующим элементом в исследуемом образце на начальном этапе является алюминий Al, концентрация других элементов в сплаве не превышает 2 ат.% на всех этапах обработки. После отжига при 500 °C в приповерхностных слоях содержание кислорода увеличилось до 29 ат.%, что привело к формированию дополнительных оксидных фаз. Согласно фазовой диаграмме бинарной системы Ti-O [4], при данной температуре и указанной концентрации кислорода в преобладающем количестве образуется оксид Ti_2O.

Элементный состав образца 5-1 до окисления и после часового отжига при 300, 500 и 700 °С, полученный методом РСМА

Температура, °С	Элементный состав, ат.%					
	Al	Ti	V	Zr	Mo	O
24	12.6	83.4	2.1	1.2	0.7	–
300	8.9	75.3	1.7	1.0	0.7	12.2
500	7.7	60.7	1.3	0.8	0.6	29.0
700	6.1	49.9	–	0.7	0.6	42.1

При температуре 700 °С, согласно той же диаграмме состояния, при содержании кислорода свыше 40 ат.% имеет место образование твердого раствора кислорода на основе низкотемпературной фазы титана α-Ti(O).

Как показали результаты рентгеноструктурных исследований сплава (рис. 2), после отжига при 300 °С формируется оксид Ti_6O, что связано с повышением концентрации кислорода до 12 ат.%, выявленной методом рентгеноспектрального микроанализа.

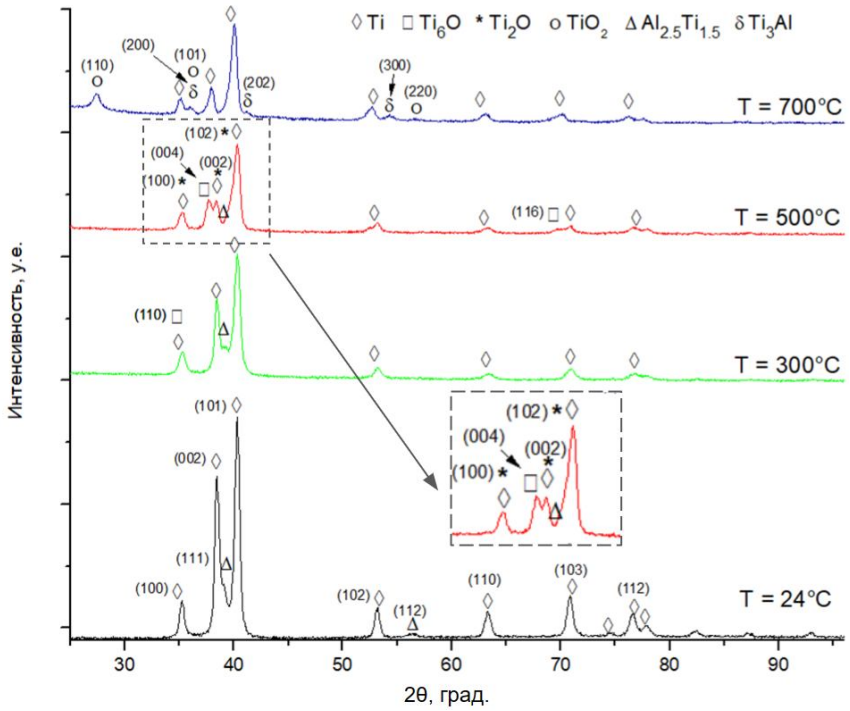


Рис. 2. Рентгенограммы исследуемого образца до окисления и после часового отжига при 300, 500 и 700° С

После термической обработки при 500 °С наблюдается трансформация оксида Ti_6O в оксид Ti_2O с большим содержанием кислорода концентрацией до 29 ат.%. При деконволюции дифракционных линий титана (002) и (102) были выявлены пики оксида Ti_2O со стороны малых углов дифракции.

На поверхности образца после высокотемпературного отжига при 700 °С с концентрацией кислорода 43 ат.% формируется фаза оксида титана TiO_2 модификации рутил с тетрагональной кристаллической структурой.

Также установлено, что интерметаллид $Al_{2.5}Ti_{1.5}$, наблюдаемый на дифракционных линиях (111) и (112) до температуры 500 °С, переходит при повышении температуры отжига до 700 °С в Ti_3Al, который был зафиксирован на дифракционных линиях (200), (202) и (300). В соответствии с литературными источниками [4] диаграмма состояния Ti-Al характеризуется

наличием широких областей твердых растворов на основе α- и β-Ti и наличием целого ряда интерметаллидов, отличающихся широкими областями гомогенности, к которым относится Ti_3Al (с тетрагональной структурой типа Ni_3Sn). Промежуточный слой твердого раствора α-Ti(O), характерный для температуры отжига в 700 °C, методом рентгеноструктурного анализа зафиксирован не был, что связано с проникновением рентгеновского излучения на глубину, не превышающую толщину окисленного слоя.

Значение твёрдости при нагрузках в 0,48 Н и 0,98 Н в среднем составило порядка 3,8 ГПа и 3,6 ГПа соответственно. После часового отжига при 700 °C значения твердости увеличиваются до значений порядка 4,5 ГПа и 4,2 ГПа для нагрузок в 0,48 Н и 0,98 Н, соответственно. Данный факт свидетельствует об образовании оксидного слоя, упрочняющего образец в приповерхностных слоях.

Коэффициент трения находится в пределах 0,55 как для исходного образца, так и для образцов, подвергнутых часовому термическому отжигу при 300, 500 °C, что свидетельствует о стабильности трибологических свойств титанового сплава. После часового отжига при 700 °C формируется плотный оксидный слой достаточной толщины, чтобы повлиять на коэффициент трения, среднее значение которого составило 0,15.

Таким образом, при повышении температуры отжига выявлена трансформация оксидов титана в соединения с большей концентрацией кислорода, а также переход интерметаллида $Al_{2.5}Ti_{1.5}$ в Ti_3Al, отличающийся широкой областью гомогенности. Наблюдается резкое упрочнение материала, а также повышение износостойкости в связи с формированием поверхностного слоя рутила с тетрагональной кристаллической структурой.

Литература

1. Рамазанова Ж. М., Замалитдинова М. Г. / Исследование свойств оксидных покрытий на сплаве титана ВТ5 // Современные наукоемкие технологии. 2019. № 3-2. С. 239–243.

2. Barshilia Harish C., Selvakumar N., Deepthi B., Rajam K. S. / A comparative study of reactive direct current magnetron sputtered CrAlN and CrN coatings // Surface & Coatings Technology. 2006. Vol. 201. P. 2193–2201.

3. Хазин Л. Г. Двуокись титана. 2-е изд. Л.: Химия, 1970.

4. Диаграммы состояния двойных металлических систем / Под ред. Н. П. Лякишева. М.: Машиностроение, 1996–2000. С. 144–146.

УДК 533.9, 523

МИКРОВОЛНОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С РЕГОЛИТОМ (ЛУННОЙ ПЫЛЬЮ) ПО ОСАЖДЕНИЮ ЧАСТИЦ НА НЕРЖАВЕЮЩУЮ СТАЛЬ, ТАНТАЛ, МОЛИБДЕН

В. Д. Степахин[1], Н. Н. Скворцова[1], В. Д. Борзосеков[1], Д. В. Малахов[1], А. С. Соколов[1], Н. С. Ахмадуллина[1,2], Л. В. Колик[1], Е. М. Кончеков[1], А. Е. Петров[1], А. А. Сорокин[3],О. Н. Шишилов[4], Н. Г. Гусейн-заде[1]

[1]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия
[2]Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, г. Москва, Россия
[3]Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород, Россия
[4]Российский технологический университет МИРЭА, г. Москва, Россия

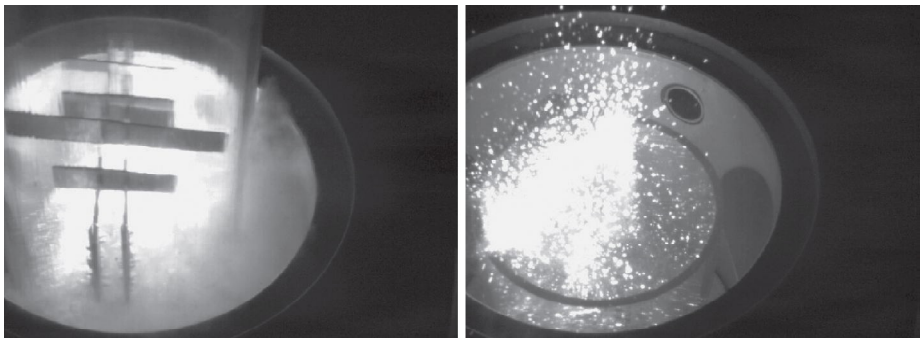
Представлены результаты экспериментов по осаждению заряженных частиц, которые имитируют парящую пыль на Луне, на металлические пластины из нержавеющей стали, тантала, молибдена. Левитирущие ансамбли частиц создаются над поверхностью лабораторного реголита, состав и гранулометрический состав которого имитируют пыль на поверхности Луны. Имитационный эксперимент основан на сходстве нелинейных физико-химических процессов, развивающихся под действием излучения гиротрона, и процессами, происходящими на Луне во время ее бомбардировки микрометеоритами. Изучено воздействие левитирующего облака на металлические пластины и показано, что на поверхности отлагаются частицы реголита в форме сфероидов разного размера. Размеры осаждаемых частиц и плотность их размещения зависят от качества обработки поверхности пластины. Количество частиц заметно уменьшается после предварительной очистки пластин прямым пьезоэлектрическим разрядом. Показано, что пылевая плазма, полученная в лаборатории, может использоваться в имитационных экспериментах по изучению модификации поверхностей металлов для космической техники.

Ключевые слова: *имитационные эксперименты, гиротрон, СВЧ-разряд, плазмохимия, сталь, тантал, молибден, космическая техника.*

Источником взвешенной заряженной пыли на Луне является реголит, покрывающий ее поверхность слоем толщиной от нескольких сантиметров до нескольких метров в районах лунных морей [1]. Посадка космических аппаратов приводила к подъему пыли вверх на десятки метров, а движение астронавтов, луноходов и роверов сопровождали шлейфы заряженных частиц. Предполагается, что подъем частиц со средними размерами в десятки микрон в плазменно-пылевой системе Луны связан с ударами метеоритов о ее поверхность [2]. Микрометеороиды непрерывно бомбардируют поверхность Луны (соударений с лунной поверхностью метеороидов размером 10^{-5} см и более порядка 100 $м^{-2}$ в сутки). Заряженные частицы в условиях Луны обладают повышенными адгезионными способностями, что вносит ограничения в использование космических систем на её поверхности [3]. Необходимо учитывать осаждение пыли на различные поверхности лунного модуля, а также разрабатывать методы их очистки. Поэтому в настоящее время уделяется большое внимание моделированию потоков заряженной пыли в лабораторных условиях для испытания узлов будущей лунной техники [4, 5].

В настоящем докладе приведены модельные эксперименты по осаждению заряженных частиц, которые имитировали парящую пыль на Луне, на металлические пластины нержавеющей стали, тантала, молибдена. Левитирующие ансамбли частиц создаются над поверхностью лабораторного реголита, состав и гранулометрический состав которого имитируют пыль на поверхности Луны [6]. В экспериментах на плазмохимическом стенде ИОФ РАН ранее было обнаружено возникновение плазменно-пылевых ансамблей заряженных микрочастиц над поверхностью смесей порошков металла и диэлектрика в разрядах, инициируемых излучением мощного гиротрона. Описание стенда и диагностического комплекса, условия проведения экспериментов, развитие микроволнового разряда, инициации плазмохимиче-

ских процессов и эволюция их параметров подробно описаны в работах [7, 8]. В проведенном эксперименте (рис. 1) в реактор устанавливались над лабораторном реголитом по две пластинки из нержавеющей стали, тантала или молибдена: одна обработанная прямым пьезоразрядом, вторая необработанная.



а *б*

Рис. 1. Пластины металла на фоне свечения поверхности реголита при инициации цепного плазмохимического процесса в реакторе (*а*); левитирующее облако частиц над реголитом в реакторе (кадр сделан через 28 мс после выключения СВЧ-излучения гиротрона) (*б*)

Обработанные и необработанные пластины нержавеющей стали разрядом представлены на рис. 2 [9]. Энергия СВЧ-излучения гиротрона, необходимая для развития цепных плазмохимических процессов в реакторе и создания левитирующих ансамблей частиц (см. рис. 1), в данном эксперименте составляла 4 кДж (длительность импульса гиротрона 10 мс, мощность СВЧ-излучения 400 кВт). Пластины извлекались из реактора после серии из 10 импульсов гиротрона с интервалом между импульсами 20 с.

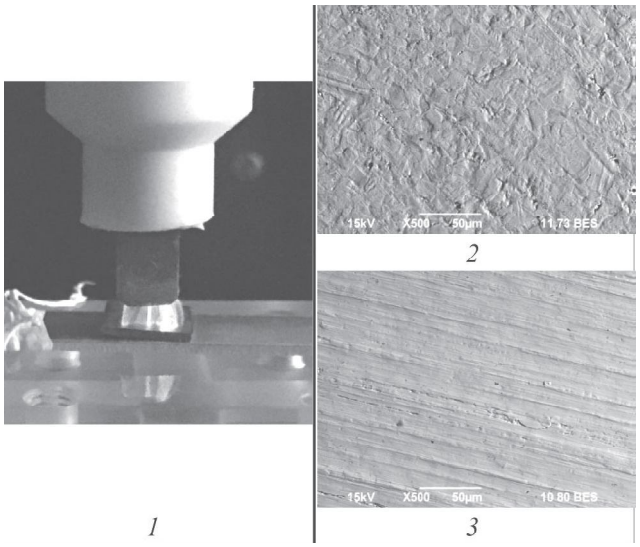


Рис. 2. Модификация поверхности нержавеющей стали: 1 – предварительная обработка пластин нержавеющей стали; 2 – образец до обработки; 3 – образец после обработки

Инициация процессов в реакторе над порошком реголита происходила на 4–6 мс после переднего фронта СВЧ-импульса гиротрона. Длительность свечения поверхности порошка и плазменно-газовой смеси над порошком достигала 40–80 мс. Разлет частиц наблюдался видеокамерой в течение 300–500 мс. В результате протекания в реакторе физико-химических процессов на пластины нержавеющей стали, тантала и молибдена происходило осаждение частиц реголита. После окончания плазмохимического процесса, который включает дробление и оплавление при высоких температурах, осажденные частицы собирались со стенок кварцевого цилиндра и верхней крышки реактора и исследовались. Было показано, что элементный состав левитирующих частиц, в основном, повторяет состав исходных порошков. На всех образцах поверхностей видно преимущественное осаждение на дефектах поверхности пластин. Чем более гладкая пластина без шероховатостей и дефектов, тем меньше осаждается реголита и тем меньше размер наиболее крупных сфероидов. Распределения осажденных частиц по размерам на все металлические пластины отличается от гауссовских, в них присутствует увеличенная фракция частиц большого размера.

На рис. 3 показано осаждение частиц реголита на пластины из нержавеющей стали обработанного разрядом и необработанного образцов. Осаждение частиц лабораторного реголита на пластины тантала и молибдена приведено в работе [10]. Показано, что пылевая плазма, полученная в лаборатории, может использоваться в имитационных экспериментах по изучению модификации поверхностей металлов для космической техники.

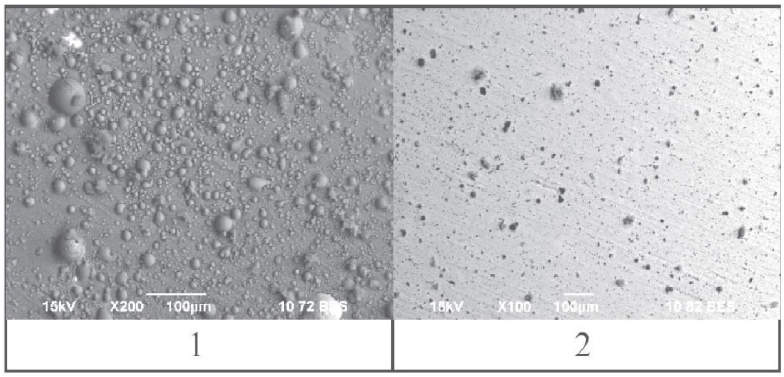


Рис. 3. Осаждение частиц реголита на пластины нержавеющей стали: 1 – необработанный образец; 2 – обработанный образец

Литература

1. Зеленый Л. М., Попель С. И., Захарова А. В. Пылевая плазма на Луне. Проблема моделирования и измерений // Физика плазмы. 2020. Т. 46, № 5. С. 441–455.

2. Попель С. И., Голубь А. П., Зеленый Л. М., Хораньи М. Удары высокоскоростных метеороидов и плазменно-пылевое облако над поверхностью Луны // Письма в ЖЭТФ. Т. 105, № 10. С. 594–599.

3. Lee L.-H. Adhesion and cohesion mechanisms of lunar dust on the moon’s surface // J. Adhes. Sci. Technol. 1995. Vol. 9. P. 1103–1124.

4. Семкин Н. Д., Воронов К. Е., Пияков А. В. Имитация микрометеоритов с помощью электродинамического ускорителя // Прибор и техника эксперимента. 2009. № 4. С. 159–165.

5. Пияков А. В., Воронов К. Е., Сухачев К. И. и др. Инжектор заряженных пылевых частиц: Патент RU 2532688. Опубл.: 10.11.2014.

6. Akhmadullina N. S., Borzosekov V. D., Skvortsova N. N., et al. Interaction of the substance of the tsarev meteorite with radiation from a powerful gyrotron: dusty plasma cloud formation and phase transformations // Fusion science and technology. 2023. DOI: https://doi.org/10.1080/15361055.2023.2250669/.

7. Скворцова Н. Н., Малахов Д. В., Степахин В. Д., и др. Инициация пылевых структур в цепных реакциях под воздействием излучения гиротрона на смесь порошков металла и диэлектрика с открытой границей // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 240–246.

8. Sokolov A. S., Akhmadullina N. S., Borzosekov V. D., et al. Plasma-chemical facility for synthesis of micro and nanoparticles having controlled compositions and structures on the basis of a microwave discharge in their gyrotron radiation // Radiophysics and Quantum Electronics. 2023. Vol. 65, No. 11. P. 840–854.

9. Качмар В. В. Мошкина К. Г., Борзосеков В. Д. и др. Подготовка поверхности металлов прямым пьезоэлетрическим разрядом для микроволновыхимитационных испытаний с лунной пылью // Прикладная физика и математика. 2021. № 3. С. 11–19.

10. Скворцова Н. Н., Степахин В. Д., Борзосеков В. Д. и др. Микроволновые плазменные имитационные эксперименты по осаждению лунной пыли на пластины металлов // Физика плазмы. 2023. Т. 49, № 1. С. 75–84.

УДК 537.523.9

ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД С ВОДНОРАСТВОРНЫМ КАТОДОМ + ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА: ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА ОКИСЛЕНИЕМ ОТХОДОВ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Г. Х. Тазмеев[1], Б. А. Тимеркаев[2], Х. К. Тазмеев[1]

[1]Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия
[2]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, г. Казань, Россия

Экспериментально исследован газовый разряд с воднорастворным катодом в диапазоне токов 10–20 А. В качестве жидкого катода использован водный раствор хлорида натрия с концентрацией по массе 0.60±0.02 г/л. Создан катодный узел, позволяющий менять направление потока плазмы в пространстве. Реализовано совместное горение разряда с воднорастворным катодом и электрической дуги при замыкании на общий металлический анод. Разработана реакционная камера с огнеупорной футеровкой. Использовано сырье в виде кусков дюрали марки Д16. Процесс осуществлялся без доступа воздуха. На выходе получен газ, состоящий в основном из водорода. В период интенсивного газообразования содержание водорода было в пределах 96.0±4.0 об.%. Объемное содержание кислорода составляло 0.8±0.1 об.%.

Ключевые слова: *газовый разряд, воднорастворный катод, комбинированный разряд, получение водорода, высокотемпературное окисление алюминия.*

Газовые разряды, создаваемые с использованием жидкости в качестве электродов, являются источниками плазмы с обширными возможностями для практических применений [1]. В настоящее время значительные успехи достигнуты в изучении газовых разрядов с жидкими катодами, которые представляют собой водные растворы различных солей, кислот и щелочей. Большинство исследований проведены при небольших токах (десятки и сотни миллиампер). Цель данной работы – создание плазменных потоков с использованием сильноточных режимов горения и изыскание возможностей их практического применения.

Во многих случаях требуются плазменные потоки, ориентированные горизонтально или направленные иначе. Оказалось, что такую задачу можно решить с помощью диэлектрической межэлектродной вставки (МЭВ), которая обильно смачивается водным раствором, служащим в качестве катода. МЭВ была смонтирована на выходе из катодного узла (рис. 1). Она была изготовлена из пористого огнеупорного материала. В ней были выполнены отверстия, через которые водный раствор поступал на рабочую поверхность.

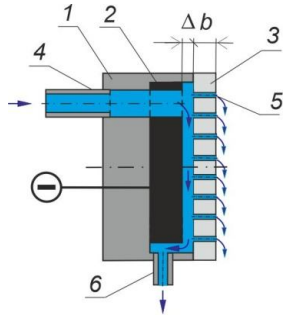


Рис. 1. Катодный узел [2]: 1 – корпус; 2 – графитовый электрод; 3 – пористая вставка; 4 и 6 – штуцера для подвода и отвода электролита; 5 – перфорационные отверстия. Стрелками показаны направления течения водного раствора

В зависимости от пространственной ориентации электродной пары катод–анод были получены плазменные потоки, ориентированные в разных направлениях. Исследования проводились в диапазоне токов 10–20 А. Использовался раствор хлорида натрия в дистиллированной воде с концентрацией по массе 0.60±0.02 г. Расход водного раствора на образование плазменного потока был в пределах 1.0–2.2 г/с (в зависимости от тока).

Под воздействием потока плазмы дюралевые куски различных форм и размеров быстро расплавлялись. Однако температура оказалась недостаточной для вскрытия пленки окислов на поверхности жидкого металла. Потребовалось дополнительное воздейст-

вие электрической дуги. В упрощенном варианте дуга включалась в электрическую цепь параллельно газовому разряду с использованием балластного резистора (рис. 2).

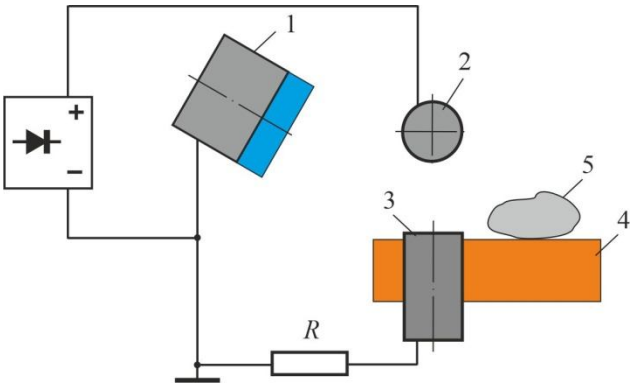


Рис. 2. Схема совместного воздействия газового разряда с воднорастворным катодом и электрической дуги на сырье: 1 – катодный узел с водным раствором; 2 – анод; 3 – металлический катод; 4 – огнеупорная подставка; 5 – кусок дюрали марки Д16 (сырье). Анод 2 и металлический катод 3 представляют собой охлаждаемые водой медные стержни с диаметром 25 мм, смонтированные горизонтально и вертикально, соответственно

Для получения водорода была создана техническая система, позволяющая провести процесс без доступа воздуха (рис. 3). Высокотемпературное окисление сырья под воздействием потока плазмы происходило в реакционной камере, которая была выполнена с огнеупорной футеровкой стенок внутренней полости. Для измерения объема газов использовался бытовой счетчик газа CGK4. Содержание водорода определялось анализатором водорода промышленного типа АВП-01Г. В период интенсивного газообразования содержание водорода было в пределах 96.0±4.0 об.%. Наличие кислорода регистрировалось газоанализатором АВТОТЕСТ-01.03. Объемное содержание кислорода составляло 0.8±0.1 об.%.

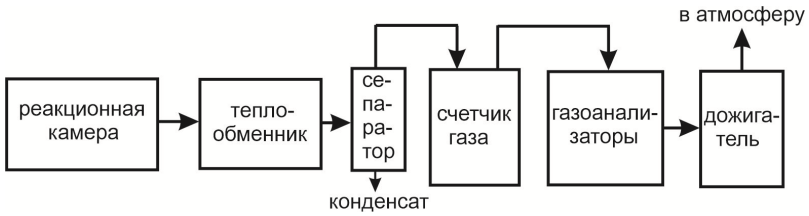


Рис. 3. Блок-схема технической системы для получения водорода

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – МК-111.2022.1.2.

Литература

1. Bruggeman P. J. et al. Plasma-liquid interactions: a review and roadmap // Plasma Sources Science and Technology. 2015. Vol. 25 (5). P. 053002.

2. Тазмеев Х. К., Тазмеев Г. Х., Тазмеев А. Х. Электродный узел. Пат. РФ № 2792276. 2023.

УДК 629.782.023

ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ КОНСТРУКЦИИ ОРБИТАЛЬНОГО КОРАБЛЯ «БУРАН» В ЗОНАХ ВОЗМОЖНОГО ВЫПАДЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ ПЛИТОК

В. П. Тимошенко

АО «НПО «Молния», г. Москва, Россия

Большая часть внешней поверхности планера ОК «Буран» защищается от аэродинамического нагрева теплозащитным покрытием (ТЗП) в виде небольших плиток из легковесной керамики на основе высокочистого кварцевого волокна (рис. 1). Число плиточных теплозащитных элементов превышает 38 000 [1].

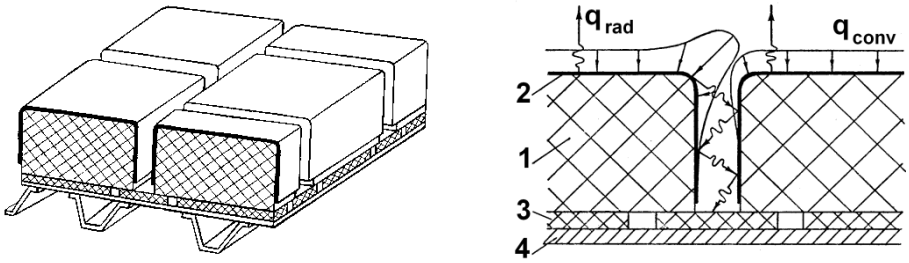


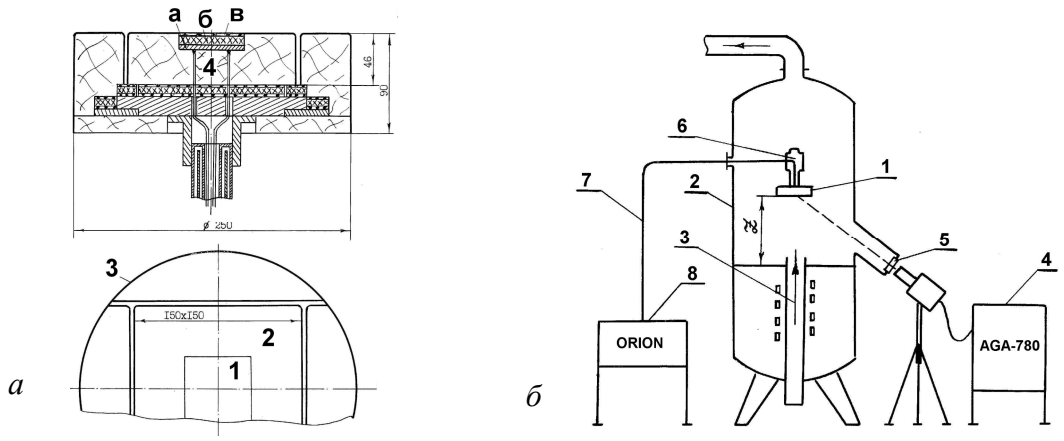
Рис. 1. Схема плиточной теплозащиты ОК «Буран» и действующих на нее тепловых потоков: 1 – волокнистая керамика, 2 – эрозионностойкое покрытие, 3 – демпфирующая фетровая подложка, 4 – обшивка корпуса ОК

В связи с большим количеством плиточных элементов ТЗП существует реальная вероятность отрыва и выпадения по крайней мере одного из них вследствие внешних механических воздействий или проявления технологических дефектов.

Отрыв элемента плиточного ТЗП наиболее вероятен по границе клеевого слоя между теплозащитным материалом ТЗМК-10 и демпфирующей подложкой из ферта АТМ-15. В результате прямого аэродинамического нагрева подложки на дне образовавшейся каверны происходит термическая деструкция фетра, сопровождающаяся изменением структурных и теплофизических свойств. Режимы нагрева подложки, реализуемые при этом, принципиально отличаются от штатных режимов эксплуатации материала АТМ-15. В связи с этим потребовалось проведение дополнительных экспериментальных исследований с целью получения информации о структуре и свойствах фетровой подложки при ее взаимодействии с потоком воздушной плазмы. Для проведения испытаний использовался индукционный плазматрон ВГУ-3-200 ИПМ РАН [2], позволяющий обеспечивать нагрев исследуемых материалов дозвуковым потоком чистой воздушной плазмы с параметрами, близкими к натурным параметрам потока на дне каверны от выпавшей плитки. Схемы модели и установки показаны на рис. 2.

Образец (1) (рис. 2, *а*) включает в себя имитатор участка обшивки (а), выполненной в виде дюралевой пластины, и фетровую подложку (б), покрытую снаружи клеевым слоем (в) с остатками материала ТЗМК-10. Образец вмонтирован заподлицо в центр штатной плитки ТЗП (2) с покрытием ЭВЧ-4М1У-3. Плитка установлена в маску (3) из таких же элементов ТЗП. К внутренней стороне дюралевой пластины подведены две хромель-алюмелевые термопары (4). Схема эксперимента показана на рис. 2, *б*. Модель (1) устанавливалась в барокамере плазматрона ВГУ-3-200 (2) на координатном устройстве (6) перпендикулярно набегающему потоку (3). Температура наружной поверхности образца измерялась термовизором AGA-780 (4) через оптическое окно из CaF_2 (5). Температура внутренней поверхности дюра-

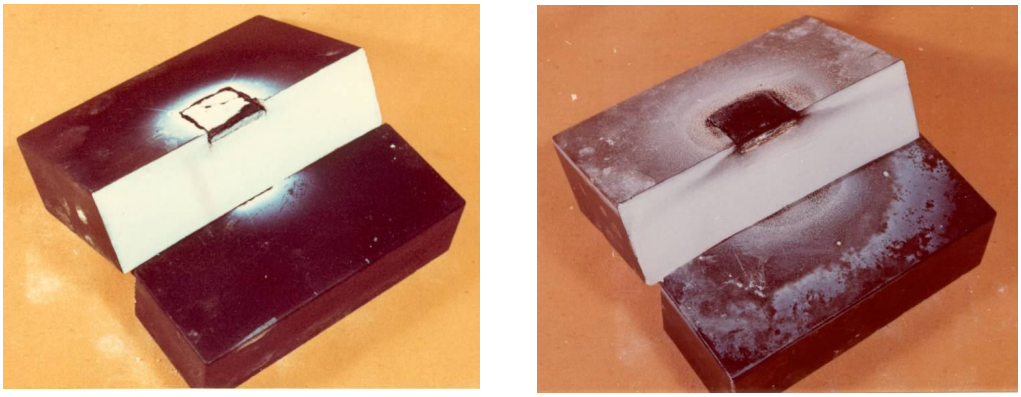
левой пластины измерялась ХА–термопарами (7) и регистрировалась измерительной системой ORION (8).



а *б*

Рис. 2. Схемы модели и плазматрона ВГУ-3-200 ИПМ РАН для исследования термической деструкции фетровой подложки

Испытания проводились при нескольких уровнях мощности ВЧ-генератора плазматрона. Сразу после ввода моделей в плазменный поток начиналась термическая деструкция фетра с образованием пламени. Горение фетра заканчивалось через 30–60 с и после этого видимых следов вдува продуктов термодеструкции в поток практически не наблюдалось. Фотографии поперечного среза моделей после испытаний показаны на рис. 3.



Модель 1, T_w=600–800 ºС

Модель 2, T_w=1000–1100 ºС

Рис. 3. Вид внешней поверхности и поперечных срезов моделей после испытаний

По результатам испытаний установлено, что материал АТМ-15 сохраняет структурную целостность во всем исследуемом диапазоне температур (300–1100 °С) и до 850–900 °С сохраняется адгезия коксового остатка фетровой подложки к имитатору обшивки. Определение реализуемых значений теплопроводности прококсованного фетрового слоя $\lambda(T)$ проводилось путем решения обратных задач теплопроводности. При температурах ниже 400 °С полученные значения $\lambda(T)$ около 0,05 Вт/(м К) совпадают с теплопроводностью исходного фетра. В области высоких температур значения $\lambda(T)$ значительно выше и достигают 0,6 Вт/(м К).

Полученные результаты использовались для проведения расчетов нагрева конструкции ОК «Буран» в 12 характерных зонах. На рис. 4 нанесены максимальные значения температур обшивки в различных зонах в зависимости от уровней внешних тепловых нагрузок, выраженных через максимальное значение температуры адиабатической стенки $T_{aw,max}$. Во всех рассмотренных зонах ОК, кроме зоны 12 с максимальным уровнем внешнего нагрева, темпе-

ратуры обшивки $T_{m,max}$ ниже температуры плавления сплава Д-16Т ($T_{пл} \approx 570$ ºС) даже при отрыве элемента ТЗП вместе с фетровой подложкой, а при сохранении фетровой подложки максимальная температура обшивки во всех рассмотренных зонах не превышает 350 °С.

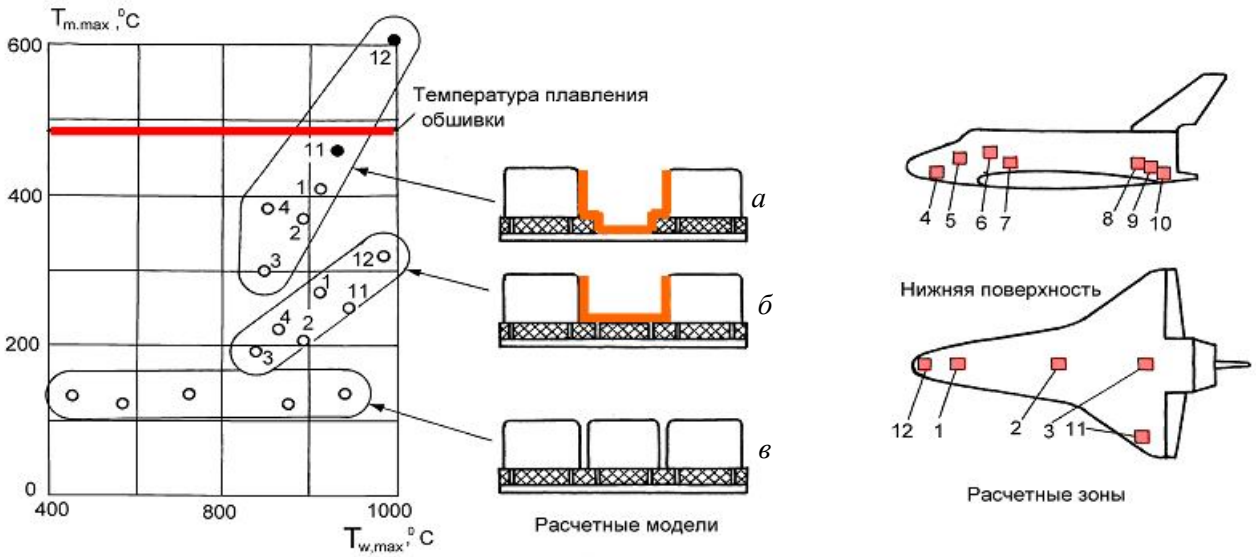


Рис. 4. Максимальное значение температуры обшивки планера ОК «Буран» при потере единичных плиток теплозащиты: *а* – отрыв плитки вместе с фетром, *б* – отрыв плитки по границе с фетром, *в* – не поврежденное ТЗП

Таким образом, установлено, что потеря единичных плиток ТЗП не приводит к катастрофе космического аппарата при его возвращении с орбиты на Землю. Это заключение было официально оформлено до реального полета ОК «Буран» и полностью подтвердилось по результатам его летных испытаний.

Литература

1. Гофин М. Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых аэрокосмических аппаратов. М.: Изд-во ЗАО «ТФ «МИР», 2003. – 672 с.

2. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф., Якушин М. И. Безэлектродный плазматрон для моделирования неравновесного теплообмена. Препринт Ин-та проблем механики АН СССР. 1983. № 225. – 34 с.

3. Тимошенко В. П. Проектирование и экспериментальная отработка теплозащиты Бурана // Авиационно-космические системы. М.: Изд-во МАИ, 1997. С. 123–135.

4. Тимошенко В. П. Расчетные и экспериментальные методы моделирования процессов теплообмена в теплозащите и конструкции аэрокосмических летательных аппаратов // Человек–Земля–Космос: Тр. 1-й междунар. авиакосмической конф. Москва, 28 сент.–2 окт. 1992. М., 1995. Т. 2. Крылатые космические системы. С. 230–245.

5. Тимошенко В. П. Использование методов расчетного и экспериментального моделирования теплообмена при создании Бурана // Проблемы авиационной и космической техники. 1994. № 2. С. 26–30.

УДК 538.(953+958)

ВЛИЯНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ НА МИКРОСТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ВЫСОКОЭНТРОПИЙНОГО ОКСИДА $(HfZrMgCeY)O_2$

В. В. Углов[1], В. М. Асташинский[2], С. П. Зенкин[3], П. А. Сивцова[1], А. М. Кузьмицкий[2], П. Н. Шоронов[2], С. А. Линник[3], В. А. Булах[3], К. В. Иваницкий[1], А. Н. Новиков[1], М. С. Горбач[1]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[3]Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Высокоэнтропийный оксид (ВЭО) $(HfZrCeYMg)O_2$, представляющий собой многокомпонентный твердый раствор (МТР) с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой, получен методом магнетронного напыления. Представлены результаты исследования ВЭО-покрытия в исходном состоянии и после воздействия компрессионным плазменным потоком (КПП). Установлена стабильность сформированного МТР после воздействия КПП с температурой плазмы до 3,5 эВ.

Ключевые слова: *высокоэнтропийный оксид, компрессионные плазменные потоки, рентгеноструктурный анализ, ГЦК-решетка, сканирующая электронная микроскопия.*

Наряду с металлическими высокоэнтропийными сплавами, широкое распространение в настоящее время получили высокоэнтропийные керамики, благодаря их устойчивости к экстремальным воздействиям: повышенная термостойкость, химическая устойчивость, твердость. Данные материалы находят применение от аэрокосмической промышленности и ядерной энергетики до медицины.

ВЭО-покрытия типа $(HfZrCeYMg)O_2$ получены методом магнетронного напыления на ситаловые пластины [1]. Из напыленных пластин были изготовлены образцы размером 10×10×0.55 мм. Рентгеноспектральный микроанализ (РСМА) выявил равномерное распределение элементов многокомпонентного покрытия с отсутствием их сегрегации. Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) образцов в исходном состоянии показала, что сформированное покрытие является сплошным с микрокристаллической морфологией поверхности (рис. 1), а рентгеноструктурный анализ (РСА) выявил формирование МТР с кристаллической гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой (рис. 2). Дифракционные линии, соответствующие другим фазам (кроме линий элементов подложки), на рентгенограммах отсутствуют. Результаты РСА свидетельствуют о поликристаллической структуре сформированного покрытия.

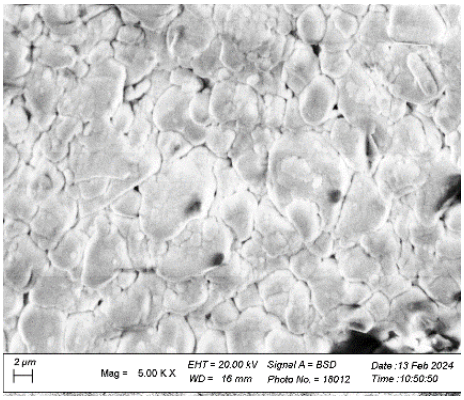


Рис. 1. СЭМ-изображение ВЭО-покрытия

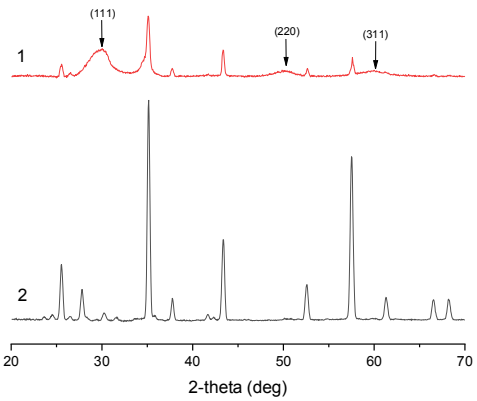


Рис. 2. Рентгенограммы ВЭО-покрытия в исходном состоянии (1) и подложки (2)

Дифракционные линии, соответствующие МТР, уширены, что позволяет предполагать размеры кристаллитов в пределах единиц микрометров. Рассчитан параметр элементарной кристаллической ячейки МТР a = (0,5125±0,0002) нм. Полученные результаты занимают промежуточное положение между параметрами кубических модификаций ZrO_2 и HfO_2.

Обработку образцов осуществляли воздействием на них компрессионного плазменного потока, генерируемого газоразрядным магнитоплазменным компрессором компактной геометрии (МПК-КГ) [2]. Накопителем энергии МПК служила конденсаторная батарея общей емкостью 1200 мкФ, начальное напряжение на которой изменяли от 3,0 до 4,0 кВ, что соответствует уровню запасаемой в накопителе энергии от 5,4 до 9,6 кДж. Вакуумную камеру МПК-КГ заполняли азотом до давления 3 Тор. Образец устанавливали по оси разрядного устройства на расстояние 14 см от среза центрального электрода.

Спектроскопические исследования ударно-сжатого слоя (УСС) плазмы, формируемого на поверхности образца под воздействием КПП, проводили с помощью автоматизированного спектрометра SDH-IV. На щель спектрометра проецировали изображение области плазмы диаметром ~1 мм вблизи поверхности образца (перпендикулярно набегающему потоку) и регистрировали интегральное излучение плазмы с экспозицией 10 мкс в момент максимального значения разрядного тока. На рис. 3 представлена принципиальная схема эксперимента, а на рис. 4 – типичный спектр излучения плазмы УСС при U_0 = 3,5 кВ с обозначением линий, используемых для расчетов.

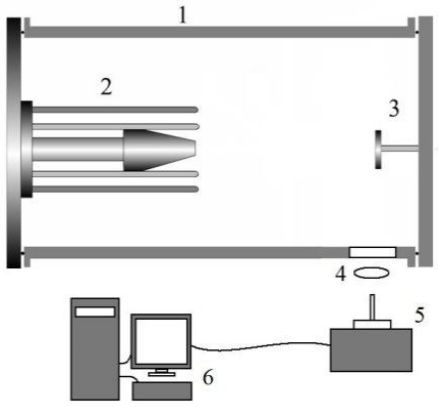


Рис. 3. Схема проведения спектроскопического исследования УСС плазмы: 1 – вакуумная камера; 2 – разрядное устройство МПК-КГ; 3 – образец; 4 – собирающая линза; 5 – спектрометр; 6 – компьютер

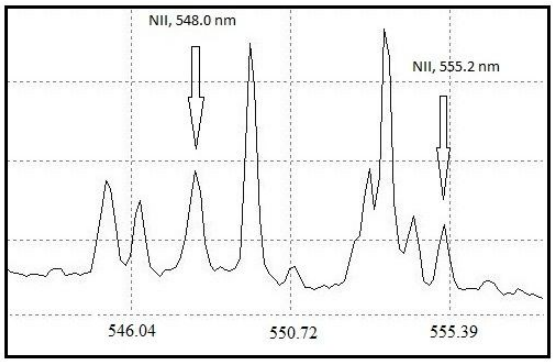
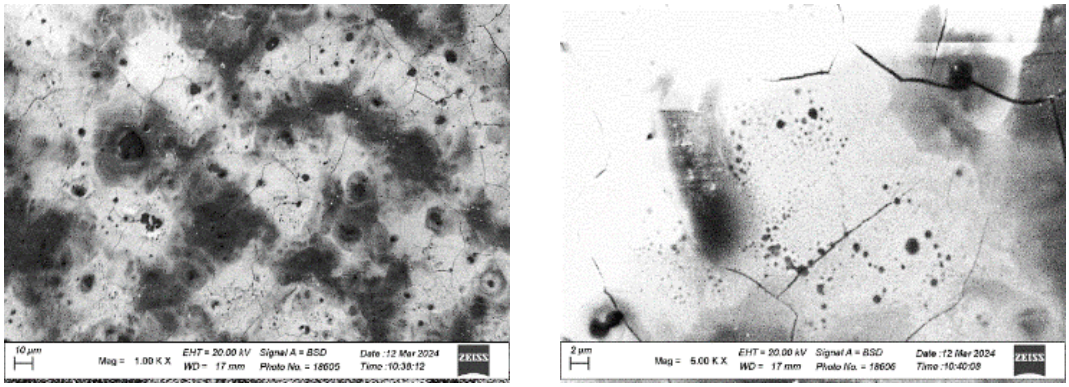


Рис. 4. Спектр излучения плазмы УСС

Температуру плазмы определяли по относительным интенсивностям двух спектральных линий ионов азота NII (λ = 548,0 нм) и NII (λ = 555,2 нм), регистрируемых из ударно-сжатого слоя. В условиях настоящих экспериментов температура плазмы вблизи поверхности достигает величины ~3,5 эВ.

Обработка образцов компрессионным плазменным потоком при указанных параметрах приводит к расплавлению как самого ВЭО-покрытия, так и части подложки, о чем свидетельствуют результаты СЭМ. Полученный расплав перераспределяется по поверхности под-

ложки (рис. 5, *а*) и собирается в «капли» по форме, стремящиеся к окружности. Подобное поведение может указывать на высокий показатель поверхностного натяжения расплава ВЭО-покрытия. В соответствии с результатами РСМА светлые области преимущественно состоят из элементов покрытия, а темные обогащены алюминием, содержащимся в подложке. На поверхности образцов присутствуют поры и трещины (рис. 5, *б*), свидетельствующие о кипении расплава, а также о высокой скорости его затвердевания, достигающей ~10^8 К/с.



а *б*

Рис. 5. СЭМ-изображения поверхности образцов после воздействия КПП: *а* – перераспределение вещества покрытия по поверхности, *б* – трещины и пористая структура застывшего расплава

СЭМ-исследования образцов также продемонстрировали отсутствие существенного вытеснения расплава под воздействием КПП на их торцевые поверхности. Данный результат подтверждает высказанные выше предположения о высокой вязкости расплава, значительном поверхностном натяжении расплава покрытия и высокой скорости затвердевания.

На основании результатов рентгеноструктурного анализа образцов после воздействия КПП было установлено, что сформированный в процессе осаждения ВЭО-покрытий многокомпонентный твердый раствор $(HfZrCeYMg)O_2$ сохраняет свой фазовый состав, поскольку дополнительных линий, соответствующих вторым фазам, на рентгенограммах не обнаружено. В то же время дифракционные линии, соответствующие ГЦК-решетке, становятся интенсивнее (рис. 6), что может быть обусловлено протеканием процессов рекристаллизации расплава.

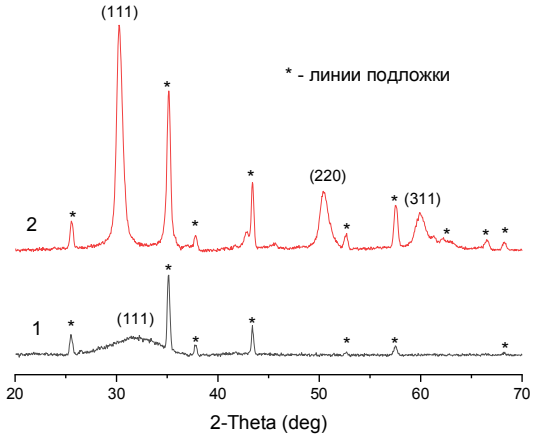


Рис. 6. Рентгенограммы ВЭО-покрытия в исходном состоянии (1) и после КПП (2)

Таким образом, по результатам проведенных исследований по воздействию высокоэнергетического компрессионного плазменного потока на образцы можно сделать вывод о высокой термической стабильности состава высокоэнтропийного оксида $(HfZrMgCeY)O_2$, сформированного магнетронным осаждением.

Литература

1. Zenkin S. P., Gaydaychuk A. V., Mitulinsky A. S., et al. Effect of the MgO addition on the structure and physical properties of the high entropy HfZrCeYO fluorite ceramics // Coatings. 2023. Vol. 13, Iss. 5.

2. Astashynski V. M., Ananin S. I., Askerko V. V., et al. Materials surface modification using quasi-stationary plasma accelerators // Surface and Coating Technology 2004. Vol. 180–181C. P. 392–395.

УДК 538.911

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ОБЛУЧЕНИЕ ИОНАМИ КРИПТОНА И ГЕЛИЯ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНОГО СПЛАВА HfNbZrTi

В. В. Углов[1], С. В. Злоцкий[1], М. О. Коваленко[1], И. А. Иванов[2], А. Е. Курахмедов[2], Б. С. Аманжулов[2]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт ядерной физики МЭ РК, г. Астана, Казахстан

Рассмотрено поведение макронапряжений в высокоэнтропийном сплаве (ВЭС) HfNbZrTi, облученном ионами криптона и гелия. Проведено исследование механизма дефектообразования при последовательном облучении высокоэнтропийных сплавов ионами Kr^{2+} и He^{2+} с энергиями 280 и 40 кэВ соответственно. В работе рассматриваются результаты моделирования процессов последовательного облучения ионами, проведённых в программе SRIM. Выявлены закономерности поведения макронапряжений при различных условиях облучения и проведён сравнительный анализ с данными последовательного облучения.

Ключевые слова: *высокоэнтропийные сплавы, рентгеноструктурный анализ, последовательное облучение, макронапряжения.*

Для современной энергетики крайне остро стоит проблема разработки новых конструкционных материалов с высокими механическими свойствами, которые смогут быть устойчивы в экстремальных условиях эксплуатации, что имеет решающее значение для атомных электростанций нового поколения. Также для атомных технологий крайне важно сохранение сплошности материала в процессе облучения. Учитывая условия эксплуатации ядерных реакторов, газ гелий (He), полученный в результате (n, α) реакции ядерной трансмутации, играет отрицательную роль в макроскопических свойствах металлов и сплавов [1]. Атом He имеет сильную тенденцию мигрировать, агрегировать и образовывать пузырьки в сплаве, что приводит к повышению шероховатости поверхности, образованию пузырей, разбуханию пустот и межзеренному гелевому охрупчиванию, что ухудшает механическую прочность материала и сокращает время его эксплуатации [2]. В свою очередь, криптон (Kr) также является продуктом трансмутационных реакций, в основном он образуется при спонтанном или вынужденном делении ядра урана-235. Поэтому изучение взаимодействия данных ионов с конструкционными материалами крайне важны для современной ядерной физики. Множество исследований были связаны с изучением влияния облучения одиночным ионизирующим излучением, но крайне важно исследовать комплексное последовательное облучение тяжёлыми и лёгкими низкоэнергетическими ионами [3].

Перспективными для решения проблемы повышения радиационной стойкости являются однофазные многокомпонентные сплавы, состоящими из четырёх и более компонент, получившие название высокоэнтропийные сплавы. Чтобы понять механизм радиационной устойчивости этого нового семейства сплавов и для оценки возможности их применения в атомной промышленности проведен ряд исследований по эволюции микроструктуры под действием ионного облучения при комнатной температуре. Показано, что при повышенной температуре 700 °C в $NbTiVZr_x$ с облучением или даже без него возможно образование сегрегаций, а также формирование частиц второй фазы, обогащенных Cr и V, при температуре 800 °C [4]. Границы раздела вторых фаз, с одной стороны, могут действовать как центры рекомбинации вакансионно-междоузельных комплексов для ограничения перенасыщения концентрации дефектов, подавления образования и роста пустот и пузырей, например, оксидно-дисперсионно-упрочненные (ОДС) сплавы [5]. С другой стороны, особенно некогерентные фазы, могут действовать как коллекторы дефектов, где дефекты могут накапливаться и зарождаться

[6]. Следовательно, анализ динамики данных дефектов для условий последовательного облучения имеет научную новизну.

В данной работе исследовались образцы высокоэнтропийного сплава HfNbZrTi, полученные методом дуговой плавки с последующей гомогенизацией. Далее проводился отжиг на протяжении 24 ч и 72 ч при температуре 1150 °C с промежуточной холодной прокаткой до 85% сокращения толщины. Образцы облучались на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 ионами криптона с энергией 280 кэВ с флюенсом $5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$, а затем ионами гелия с энергией 40 кэВ с флюенсом $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$ при комнатной температуре. Фазовый состав образца изучался методом рентгеноструктурного анализа (РСА) на дифрактометре Rigaku Ultima IV с использованием медного излучения (λ = 0,15418 нм).

Моделирование радиационных повреждений ионизирующего излучения было проведено в программе SRIM 2013, для удобства расчётов было достаточно учёта потенциала твёрдых шаров из модели Кинчина–Пиза. Результаты применения данной модели к нашим условиям облучения, а именно к последовательному облучению ионами Kr и He, используются для теоретического обоснования выбора условий съёмки наших образцов методом РСА. Моделирование для процесса последовательного облучения продемонстрировало проективный пробег – 300 нм, максимум повреждающей дозы на глубине 60 нм. Повреждающая доза для облучения ионами криптона составила 0,19 (сна), а для последовательного облучения увеличилась до 0,24 (сна), как видно из рис. 1, где для сравнения приведены также данные по повреждающей дозе для V-4Cr-4Ti. Расчёт макронапряжений проводился методом $\sin^2\psi$. Данная методика предполагает съёмку образца при равнобоковом наклоне.

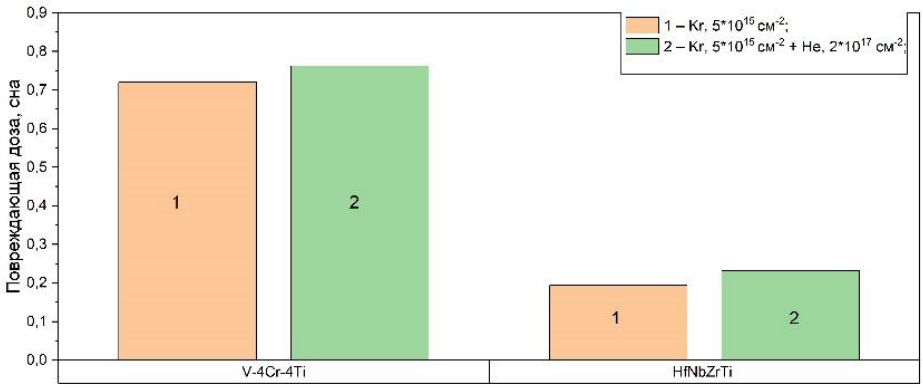


Рис. 1. Моделирование максимума радиационного повреждения при облучении ионами криптона с энергией 280 кэВ и последовательном облучении ионами криптона и гелия ВЭС HfNbZrTi и сплава V-4Cr-4Ti

Анализ рентгенограмм показал, что образцы являются однофазным многокомпонентными растворами (Hf, Nb, Zr, Ti), имеющими ОЦК решётку. Обнаружено, что облучение ионами не приводит к образованию радиационно-индуцированных сегрегаций. Выявлено, что облучение приводит к сдвигу дифракционных пиков в область меньших углов, что свидетельствует о расширении решётки (изменению макронапряжений), вследствие формирования гелий-вакансионных кластеров.

На рис. 2 представлены результаты расчёты экспериментальных данных по макронапряжениям при различных режимах облучения. Напряжения имеют сжимающий характер. Меньший уровень напряжений в образце HfNbZrTi со сравнению с V-4Cr-4Ti связан с созданием потенциального барьера, способствующего процессу рекомбинации вакансий с междоузельными атомами [7].

Таким образом, показано формирование однофазных многокомпонентных растворов (Hf, Nb, Zr, Ti) с ОЦК структурой, облучение ионами которых приводит к образованию в них газово-вакансионных кластеров. Образование данных кластеров повышают значения макро-

напряжений. Но проведение последовательного облучения ионами криптона и гелия показало, что предварительное облучение ионами Kr приводит к увеличению концентрации вакансий в гелий-вакансионных комплексах, изменяя их подвижность. Вследствие этого последовательное облучение имеет более низкое значение макронапряжений по сравнению с одинарным гелиевым облучением.

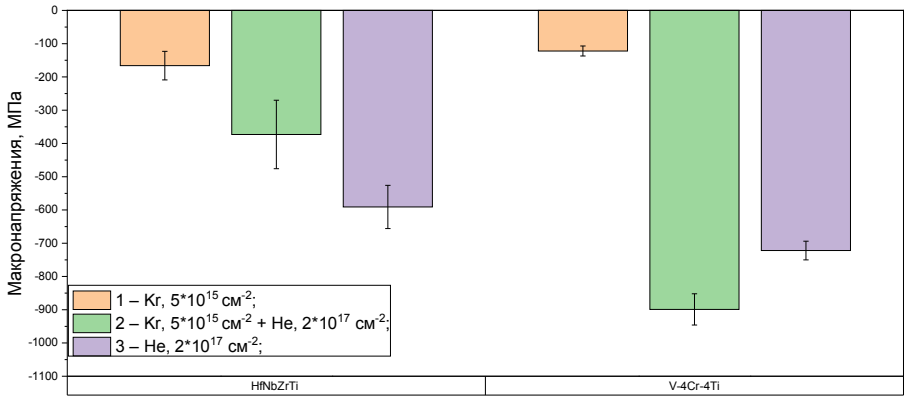


Рис. 2. Значения макронапряжений после облучения в ВЭС HfNbZrTi и в сплаве V-4Cr-4Ti

Исследование финансировалось Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант AP19579188).

Литература

1. Zhang Z., Armstrong D. E. J., Grant P. S. The effects of irradiation on CrMnFeCoNi high-entropy alloy and its derivatives // Prog. Mater. Sci. 2022. Vol. 183.

2. Lu Y., Huang H., Gao X., Ren C., Gao J., Zhang H., Zheng S., Jin Q., Zhao Y., Lu C., Wang T., Li, T. A promising new class of irradiation tolerant materials: Ti2ZrHfV0.5Mo0.2 high-entropy alloy // J. Mater. Sci. Technol. 2019. Vol. 35. P. 369−373.

3. Pogrebnjak A. D., Yakushchenko I. V., Bondar O. V., Beresnev V. M., Oyoshi K., Ivasishin O. M., Amekura H., Takeda Y., Opielak M., Kozak C. Irradiation resistance, microstructure and mechanical properties of nanostructured (TiZrHfVNbTa)N coatings // J. Alloys Compd. 2016. Vol. 679. P. 155–163.

4. Kombaiah B., Jin K., Bei H., Edmondson P. D., Zhang Y. Phase stability of single phase Al0.12CrNiFeCo high entropy alloy upon irradiation // Mater. Des. 2018. Vol. 160. P. 1208–1216.

5. Peng S., Jin K., Yi X. Mechanical behavior of the HfNbZrTi high entropy alloy after ion irradiation based on micro-pillar compression tests // J. of Alloys and Compounds. 2021. Vol. 892, No. 3.

6. Su Z., Ding J., Song M., Jiang L., Shi T., Li Z., Wang S., Gao F., Yun D., Lu C., Ma E., Radiation-tolerant high-entropy alloys via interstitial-solute-induced chemical heterogeneities. Prepr. ArXiv. 2021. http://arxiv.org/abs/ 2103.15134.

7. Tsai M. H., Wang C. W., Lai C. H., Yeh J. W., Gan J. Y. Thermally stable amorphous $(AlMoNbSiTaTiVZr)_{50}N_{50}$ nitride film as diffusion barrier in copper metallization // Appl. Phys. Lett. 2008. https://doi.org/ 10.1063/1.2841810.

УДК 538.911

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ОБЛУЧЕНИЕ ИОНАМИ КРИПТОНА И ГЕЛИЯ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫХ СПЛАВОВ NiCoFeCrMn И NiCoFeCr

В. В. Углов[1], С. В. Злоцкий[1], И. В. Кондрусь[1], И. А. Иванов[2], Б. С. Аманжулов[2], А. Е. Курахмедов[2]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт ядерной физики МЭ РК, г. Астана, Казахстан

Рассмотрены синтезированные методом дугового синтеза высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) различных составов: NiCoFeCrMn и NiCoFeCr. Высокоэнтропийные сплавы последовательно облучались ионами Kr^{2+} и He^{2+} с энергиями 280 и 40 кэВ соответственно. В работе проведено моделирование процессов последовательного облучения ионами криптона и гелия. Полученные результаты сопоставляются с данными по макронапряжениям, что позволяет судить о кинетике радиационных дефектов в ВЭС.

Ключевые слова: *высокоэнтропийные сплавы, рентгеноструктурный анализ, последовательное облучение, макронапряжения, SRIM 2013.*

В настоящее время полученный опыт эксплуатации ядерно-энергетических установок, а также проведенные исследования в области радиационного материаловедения показывают, что при переходе к установкам нового поколениям конструкционные материалы должны претерпевать качественно новые изменения, особенно в направлениях эксплуатационной безопасности и усталостойкости.

Стойкость к радиационному повреждению, а также длительное сохранение физико-механических свойств в пределах эксплуатационных норм под действием ионизирующих излучений является важной характеристикой материалов, которые имеют потенциал для использования в качестве основы конструкционных материалов. Для выявления физической природы первичных процессов радиационной повреждаемости материалов получили распространение имитационные исследования с применением широкого спектра облучающих частиц, имеющих различные характеристики. Общепринятым считается, что облучение тяжелыми ионами создает повреждения, подобные тем, что наблюдаются при воздействии на материал нейтронов с энергией ~10 МэВ [1–4, 7].

Высокоэнтропийные сплавы – это многоатомные твердые растворы по типу замещения, в которых большое число металлических компонент (более 4) в эквиатомной концентрации приводит к образованию однофазного твердого раствора. Данный класс материалов появился в поле зрения научных работах в начале XXI века и с тех пор бурно развивается. За перспективность физико-механических свойств многие исследователи выдвигают ВЭС на роль конструкционного материала в реакторах IV поколения [3, 5, 6].

В данной работе исследованы образцы высокоэнтропийных сплавов на основе сплава Кантора: NiCoFeCr и NiCoFeCrMn. Образцы получены из порошков чистых (до 99,97%) металлов методом дуговой плавки в аргоновой атмосфере высокой чистоты с последующей отливкой в медные кюветы. После их кристаллизации проводили отжиг на протяжении 24 ч при 1150 °С с целью сфероидизации и гомогенизации зеренной структуры образцов. В последующем проводили холодную прокатку до уменьшения толщины слитков на 85% и завершающий отжиг при 1150 °С в течение 72 ч с целью уменьшения текстуры и напряжений. Образцы облучались на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 как отдельно ионами криптона с энергией 280 кэВ с флюенсом $5\cdot10^{15}$ см$^{-2}$ и ионами гелия с энергией 40 кэВ с флюенсами $2\cdot10^{17}$ и $5\cdot10^{17}$ см$^{-2}$, так и последовательно ионами Kr (280 кэВ, $5\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) и He (40 кэВ, $2\cdot10^{17}$ см$^{-2}$) при комнатной температуре.

В программе SRIM 2013, используя модель Кинчина–Пиза, было смоделировано радиационное повреждение образцов ВЭС при имплантации ионов криптона, ионов гелия, а также последовательного облучения. Для образцов NiCoFeCr и NiCoFeCrMn проективный пробег ионов криптона составил приблизительно 175 нм. Максимум повреждающей дозы пришелся на глубину 40 нм, для ионов гелия проективный пробег составил 300 нм с максимумом повреждающей дозы на глубине 170 нм и 175 нм для флюенсов $2 \cdot 10^{17}$ и $5 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$ соответственно. Моделирование для процесса последовательного облучения продемонстрировало проективный пробег – 270 нм, максимум повреждающей дозы на глубине 50 нм. На рис. 1 показаны максимальные значения повреждающей дозы (сна) в зависимости от состава образца и выбора условия облучения. Так повреждающая доза возрастает от перехода облучения криптоном к последовательному, от него к облучению гелием и дальнейшему росту с увеличением флюенса облучения ионами гелия. Так как плотности, влияющие на размер повреждающей дозы, для ВЭС NiCoFeCr и NiCoFeCrMn схожи, то и максимальные значения повреждающей дозы близки по значению. Однако такое моделирование показывает качественное изменение повреждающей дозы в зависимости от условий облучения.

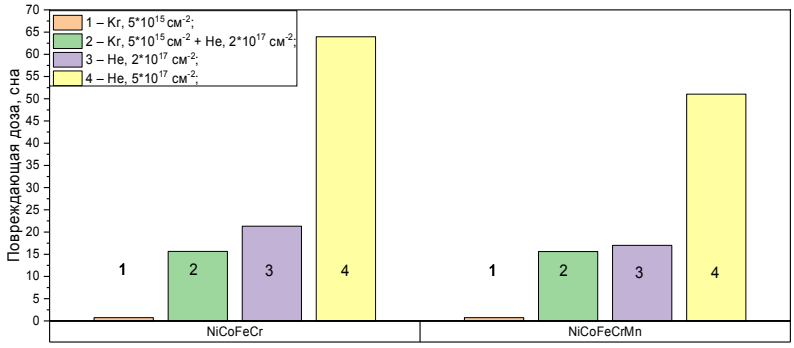


Рис. 1. Моделирование максимума радиационного повреждения при облучении ионами криптона с энергией 280 кэВ, ионами гелия с энергией 40 кэВ, и последовательном облучении ионами криптона и гелия в ВЭС NiCoFeCr и NiCoFeCrMn: 1 – Kr, $5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$; 2 – Kr, $5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ + He, $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$; 3 – He, $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$; 4 – He, $5 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$

Исходя из малой глубины максимума повреждающей дозы, исследования фазового состава и макронапряжений проводились методом рентгеноструктурного анализа (РСА) при скользящем угле падения рентгеновского излучения (1 град) на дифрактометре Rigaku Ultima IV, используя геометрию параллельного пучка и медное излучение ($\lambda = 0{,}15418$ нм).

Для оценки макронапряжений применялся метод $\sin^2\psi$, который предполагает проведение съемок методом равнобокового наклона.

Полученные данные РСА показывают формирование однофазных твердых растворов замещения с ГЦК структурой (Ni, Co, Fe, Cr) и (Ni, Co, Fe, Cr, Mn) для 4-х и 5-компонентного высокоэнтропийного сплава соответственно. В результате облучения ионами криптона, гелия и последовательного облучения ионами криптона и гелия фазовый состав высокоэнтропийных сплавов не меняется, т. е. не наблюдается появления новых или исчезновение существующих дифракционных пиков – твердые растворы в результате облучения не распадаются. Обнаружен сдвиг дифракционных пиков твердых растворов (Ni, Co, Fe, Cr) и (Ni, Co, Fe, Cr, Mn) в сторону меньших углов 2θ, что свидетельствует об изменении уровня макронапряжений.

На рис. 2 представлены значения макронапряжений в образцах в зависимости от режимов облучения. Как видно из рисунка, после облучения во всех образцах преобладают сжимающие макронапряжения. Уровень напряжений после облучения ионами гелия в 3–5 раз выше, чем для ионов криптона. Последующее увеличение флюенса облучения ионами гелия также приводит к росту уровня напряжений в 3 раза. Для ВЭС NiCoFeCr увеличение флюен-

са от $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$ до $5 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$ приводит к небольшому уменьшению уровня сжимающих напряжений, а для ВЭС NiCoFeCrMn уровень макронапряжений увеличивается.

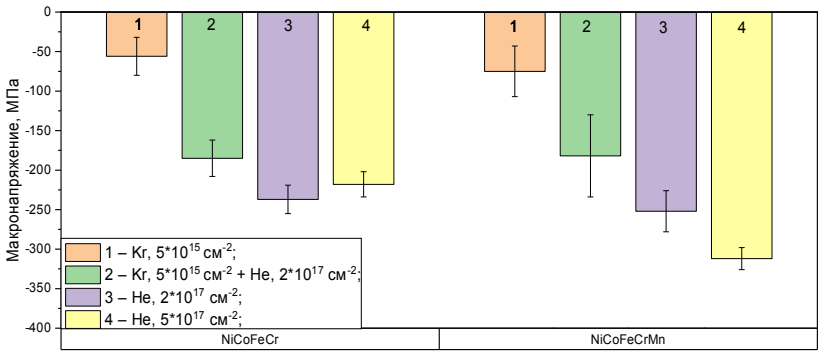


Рис. 2. Значения макронапряжений в ВЭС NiCoFeCr и NiCoFeCrMn после облучения: 1 – Kr, $5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$; 2 – Kr, $5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2}$ + He, $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$; 3 – He, $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$; 4 – He, $5 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$

Облучение ионами криптона или гелия приводит к формированию радиационных дефектов (точечные дефекты, примесно-вакансионные кластеры, дислокационные петли и др.), которые обуславливают повышение макронапряжений. Однако эксперимент показал, что последовательное облучение ионами криптона и гелия приводит к уменьшению уровня сжимающих напряжений по сравнению с облучением только гелием. Уменьшение уровня макронапряжений в ВЭС можно связать с повышением концентрации вакансий в гелий-вакансион-ных комплексах. Данный механизм требует дальнейшего, более глубокого физического исследования, но уже сейчас можно сказать о перспективности, таких исследований для модификации свойств материалов предлагаемых для применения в области ядерных технологий.

Данное исследование финансировалось Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № AP14872199).

Литература

1. Lu C., Niu L., Chen N. Enhancing radiation tolerance by controlling defect mobility and migration pathways in multi component single-phase alloys // Nature Communications. 2016. Vol. 7, No. 1.

2. Zhao Y., Yang T., Tong Y. Heterogeneous precipitation behavior and stacking-fault-mediated deformation in a CoCrNi-based medium-entropy alloy // Acta Materialia. 2017. Vol. 138. P. 72–82.

3. Zhao S., Egami T., Stocks G. M. Effect of d electrons on defect properties in equiatomic NiCoCr and NiCoFeCr concentrated solid solution alloys // Physical Review Materials. 2018. Vol. 2, No. 1.

4. Wang J., Shu R., Chai J. Xe-ion-irradiation-induced structural transitions and elemental diffusion in high-entropy alloy and nitride thin-film multilayers // Materials & Design. 2022. Vol. 19, No. 16.

5. Peng S., Jin K., Yi X. Mechanical behavior of the HfNbZrTi high entropy alloy after ion irradiation based on micro-pillar compression tests // J. of Alloys and Compounds. 2021. Vol. 892, No. 3.

6. Li D., Jia H., Huang H. Helium ion irradiation enhanced precipitation and the impact on cavity formation in a HfNbZrTi refractory high entropy alloy // J. of Nuclear Materials. 2021. Vol. 552, No. 1.

7. Feltrin A. C., Xing Q., Akinwekomi A. D. Review of novel high entropy protective materials: wear, irradiation and erosion resistance properties // Entropy. 2023. Vol. 25, No. 73.

УДК 669.295

СТРУКТУРА, ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИОННО-ПЛАЗМЕННОМУ АЗОТИРОВАНИЮ

В. В. Углов[1], И. В. Лопатин[2], А. С. Беляева[1], А. И. Макаева[1]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, г. Томск, Россия

Исследуются структура, фазовый состав и механические свойства титанового сплава, подвергнутого ионно-плазменному азотированию при температуре 550 °С в течение 2, 4 и 8 ч в атмосфере чистого азота. Азотирование приводит к увеличению концентрации азота в приповерхностном слое, образованию твердого раствора Ti(N), изменению микроструктуры и микротвердости поверхности: уменьшению шероховатости, увеличению микротвердости, и, следовательно, уменьшению коэффициента трения.

Ключевые слова: *ионно-плазменное азотирование, титановый сплав, фазовый состав, микротвердость, шероховатость, коэффициент трения.*

Титановые сплавы используются в медицине, авиа- и судостроении благодаря низкой плотности, высокой прочности и коррозионной стойкости. Однако их применение ограничено из-за низкой износостойкости и твердости. Азотирование является перспективным способом модификации приповерхностных слоев титана для повышения механических и трибологических свойств [1]. В данной работе образцы титанового сплава подвергались ионно-плазменному азотированию при температуре 550 °С в течение 2, 4 и 8 ч в атмосфере чистого азота. Анализ элементного состава методом энергодисперсионного микроанализа показал, что исследуемый образец представляет собой титановый сплав, легированный элементами Al, V, Mo и Zr. Исследования азотированных образцов показали, что при увеличении времени азотирования образцов от 2 до 8 ч происходит увеличение концентрации азота от 1,2 до 10 ат.% (рис. 1).

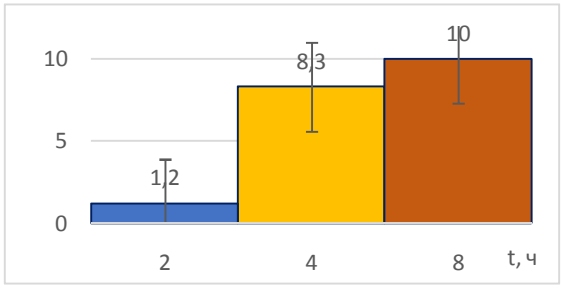


Рис. 1. Зависимость концентрации азота от времени азотирования

Методом рентгеновской дифракции скользящего пучка определено, что основной фазой исследуемого образца является α-Ti (гексагональная низкотемпературная фаза титана). Азотирование приводит к формированию твердого раствора Ti(N), нитрида алюминия AlN и нитрида титана TiN при 8 ч азотирования (рис. 2). Анализ рентгенограмм образцов при увеличении времени азотирования выявил сдвиг дифракционных линий α-Ti в область меньших углов. Такое поведение связано с увеличением параметров кристаллической решетки гексагональной структуры α-Ti(N) (параметр a – на 0,8%, c – на 0,3%) для 8 ч по сравнению с параметрами для 2 ч азотирования. Рост параметров кристаллической решетки происходит в результате внедрения атомов азота и образования твердого раствора внедрения α-Ti(N) [2, 3]. На боковых гранях образца установлено образование дополнительной фазы TiN. Видимым доказательством формирования TiN является появление золотистой пленки на грани образца.

Микроструктура и твердость поверхности оказывают большое влияние на износостойкость образца. Исследование поверхности образцов методом атомно-силовой микроскопии выявило, что при увеличении времени азотирования наблюдается уменьшение шероховатости поверхности [4], что может быть объяснено распылением поверхности ионами азота. Значения среднеквадратичного отклонения профиля образца для 2 ч азотирования составляет

R_q = 237 нм, для 4 ч R_q = 127 нм, для 8 ч R_q = 120 нм. Измерения микротвердости исследуемых образцов показали ее повышение в 1,2 раза при увеличении времени азотирования с 2 до 8 ч, что обусловлено формированием твердого раствора внедрения α-Ti(N). Трибологические испытания образцов показали уменьшение коэффициента трения в 3 раза для 8 ч азотирования по сравнению с 2 ч (рис. 3).

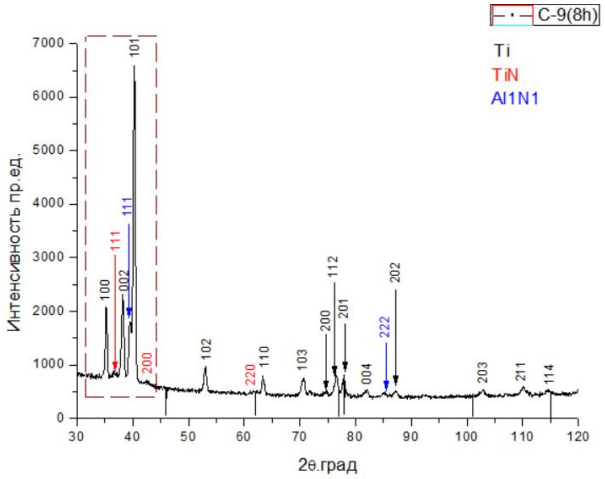


Рис. 2. Рентгенограмма образца при 8 ч азотирования

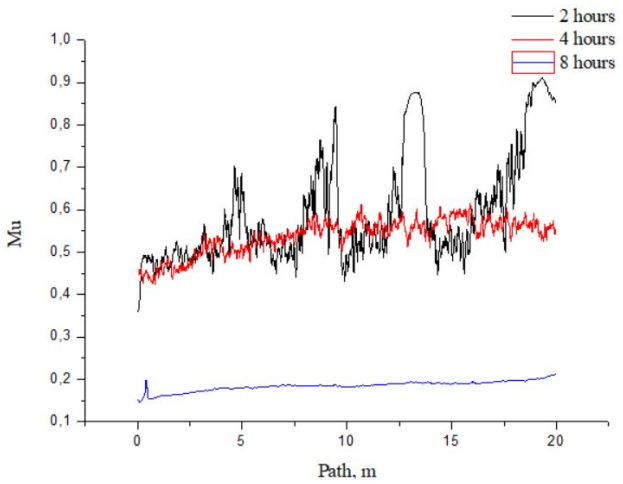


Рис. 3. Зависимость коэффициента трения от длины пути трения (нагрузка 0,50 Н)

В работе [5] также наблюдается уменьшение коэффициента трения, связанное с увеличением микротвердости. Для 8 ч азотирования наблюдается уменьшение неоднородности распределения коэффициента трения, что связано с изменением параметров шероховатости и значения твердости для поверхности образца. Профилометрия треков износа исследуемых образцов показывает уменьшение глубины и площади треков износа при сравнении 2 и 4 ч азотирования. Методом атомно-силовой микроскопии была получена глубина трека для 8 ч азотирования (рис. 4), которая составляет 180 нм, что на порядок меньше, чем при 2 и 4 ч. Это свидетельствует о повышении износостойкости образцов при увеличении времени азотирования.

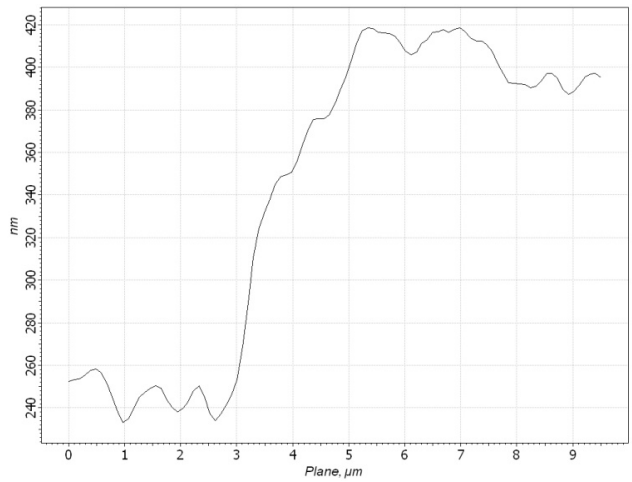


Рис. 4. Глубина трека износа при 8 ч азотирования

Таким образом, азотирование титанового сплава приводит к увеличению концентрации азота в приповерхностном слое, образованию твердого раствора α-Ti(N), нитрида алюминия AlN и нитрида титана TiN при 8 ч азотирования, а также изменению микроструктуры и микротвердости поверхности: уменьшение шероховатости, увеличение микротвердости в 1,2 раза, уменьшение коэффициента трения в 3 раза.

Литература

1. Асташинский В. М. и др. Модификация титана при воздействии компрессионными плазменными потоками. Минск: Беларус. навука, 2016. – 179 с.

2. Qayyum F. A., Mubashair Imran, Majid Khan, S. Ahmad, Attaullah Shah. Spectroscopic evaluation of nitrogen glow discharge for the surface nitriding of Ti-6Al-4V alloy // Surfaces and Interfaces. 2024. Vol. 44. P. 103806.

3. Tarnowskia H. M., Borowskia T., Skrzypekb S., Kulikowskia K., Wierzchońa T. Shaping the structure and properties of titanium and Ti6Al7Nb titanium alloy in low-temperature plasma nitriding processes // J. of Alloys and Compounds. 2021. Vol. 864. P. 158896.

4. Balasubramanian T. K., Bragadeesvaran S. R., Ajay Adarsh S., Baranitharan M., Gokulakrishnan K. Surface properties of Ti-6Al-4V alloy treated by plasma ion nitriding process // Materials Today: Proceedings. 2021. Vol. 45, Part 2. P. 957–961.

5. Lei M. K., Ou Y. X., Wang K. S., Chen L. Wear and corrosion properties of plasma-based low-energy nitrogen ion implanted titanium // Surface & Coatings Technology. 2011. Vol. 205. P. 4602–4607.

УДК 539.21

ПЛАЗМЕННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ СИЛУМИНА АТОМАМИ НИОБИЯ

Н. Н. Черенда[1], Н. В. Бибик[1], В. М. Асташинский[2], А. М. Кузьмицкий[2]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты исследования структурно-фазового состояния и микротвердости поверхностного слоя эвтектического силумина, легированного атомами ниобия под действием компрессионных плазменных потоков. Установлено формирование в легированном слое $(Al,Si)_3Nb$, формирующегося как раствор замещения на основе решетки Al_3Nb. Исследована термическая стабильность структурно-фазового состояния легированного слоя при 550 °С.

Ключевые слова: *силумин, ниобий, компрессионные плазменные потоки, легирование, отжиг, микроструктура, фазовый и элементный состав, микротвердость.*

Одним из направлений использования плазменных технологий является модификация свойств материалов. Ранее проведенные исследования [1] показали эффективность использования компрессионных плазменных потоков (КПП) для легирования конструкционных и функциональных материалов элементами, предварительно нанесенными в виде тонких покрытий. КПП характеризуются относительно большой длительностью стабильного существования плазменного потока (~100 мкс), что позволяет сформировать глубокие легированные слои при перемешивании системы покрытие/подложка. Основным преимуществом такого метода модификации материала является высокий уровень физико-механических свойств приповерхностного слоя, достигаемый в процессе обработки.

В данной работе воздействие компрессионными плазменными потоками было использовано для формирования легированного приповерхностного слоя эвтектического силумина атомами ниобия с целью исследования структурно-фазового состояния, его термической стабильности, а также микротвердости формируемого приповерхностного композитного слоя.

Объектом данного исследования были выбраны образцы силумина следующего состава: 12,6 ат.% Si; 0,5 ат.% Cu; 2,7 ат.% Mg; 0,3 ат.% Ni; 0,3 ат.% Fe; 0,2 ат.% Mn. На образцы методом вакуумно-дугового осаждения наносилось ниобиевое покрытие толщиной ~5мкм. Далее образцы подвергали обработке компрессионными плазменными потоками, генерируемыми магнитоплазменным компрессором компактной геометрии в режиме остаточного газа, при котором предварительно откачанную вакуумную камеру наполняют рабочим газом (азотом) до давления 400 Па. Образцы обрабатывали тремя импульсами плазмы длительностью ~100 мкс каждый. Плотность поглощенной энергии Q, измеряемая калориметрически, составляла 35 Дж/см^2.

Фазовый состав исследовался методом рентгеноструктурного анализа (РСА) с помощью дифрактометра RIGAKU Ultima IV в Cu Kα-излучении. Морфология поперечного сечения образцов изучалась с помощью растровой электронной микроскопии (РЭМ) на микроскопе LEO1455VP. Элементный состав образцов определялся методом рентгеноспектрального микроанализа с помощью детектора Oxford Instruments, сопряженного с растровым электронным микроскопом. Образцы исследуемых сплавов подвергались отжигу продолжительностью 1 ч при температуре 550 °С в атмосфере воздуха. Измерение микротвердости поверхностных слоев проводилось на микротвердомере MVD 402 Wilson Instruments по методике Виккерса, прикладываемая к индентору нагрузка составляла 25 г.

Анализ фазового состава показал, что воздействие КПП с плотностью поглощенной энергии в 35 Дж/см^2 приводит к плавлению ниобиевого покрытия, жидкофазному перемеши-

ванию системы ниобий/силумин в условиях сверхбыстрого охлаждения. В результате на дифрактограмме наблюдаются дифракционные пики, относящиеся к Al_3Nb (рис. 1).

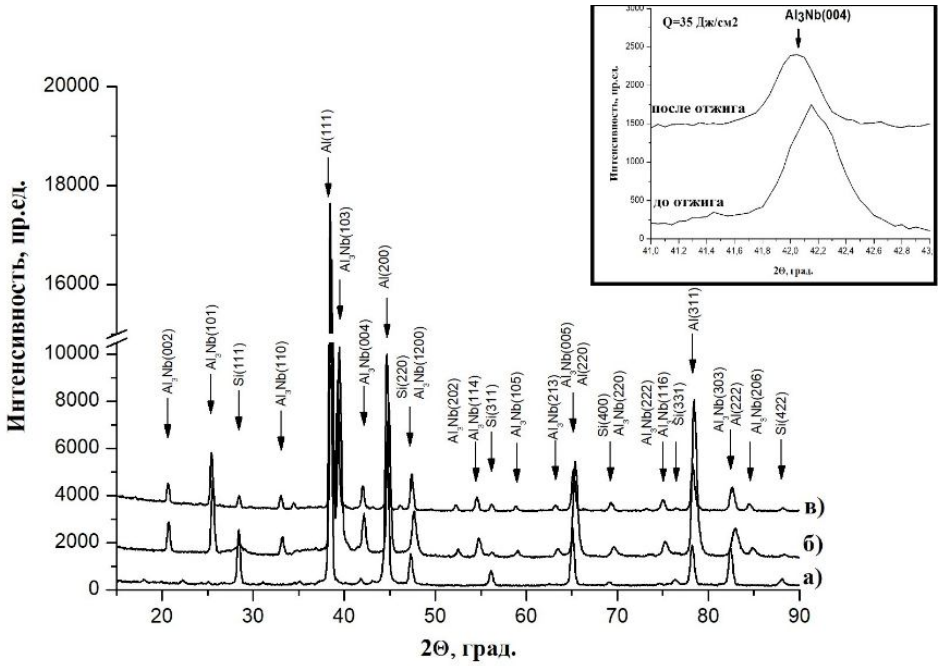
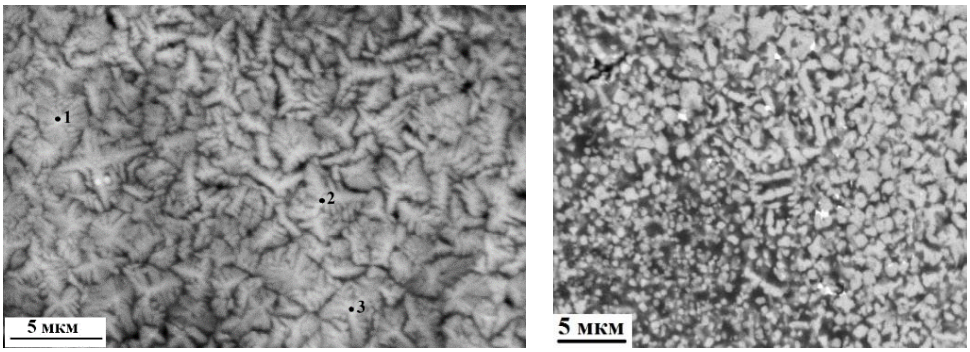


Рис. 1. Дифрактограмма исходного образца (а) и образца с нанесенным ниобиевым покрытием, обработанного импульсами КПП, до (б) и после (в) отжига

Параметры решетки Al_3Nb, определённые РСА, меньше, чем у эталона (рис. 1, врезка). Параметры решетки триалюминида Al_3Nb, синтезированного под воздействием плазмы, составляют a = 0,3813 нм и c = 0,8549 нм. На рис. 1 видно, что воздействие импульсами КПП привело к уменьшению интенсивности дифракционных линий Si. Таким образом, некоторая часть атомов Si может принимать участие в выделении из расплава интерметаллической фазы, которую можно идентифицировать как $(Al,Si)_3Nb$. Наличие в составе формируемого триалюминида атомов кремния подтверждается также энергодисперссионным микроанализом (рис. 2, табл. 1).



а *б*

Рис. 2. Микроструктура системы легированного ниобием силумина до (*а*) и после (*б*) отжига

Преципитаты $(Al,Si)_3Nb$, синтезированные под воздействием плазмы, растут в виде дендритов из-за сильного переохлаждения. Размер выделений интерметаллидов может достигать нескольких мкм. Состав дендритов, снятый в нескольких различных точках, представлен в таблице. Если нормировать концентрацию Al, Si и Nb независимо от других легирующих элементов с незначительной концентрацией, то стехиометрический состав дендрита, снятый в точках 1, 2 и 3 на рис. 2, *а*, составляет $Al_{73}Si_9Nb_{18}$, $Al_{74}Si_9Nb_{17}$ и $Al_{76}Si_7Nb_{17}$

соответственно. Таким образом, предположение, что часть атомов алюминия в соединении Al_3Nb замещено атомами кремния, образуя твердый раствор по типу замещения $(Al,Si)_3Nb$, объясняет сдвиг дифракционных линий формируемого интерметалида в сторону больших углов относительно табличных данных.

Элементный состав дендритов

Элементы	Номер области на рис. 2, *а*		
	1	2	3
Mg	0.26	0.40	0.39
Al	70.99	72.37	74.90
Si	8.75	8.40	6.68
Mn	0.13	0.11	0.02
Fe	0.29	0.19	0.31
Ni	0.57	0.58	0.38
Cu	0.99	1.03	0.92
Nb	18.02	16.93	16.39

Для исследования термической стабильности синтезированной под воздействием КПП $(Al,Si)_3Nb$ был проведен отжиг образцов при 550 °С. Проведенный отжиг согласно данным РСА приводит к увеличению параметров решетки $(Al,Si)_3Nb$ до значений, соответствующих значениям равновесной фазы Al_3Nb, в то же время наблюдается увеличение интенсивности дифракционных линий кремния, что указывает о распаде пересыщенного твердого раствора замещения, что также согласуется с энергодисперсионным микроанализом. При переходе в равновесную форму наблюдается изменение морфологии преципитатов триалюминида, что связано с уменьшением поверхностной энергии межфазных границ. В результате диффузионных процессов и переходов атомов через межфазную границу происходит сфероидизация выделений.

В результате легирования под воздействием плазменных потоков атомами ниобия в модифицированном слое микротвердость увеличивается в ~2 раза. Микротвердость легированного приповерхностного слоя в исследуемых образцах составляет 2,7±0,3 ГПа. Проведенный отжиг при 550 °С в течение 1 ч приводит к уменьшению микротвердости вследствие происходящих процессов возврата и роста зерен до значений 2,2±0,4 ГПа и 1,0±0,3 ГПа в образцах, подвергнутых легированию под воздействием КПП атомами ниобия, и исходном силумине соответственно.

Литература

1. Углов В. В., Асташинский В. М., Квасов Н. Т., Черенда Н. Н., Кулешов А. К., Шиманский В. И. Модификация структурно-фазового состояния и свойств поверхности материалов под действием компрессионных плазменных потоков // Современные тенденции модифицирования структуры и свойств металлов / Под ред. Н. Н. Коваля и В. Е. Громова. Томск: Изд-во НТЛ, 2015. С. 151–164.

УДК 533.9 : 621.373.826

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ CRVN ПОКРЫТИЙ НА СТАЛИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ В ВОЗДУХЕ

А. Н. Чумаков, В. В. Лычковский, И. С. Никончук, В. Э. Анискевич

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, г. Минск
a.chumakov@dragon.bas-net.by

Лазерное воздействие в воздухе на CrVN покрытие на стали в режиме парных наносекундных импульсов излучения с длинами волн 355 и 532 нм при плотности мощности излучения от десятков до сотен МВт/см^2 с управляемым порядком следования и временным интервалом лазерных импульсов обеспечивает расширенные возможности модификации поверхностной структуры, состава и свойств облучаемых покрытий.

Ключевые слова: *твердые защитные покрытия, нитриды хрома и ванадия, лазерная модификация.*

Введение. Обработка материалов короткими лазерными импульсами с наносекундной длительностью дает широкие возможности для модификации их свойств [1, 2]. Разработке лазерных методов формирования износостойких покрытий на железной основе уделяется большое внимание [3]. В качестве таких твердых защитных покрытий, наносимых на поверхность деталей машин и инструмента, можно использовать нитриды переходных металлов, благодаря их хорошим химическим, механическим и трибологическим характеристикам. Покрытия из нитрида титана уже нашли применение на практике [4], однако поиск перспективных покрытий продолжается. Покрытия из нитрида хрома (CrN) образуют твердый химически инертный слой, который имеет высокую стойкость к агрессивным средам, но обладает высоким коэффициентом трения, что затрудняет его широкое применение. Более перспективным представляется CrVN покрытие благодаря высокой твердости и химической инертности нитрида хрома и низкого коэффициента трения нитрида ванадия [5–7].

Настоящая работа посвящена выявлению режимов лазерной модификации структуры и состава CrVN покрытий на стали в воздухе под действием наносекундных импульсов лазерного излучения (ЛИ) с длинами волн λ = 355 и 532 нм.

Экспериментальная установка и методы исследований. Лазерное облучение в воздухе исследуемых образцов CrVN покрытий на стали осуществлялось серией парных наносекундных импульсов лазерного излучения (ЛИ) с длинами волн 355 и 532 нм, следующих с регулируемым временным интервалом между ними и управляемым порядком их следования [2]. Образцы покрытий, облученные импульсами ЛИ в воздухе в различных режимах, исследовались методами оптической и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), включая методы энергодисперсионной спектрометрии (ЭДС).

Результаты экспериментов и их обсуждение. На микрофотографиях лазерно-модифицированных CrVN покрытий на стальной подложке при воздействии лазерных пучков с длинами волн 355 и 532 нм и плотностью мощности излучения ~18 МВт/см^2 хорошо видна измененная структура поверхности в пятнах облучения и цветные зоны ореола с измененным составом покрытий (рис. 1). На СЭМ-снимках в области пятен лазерного облучения обнаружена регулярная зернистая структура с микронным размером зерен.

Результаты ЭДС спектрометрии лазерно-модифицированных CrVN покрытий на стальных образцах в пятнах облучения и в ореолах (рис. 2) показали, что существенное изменение состава модифицируемых CrVN покрытий на стали происходит при плотностях мощности ЛИ от 50 МВт/см^2 и 400 МВт/см^2 для длин волн излучения 355 и 532 нм соответственно, когда полное разрушение покрытий в пятнах облучения еще не достигается.

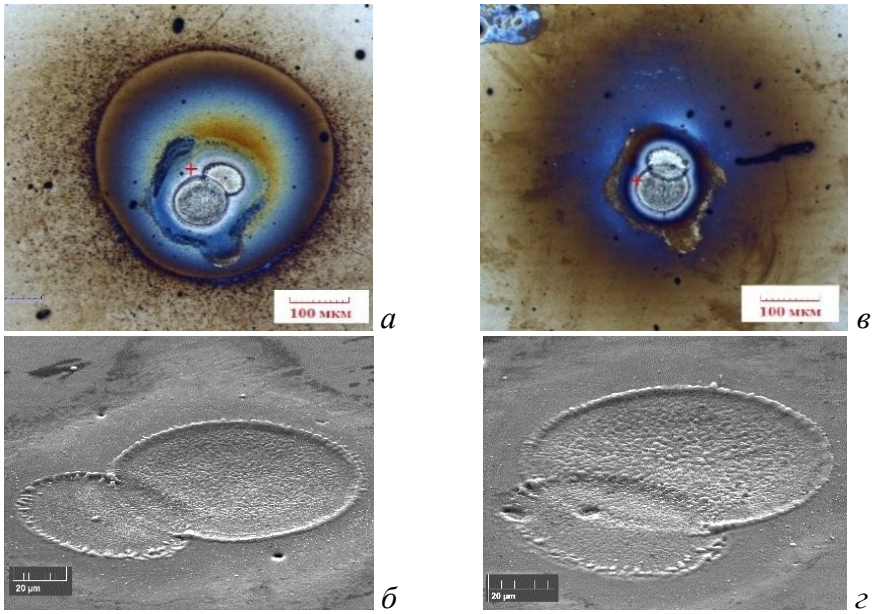


Рис. 1. Оптические и СЭМ снимки лазерно-модифицированных CrVN покрытий на стальной подложке при облучении частично перекрывающимися лазерными пучками с длинами волн 355 и 532 нм при интенсивности ЛИ ~18 МВт/см^2. Интервал между импульсами $\Delta\tau$ = −12 мкс (*а*, *б*), + 12 мкс (*в*, *г*) (отрицательное значение временного интервала соответствует опережающему воздействию лазерных импульсов с длиной волны 355 нм)

Формирование оксидов хрома и ванадия наиболее выражено в ореолах вне пятен лазерного облучения с длиной волны 355 нм при плотностях мощности излучения более 100 МВт/см^2 (рис. 2, *б*).

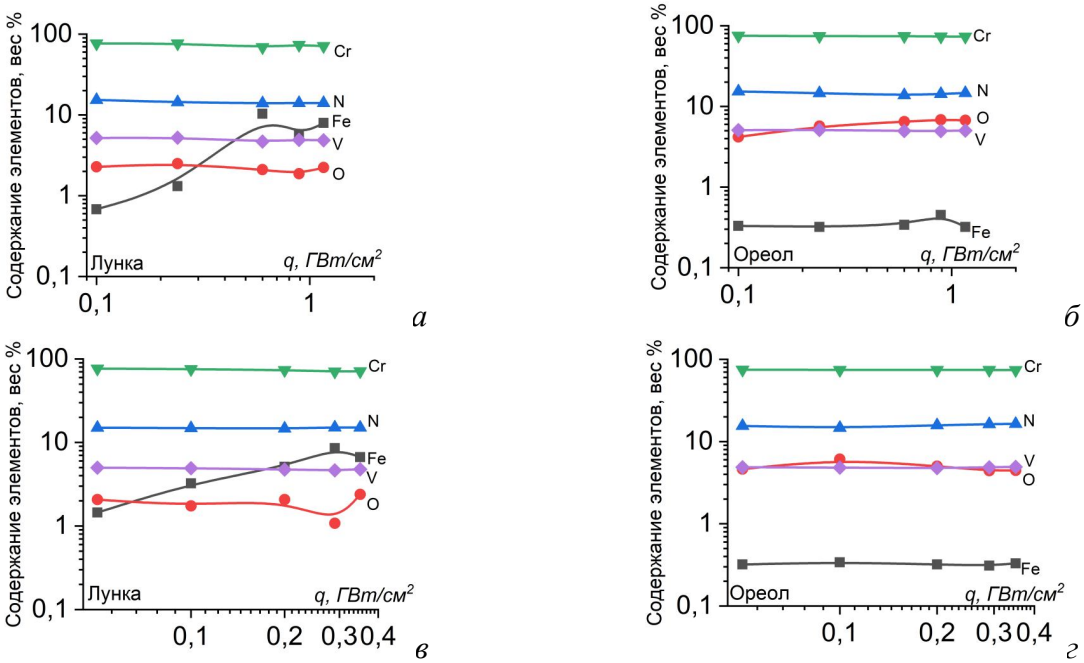


Рис. 2. Содержание хрома, ванадия, железа, азота и кислорода в лазерно-модифицированном CrVN покрытии на стали в области пятна лазерного облучения (*а*, *в*) и в ореоле пятна (*б*, *г*) в зависимости от плотности мощности лазерного излучения с длиной волны 355 нм (*а*, *б*) и 532 нм (*в*, *г*)

Лазерная модификация CrVN покрытий в воздухе сопровождается изменением концентрации нитридов и карбидов, зависящей не только от плотности мощности импульсов лазерного излучения, но и от порядка следования импульсов с длинами волн 355 и 532 нм (рис. 3).

При этом максимальная концентрация азота достигается в синей области ореола (*2*) при опережающем следовании импульсов излучения 355 нм, а максимальная концентрация углерода – при опережающем следовании импульсов излучения 532 нм (рис. 3).

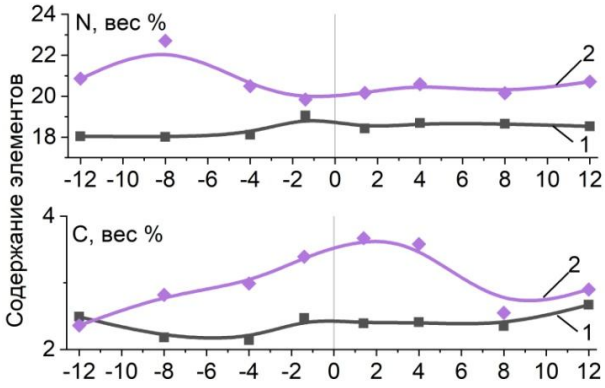


Рис. 3. Относительное содержание азота (*N*) и углерода (*C*) в лазерно-модифицированном покрытии CrVN на стальной подложке в области перекрытия (*1*) пятен облучения с λ = 355 и 532 нм (бихроматическое воздействие с плотностью мощности излучения ~18 МВт/см^2), а также в синей области ореола (*2*) по результатам ЭДС спектрометрии

Рост микротвердости CrVN покрытий на 30–45% обеспечивается при их облучении импульсным лазерным излучением с длинами волн 355 и 532 нм и плотностью мощности ~480 МВт/см^2 с опережающим воздействием лазерных импульсов с длиной волны 355 нм.

Заключение. Структурная модификация образцов CrVN покрытий в воздухе без значимого удаления покрытий со стальных подложек обеспечивается при бихроматическом импульсном лазерном облучении с длинами волн 355 и 532 нм и плотностью мощности излучения до 400 МВт/см^2. Максимальное азотирование CrVN покрытий на стали в пятне лазерного облучения и ореоле достигается при опережающем воздействии на 1,4–8 мкс импульсов излучения 355 нм, а рост микротвердости на 30–45% – при опережающем воздействии на 8 мкс импульсов излучения 355 нм с плотностью мощности ~480 МВт/см^2.

Авторы выражают благодарность Д. С. Милованович за предоставление образцов с CrVN покрытием.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ, грант Ф22СРБГ-003.

Литература

1. Chumakov A. N., Nikonchuk I. S., Gaković B., Petrović S., Trtica M. Multipulse nanosecond laser modification of steel surface // Physica Scripta. 2014. Vol. 162. P. 014016.

2. Чумаков А. Н., Лычковский В. В., Никончук И. С., Мацукович А. С. Абляция кремния в воздухе при моно- и бихроматическом лазерном воздействии на длинах волн 355 и 532 нм // Журн. техн. физики. 2022. Т. 92 (2). С. 36–44.

3. Девойно О. Г. и др. Технология формирования износостойких покрытий на железной основе методами лазерной обработки. Минск: БНТУ, 2020. – 280 с.

4. Александров Д. А. Исследование износостойких покрытий на основе многокомпонентных нитридов титана // Труды ВИАМ. 2020. № 4-5 (88). С. 62–69.

5. Petrović S., Gaković B.,·Panjan P. et al. Oxidation behaviour of composite CrN/(Cr,V)N coatings with different contents of vanadium induced by UV nanosecond laser pulses // Opt. Quant Electron. 2018. Vol. 50. P. 208.

6. Aissani L., Alhussein A., Belgroune A., Nouveau C., Zgheib E., Barille R., Montagne A. Effect of carbon content on structural, mechanical and tribological properties of Cr-V-C-N coatings // Thin Solid Films. 2021. Vol. 732. P. 138782.

7. Kuprin A. S., Ovcharenko V. D., Gilewicz A., Tolmachova G. N., Kolodiy I. V., Vasilenko R. L., Kuznetsova T., Lapitskaya V., Warcholinski B. Structural, mechanical and tribological properties of Cr-V-N coatings deposited by cathodic arc evaporation // Tribology Int. 2022. Vol. 165. P. 107246.

УДК 621.3.035.183

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕПЛОВОГО ПОТОКА В ОБРАБАТЫВАЕМУЮ ДЕТАЛЬ ПРИ СТРУЙНОМ АНОДНОМ ЭЛЕКТРОЛИТНО-ПЛАЗМЕННОМ НАГРЕВЕ

С. Ю. Шадрин

Костромской государственный университет, г. Кострома, Россия

Разработана методика определения теплового потока в металлическую пластину при струйном электролитно-плазменном нагреве. В соответствии с общепринятыми допущениями о характере теплообмена предложены модели расчета распределения температуры в тонком цилиндре в двумерном и одномерном случаях. Показано, что при диаметре, в несколько раз превосходящем толщину металлического цилиндра, возможно применение упрощенной одномерной модели расчета температуры. На основе полученных моделей разработана методика определения плотности теплового потока в тонкую металлическую пластину при струйном электролитно-плазменном нагреве по данным температурных измерений, выполненных вне нагреваемой области.

***Ключевые слова**: теплообмен при электролитно-плазменной обработке, плотность теплового потока, математические модели теплопроводности.*

Введение. Одним из скоростных методов химико-термической обработки является электролитно-плазменный нагрев, который позволяет проводить закалку, диффузионное насыщение поверхностного слоя легкими элементами, полирование или очистку поверхности и др. [1].

Дальнейшее развитие электролитно-плазменной обработки связано с возможностью применения различных схем организации процесса нагрева, что позволит существенно расширить класс обрабатываемых деталей. Например, создание локальной зоны нагрева на поверхности обрабатываемой детали с помощью подачи струи электролита, так называемый струйный нагрев, позволяет проводить модификацию поверхностей крупногабаритных деталей и деталей сложной формы, так как процесс происходит не по всей поверхности, что снижает ресурсо- и энергопотребление. Теплофизической особенностью анодного электролитно-плазменного нагрева является поддержание устойчивой трехфазной системы металлический электрод–парогазовая оболочка–жидкий электрод в виде раствора электролита [2]. Существование данной системы обусловлено определенным распределением тепловых потоков. Для схем с вертикальным погружением цилиндрического анода разработана методика определения теплового баланса для стационарного и нестационарного случаев [3]. Целью данной работы является разработка методики определения теплового потока в тонкую металлическую пластину при струйном анодном электролитно-плазменном нагреве.

Методика расчета. ***Модель 1.*** В качестве детали будем рассматривать тонкую горизонтально расположенную металлическую пластину, которая нагревается с нижней поверхности постоянным тепловым потоком, действующим в круглой области заданного радиуса, остальная часть нижней поверхности теплоизолирована. На верхней поверхности происходит теплообмен с окружающей средой по закону Ньютона.

Ввиду небольшой толщины и большой по сравнению с размерами области нагрева протяженности пластины теплообменом на торцах пренебрегаем. Для удобства введем цилиндрическую систему координат, начало которой расположим в центре области нагрева. Считая температурное поле аксиально симметричным и для удобства расчетов ограничивая пластину некоторым внешним радиусом R_2, получаем краевую задачу с соответствующими граничными условиями. Далее с помощью метода интегральных преобразований для конечной области, изложенного в [4], получим решение данной задачи в следующем виде:

$$T(r,z) = T_f + \frac{ql}{\lambda}\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2\left(1+\frac{1}{hl}-\frac{z}{l}\right)+$$

$$+\frac{2qR_1}{\lambda}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{J_1(\mu_n R_1/R_2)J_0(\mu_n r/R_2)}{\mu_n^2 J_0^2(\mu_n)}\left(\frac{\mu_n \mathrm{ch}\left(\frac{\mu_n}{R_2}(l-z)\right)+hR_2\mathrm{sh}\left(\frac{\mu_n}{R_2}(l-z)\right)}{\mu_n \mathrm{sh}\left(\frac{\mu_n}{R_2}l\right)+hR_2\mathrm{ch}\left(\frac{\mu_n}{R_2}l\right)}\right), \quad (1)$$

μ – корни уравнения $J_1(\mu) = 0$, $h = \alpha/\lambda$.

Последнее слагаемое в данном выражении представляет собой медленно сходящийся ряд, поэтому для вычисления значений температуры следует брать большое количество членов ряда. Таким образом, для определения плотности теплового потока, действующего на нижней поверхности пластины, данная модель малопригодна вследствие большого количества громоздких вычислений.

Модель 2. В случае пренебрежения вертикальным градиентом температуры задачу можно считать одномерной, тогда будем рассматривать плоское круглое ребро, разделенное на две области: круглая область нагрева ($0 < r < R_1$), в которой происходит нагрев нижней поверхности постоянным тепловым потоком и охлаждение на верхней по закону Ньютона; во второй кольцевой области ($R_1 < r < R_2$) нижняя поверхность теплоизолирована, на верхней также происходит охлаждение. На границе областей следует применить граничные условия четвертого рода. На основании принятых допущений получаем одномерную краевую задачу для двух областей.

Возникающие в данной задаче обыкновенные дифференциальные уравнения известны в теории бесселевых функций, их решениями являются модифицированные функции Бесселя первого и второго рода. После несложных преобразований можно получить выражения для распределения температуры в обеих областях. Для анализа нас интересует только вторая область, поэтому приведем формулу для расчета распределения температуры во второй области:

$$T(x) = T_f + \frac{q}{\alpha F(R_1,R_2)}\left(I_0(mr)+\frac{I_1(mR_2)}{K_1(mR_2)}K_0(mr)\right), \quad (2)$$

где

$$m = \sqrt{\frac{\alpha}{\lambda l}}, \quad F(R_1,R_2) = \left(I_0(mR_1)+\frac{I_1(mR_2)}{K_1(mR_2)}K_0(mR_1)\right)-\frac{I_0(mR_1)}{I_1(mR_1)}\left(I_1(mR_1)-\frac{I_1(mR_2)}{K_1(mR_2)}K_1(mR_1)\right).$$

Результаты и обсуждение. Для анализа выражений (1) и (2) получим количественные значения температуры пластины на различных радиальных и вертикальных плоскостях. Для параметров, входящих в формулы определения температуры, используем следующие количественные значения: R_1 = 1 см, R_2 = 5 см, l = 5 мм, α = 64 Вт/(м^2·К), λ = 49 Вт/(м·К), q = = 286,5 кВт/м^2. Данные величины соответствуют типичным значением теплофизических характеристик, встречающихся в расчетах температуры при анодном электролитно-плазменном нагреве.

Средний вертикальный градиент температуры, рассчитанный по первой модели, не превышает 1,5 ºС/мм, что оправдывает использование второй модели для практических расчетов при нагреве стальных пластин малой толщины. Малая величина вертикального градиента температуры приводит к практически полному совпадению результатов расчетов по обеим моделям: разница температур при $r = R_1$ составляет 0,1 ºС, при $r = R_2$ – 0,6 ºС.

Увеличение толщины пластины в три раза при неизменном коэффициенте теплопроводности приводит к уменьшению среднего вертикального градиента температуры до величины 1,26 ºС/мм, но градиент на толщине 5 мм незначительно возрастает, достигая 2,11 ºС/мм. Несмотря на изменение вертикального градиента температуры, использование второй модели в практических расчетах вполне оправдано, разница расчетных температур пластины при $r = R_1$ составляет 0,4 ºС, при $r = R_2$ – 1,9 ºС.

На основе анализа расчетных зависимостей температуры в тонкой стальной пластине можно предложить следующий метод определения плотности теплового потока при струйном электролитно-плазменном нагреве: необходимо определить значение температуры в нескольких точках пластины на разном удалении от ее центра вне области нагрева. Аппроксимируя методом наименьших квадратов полученные экспериментальные данные выражением (2), можно определить плотность теплового потока в деталь и коэффициент конвективной теплоотдачи от пластины к окружающему воздуху.

Выводы

1. Предложены модели расчета распределения температуры в тонкой пластине при струйном электролитно-плазменном нагреве. На основе построенных моделей разработана методика определения плотности теплового потока в нагреваемую плоскую деталь при струйном анодном электролитно-плазменном нагреве.

2. Показано, что упрощенную модель расчета теплового потока в металлическую пластину можно использовать в случае кратного различия толщины и максимального линейного размера пластины.

Обозначения

F – вспомогательная функция; $h = \alpha/\lambda$ – коэффициент, м$^{-1}$; l – толщина детали, м; $m = (\alpha/\lambda l)^{1/2}$ – коэффициент, м$^{-1}$; q – плотность теплового потока, Вт/м^2; r – радиальная координата, м; R_1, R_2 – радиусы выбранных окружностей, м; T – температура детали, К; T_f – температура окружающей среды, К; x, z – декартовы координаты, м; α – коэффициент конвективной теплоотдачи, Вт/м^2·К; λ – теплопроводность материала детали, Вт/(м·К); μ – корни характеристического уравнения.

Литература

1. Суминов И. В., Белкин П. Н., Эпельфельд А. В., Людин В. Б., Крит Б. Л., Борисов А. М. Плазменно-электролитическое модифицирование поверхности металлов и сплавов. Т. I. М.: Техносфера, 2011. – 464 с.

2. Shadrin S. Yu., Belkin P. N., Tambovskiy I. V., Kusmanov S. A. Physical features of anodic plasma electrolytic carburising of low-carbon steels // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2020. Vol. 40, No. 2. P. 549–570.

3. Жиров А. В., Белкин П. Н., Шадрин С. Ю. Теплообмен в прианодной области при электролитно-плазменном нагреве цилиндрического образца // ИФЖ. 2017. Т. 90, № 4. С. 908–918.

4. Карташов Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел: учеб. пособие. М.: Высш. шк., 2001. – 550 с.

УДК 538.91

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМА

В. И. Шиманский[1*], А. С. Довгалюк[1], В. В. Углов[1], В. М. Асташинский[2], А. М. Кузьмицкий[2]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[*]shymanskiv@mail.ru

Перспективными материалами для изготовления отдельных компонентов внутренних частей строящихся реакторов термоядерного синтеза являются сплавы на основе вольфрама. В частности, изготовление дивертора планируется исключительно из вольфрамовых сплавов, а некоторые проекты (одно из последних решений в проекте ITER, либо запуск российского проекта термоядерной установки) предполагают использовать вольфрам и как материал для первой стенки камеры реактора. Это вызвано, в первую очередь, высокой температурой плавления вольфрама, его радиационной стойкостью, необходимыми для работы при мощных термических и радиационных нагрузках. Тем не менее вольфрам обладает достаточно высокой температурой упруго-вязкого перехода, что делает его весьма хрупким материалом, который начинает интенсивно разрушаться под действием термоупругих напряжений. Попадая в область горения плазмы, такие частицы – продукты эрозии поверхности вольфрама – вызывают катастрофическое повышение эффективного массового числа компонентов плазмы и прекращение горения. Также под действием высоких доз облучения ионами гелия, образующихся в результате ядерных реакций, идет интенсивное распыления поверхности с образованием «вольфрамового пуха». Для предотвращения таких негативных эффектов предлагается использовать сплавы вольфрама и меди с повышенной теплопроводностью.

Создание сплавов на основе вольфрама и меди является достаточно сложной задачей, во-первых, из-за большой разницы их температур плавления, а во-вторых, фазовое расслоение, т. е. несмешиваемость в жидком состоянии, не позволяет применять традиционные методы плавки и литья. Сегодня активно рассматривается вопрос создания сплавов в виде относительно толстых, от нескольких микрометров и более, приповерхностных слоев на поверхности металла, выступающего в качестве основы сплава. Такой способ может быть относительно легко реализован при импульсном воздействии потока заряженных частиц (ионов, электронов) или плазмы на поверхности металлов с предварительным нанесением покрытия другого металла. Поверхностный слой вольфрамового сплава, содержащий в своем составе медь, может являться эффективным решением для создания вольфрамовых бланкетов с поверхностью, обращенной к теплоносителю.

В настоящей работе предложено использовать высокоэнергетические импульсные компрессионные плазменные потоки, генерируемые в магнитоплазменном компрессоре, разработанном в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Формирование плазменного потока происходит в результате газового разряда в межэлектродном пространстве. Сформированный поток плазмы обладает энергией, плотность которой, поглощаемой поверхностным слоем мишени, достигает 50–70 Дж/см^2 при длительности стабильного существования до 100 мкс. Такие компрессионные плазменные потоки показали перспективность при синтезе двух- и более компонентных сплавов. В настоящей работе рассматривается перспективность применения компрессионных плазменных потоков для модифицирования поверхности вольфрама и создания сплавов на его основе.

Компрессионные плазменные потоки были использованы для модифицирования поверхности вольфрама и создания сплава W-Cu. Нанесение медного покрытия толщиной 1–2 мкм

на поверхность вольфрама и последующее воздействие компрессионными плазменными потоками приводит к плавлению и последующей кристаллизации обоих материалов. Результаты рентгеноструктурного анализа действительно показывают наличие двухфазной системы после кристаллизации, однако наблюдается незначительное изменение параметра кристаллической решетки вольфрама, отсутствующее на обработанных мишенях вольфрама без медного покрытия. Это позволяет предположить формирование твердого раствора W(Cu), включающего небольшое содержание меди. При анализе поверхности образцов с помощью растровой электронной микроскопии было показано, что на поверхности формируются области в виде застывших капель меди, стянутых силами поверхностного натяжения.

С целью увеличения концентрации меди в приповерхностном слое вольфрама было предложено формирование трехкомпонентных сплавов W-Zr-Cu и W-Nb-Cu. Дополнительно введенные элементы циркония и ниобия имеют температуру плавления, промежуточную между соответствующими температурами вольфрама и меди. Следовательно, при воздействии плазменным потоком на начальном этапе происходит смешивание расплавленной меди и расплавленного ниобия и циркония, которые, образовав единое жидкофазное состояние, на последующем этапе нагрева смешиваются с расплавленным вольфрамом. Используя трехкомпонентную систему, удается повысить концентрацию меди в приповерхностном слое вольфрама от 1,3 ат.% в случае сплава W-Cu до 16-19 ат.% для сплава W-Cu-Nb.

В результате скоростной кристаллизации поверхностного слоя сплава W-Cu-Nb обнаружено формирование крупных включений ниобия размером до 50 мкм, а также мелких включений меди размером до 200–300 нм. Таким образом, сформированный сплав может рассматриваться как композиционный материал на основе твердого раствора W(Nb) с включением дисперсных частиц меди.

Основные результаты работы показывают перспективность использования импульсных компрессионных плазменных потоков для формирования сплавов на основе вольфрама и меди. Проведенные дополнительные трибологические испытания, которые позволили измерить коэффициент трения поверхности, показывают его снижение от 0,55 до 0,20. Это может являться следствием повышения пластичности поверхностного слоя. Возвратно-поступательное движение индентора в процессе испытаний вызывает преимущественно усталостно-пластичное деформирование, исключающее разрушение.

Работа выполнена при финансовой поддержке международного проекта Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, № Т23КИ-039.

УДК 66.086.2:519.61

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ВЕЩЕСТВА С ПОВЕРХНОСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ КАПЛИ ВОДЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПЛАЗМЕННЫМ КАНАЛОМ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА

И. А. Шорсткий

Кубанский государственный технологический университет, г. Краснодар, Россия

Влияние внешнего электрического поля на процессы испарения микрокапель воды привлекает внимание многих исследователей из-за широкого спектра практического применения в электрических микро- и наноэлектромеханических системах.

Несмотря на большое количество работ по исследованию поведения капли воды в электрическом поле, механизмы переноса вещества при нахождении капли воды в электрическом разряде до конца не изучены [1–5]. Основные сложности, с которыми исследователи сталкиваются при выполнении подобного рода научных изысканий:

а) высокая скорость распространения газового разряда и малые масштабы эксперимента, в которых сложно получить реалистичные экспериментальные данные;

б) невозможно рассматривать одни и те же модели в макро-, микро- и наномасштабе.

Целью настоящей работы является экспериментальное рассмотрение особенностей переноса вещества с поверхности сферической капли воды при взаимодействии с набегающим потоком дрейфующих и диффундирующих электронов, эмитируемых источником термоэлектронной эмиссии, входящих в состав плазменного канала искрового разряда.

Для реализации поставленного эксперимента используется лабораторная установка с электродной системой, представленной на рис. 1 [6]. Для формирования плазменного канала искрового разряда использовали высоковольтные прямоугольные импульсы при поддержке термоэлектронной эмиссии. В качестве источника положительных прямоугольных импульсов использовали систему (рис. 1), состоящую из функционального генератора Agilent 33220A (Agilent Technologies, USA) и высоковольтного усилителя Matsusada 20-B-20 (Matsusada Precision Inc, Japan). Максимальное напряжение на выходе усилителя составляло 20 кВ. Высоковольтный усилитель снабжён возможностью мониторинга величины тока и напряжения через выход Monitor. Контроль характеристик формы, амплитуды и длительности импульсной компоненты тока и напряжения разряда проводили с использованием цифрового осциллографа Tektronix TDS 220.

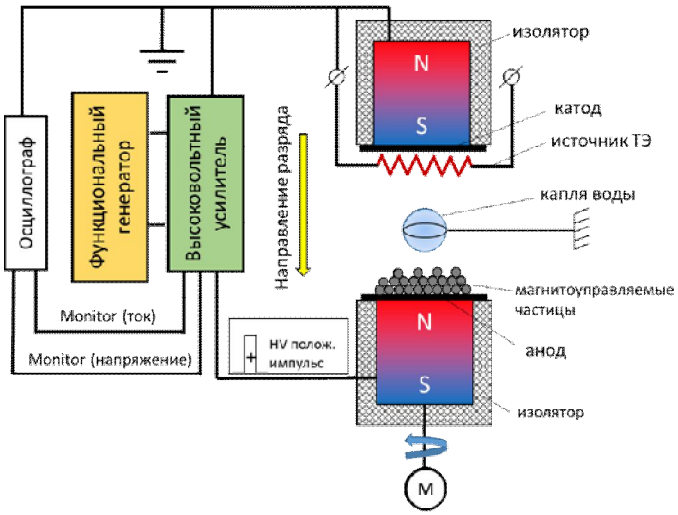


Рис. 1. Схема лабораторной экспериментальной установки (не в масштабе) с электродной конфигурацией катод–многоострийный анод

За пределами геометрических границ сферической капли воды перенос молекул воды (пара) по направлению к аноду осуществляется «эффектом кенгуру», когда электронная лавина удерживает молекулы воды (H_2O, e-) на внешних границах поверхности собственного тела и одновременно транспортирует их вдоль вектора внешнего электрического поля по направлению к аноду. При этом происходит взаимодействие электронной лавины с воздушной средой межэлектродного пространства с образованием молекулярного иона кислорода и молекулярного иона воды. Кривая роста графика тока выглядит более пологой на начальном этапе участка АВ кривой напряжения.

По достижению поверхности анода электроны отрицательного иона (H_2O, e-) замыкаются на аноде. Термализованные электроны, обладающие энергией термализации, соразмерной с энергией ионизации, входящие в состав плазменного канала искрового разряда, дрейфуют в межэлектродном пространстве по направлению к аноду и взаимодействуют с молекулами воды, находящимися на поверхности анода. По результату неупругого взаимодействия электроны головной части плазменного канала искрового разряда ионизируют молекулу воды с образованием молекулы водорода (H) и иона гидроксила OH^-. На этапе 2 возможна также реализация второго сценария возникновения пространственной структуры ионного канала. Диссоциация молекул воды возможна за счёт тепловой энергии, выделившейся в результате образования микрократера при плавлении металла подложки анода. Ток проводимости возникает при замыкании электронных компонентов плазменного канала искрового разряда нитевидной плазмы на анод. Диаметр кратера на поверхности подложки анода является своего рода мишенью, куда доставляются молекулы воды (H_2O, e-), дрейфующие во внешнем электрическом поле, находясь на боковой пограничной поверхности тела электронной лавины.

На основе полученных экспериментальных данных обоснование «эффекта кенгуру» определяется наличием молекул воды в зоне формирования кратера, как результат работы переноса вещества вблизи боковой поверхности электронной лавины. Данный факт подтверждён микроструктурным анализом и спектром распределения химических компонентов (рис. 2) в контрольных точках при использовании хлорида натрия в составе капли воды. Диссоциация молекул воды с ярко выраженным оптическим излучением свидетельствует о том, что молекула воды получила порцию тепловой энергии в зоне микрократера, где свечение возбуждённого иона гидроксила OH- оценивается визуально в виде излучения кванта света *hv*, лежащего в видимой области спектра.

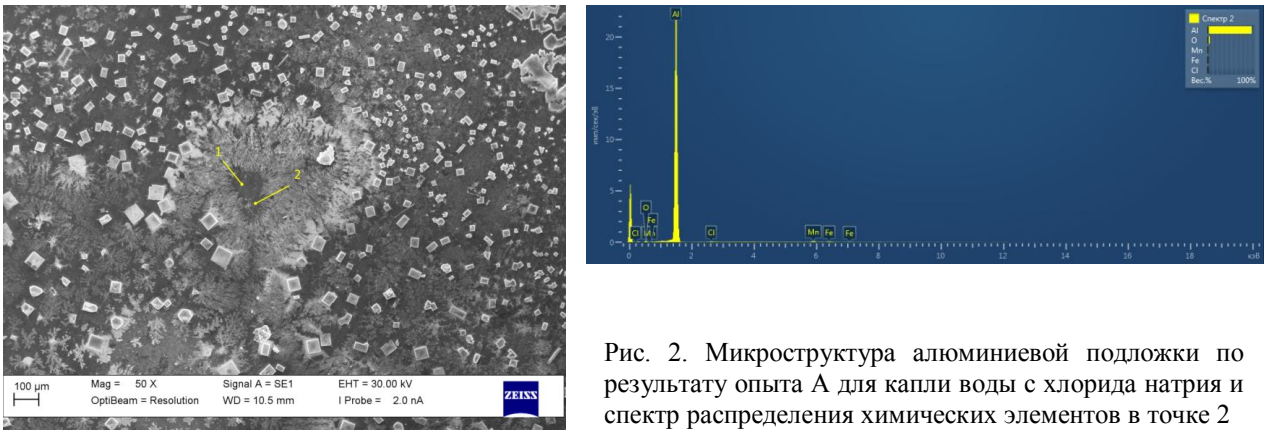


Рис. 2. Микроструктура алюминиевой подложки по результату опыта А для капли воды с хлорида натрия и спектр распределения химических элементов в точке 2

Получены данные плазменного канала искрового разряда при обтекании подвешенной капли воды. На основе экспериментальных данных описаны особенности переноса вещества молекул воды (пара) с поверхности сферической капли воды в рассматриваемой электродной системе. Перенос вещества с поверхности капли воды в соответствии с эволюцией плазменного канала искового разряда проходит в два этапа. На первом этапе осуществляется перенос молекул воды (пара) с пограничной зоны сферической капли воды в непосредственной бли-

зости от электронной лавины по направлению к аноду. Данный эффект обозначен как «эффект кенгуру». Микроструктурный анализ и энергодисперсионный анализ в видео спектра распределения компонентов подтверждают наличие компонентов капли воды на алюминиевой анодной подложке в зоне микрократера.

Литература

1. Hens A., Biswas G., De S. Evaporation of water droplets on Pt-surface in presence of external electric field – a molecular dynamics study// J. of Chemical Physics. 2015. Vol. 143 (9). P. 094702.

2. Fedorets A. A., Dombrovsky L. A., Bormashenko E., Nosonovsky M. On relative contribution of electrostatic and aerodynamic effects to dynamics of a levitating droplet cluster // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 113. P. 712.

3. Ireland P. M., Thomas C. A., Lobel B. T., Webber G. B., Fujii S., Wanless E. J. An electrostatic method for manufacturing liquid marbles and particle-stabilized aggregates // Frontiers in Chemistry. 2018. Vol. 6. P. 280.

4. Gabyshev D. N., Fedorets A. A., Klemm O. Condensational growth of water droplets in an external electric field at different temperatures // Aerosol Science and Technology. 2020. Vol. 54, № 12. P. 1556.

5. Шорсткий И. А. Экспериментальное исследование переноса вещества с поверхности сферической капли воды при обтекании плазменным каналом искрового разряда // ЖТФ. 2023. Т. 93, № 8. С. 1113.

6. Шорсткий И. А. Экспериментальные исследования таунсендовского разряда с многострийным катодом на динамической платформе из магнитоуправляемых частиц Fe и Fe-Al // ЖТФ. 2021. Т. 91, № 8. С. 1276.

Секция № 6
«ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В АТОМНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ»

УДК 621.039.58

РАЗРАБОТКА ЭМПИРИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯЦИЙ ДЛЯ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕРСИИ ПОСТУЛИРОВАННОГО ПАРОВОГО ВЗРЫВА ПРИ ТЯЖЁЛОЙ АВАРИИ НА РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКЕ С ВВЭР

В. В. Астахов, А. В. Николаева, А. В. Литышев, С. И. Пантюшин

АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», г. Подольск, Россия

Задача определения параметров парового взрыва в условиях протекания тяжёлой аварии не может быть разрешена аналитически ввиду комплексности теплофизических процессов, а также сложной геометрической постановки. В работе предложен усовершенствованный подход к количественной оценке некоторых параметров постулированного внутрикорпусного парового взрыва, базирующийся на данных более чем 190 экспериментальных исследований. В рамках выполненного анализа данные экспериментальных исследований по экзотермическому взаимодействию расплава с теплоносителем были собраны, систематизированы, и для отдельных параметров с применением метода анализа размерностей, а также при помощи математического аппарата аппроксимаций экспериментальных данных, были получены аналитические зависимости выбранных для анализа параметров. Работа выполнена в целях обоснования корректности определения избыточного давления среды непосредственно после парового взрыва в корпусе реактора, а также снижения консервативности используемых методик оценки нагрузок на стенку корпуса.

Ключевые слова: *тяжёлая авария; ВВЭР; паровой взрыв; реалистический подход, СОКРАТ, коэффициент конверсии, корреляции, эмпирические зависимости.*

В ходе протекания тяжёлых аварий (ТА) на реакторной установке (РУ) с водо-водяным энергетическим реактором (ВВЭР) при взаимодействии расплава активной зоны с теплоносителем может иметь место такое явление как паровой взрыв. Задача определения параметров парового взрыва в условиях протекания тяжёлой аварии не может быть разрешена аналитически ввиду комплексности теплофизических процессов, а также сложной геометрической постановки (рисунок). Это явление может угрожать целостности корпуса реактора и контейнмента.

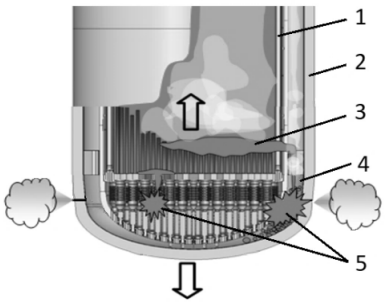


Схема развития парового взрыва (внутрикорпусная стадия ТА): 1 – внутрикорпусная шахта, 2 – корпус, 3 – расплав активной зоны, 4 – теплоноситель, 5 – паровой взрыв

Одним из основных параметров, определяющих мощность парового взрыва в полуэмпирических методиках [1, 2], является коэффициент конверсии CR (conversion ratio, другое распространенное обозначение – δ). CR – это доля энергии расплава, переходящей в механическую работу. Комплексное моделирование тяжёлых аварий в Российской Федерации выполняется с использованием программы для численного моделирования внутрикорпусной стадии запроектных аварий на реакторных установках с водой под давлением СОКРАТ-В1/В2, однако она не предназначена для детального моделирования энергетического взаимодействия расплава с теплоносителем. Несмотря на это, такие исследования как в России, так и в других странах выполняются и должны быть актуализированы подходы к решению данной задачи. Актуальный уровень науки и техники позволяет приблизительно оценить параметры внутрикорпусного парового взрыва, данная методика была широко апробирована, в том числе и на международных взаимодействиях экспертов из разных стран [1, 2]. Несмотря на это, в настоящий момент отсутствуют корреляции для оценки CR. В применяемых методиках [1, 2] CR задается как наибольшее значение данного параметра, полученное в экспериментах с учетом погрешности экспериментов в 50% (CR = 4–7%).

Однако такой подход не всегда корректен. Дело в том, что CR в свою очередь сложным образом связан с рядом различных параметров, сопутствующих процессу парового взрыва. И максимальное эмпирическое значение CR может не являться консервативным для всех сценариев ТА с РУ ВВЭР. С другой стороны, рассматриваемое в расчетах значение CR может быть и в значительной мере завышенным, что противоречит самой концепции выполнения расчетов для ТА как реалистических [3]. В связи с этим цель данной работы – снизить консерватизм получаемых оценок параметров парового взрыва.

В данном исследовании изучены результаты более 190 экспериментов, моделирующих взаимодействие расплава с теплоносителем с применением расплава кориума (TROI, FARO, KROTOS-KFC, ZREX, ANL) и модельных расплавов (KROTOS Huhtiniemi, MISTEE, SUW, WUMT, MIXA, EXPO-FITS, FITS, ALPHA, WFCI и другие). Для получения искомых зависимостей применялся метод анализа размерностей [4], а также математический аппарат аналитической аппроксимации данных.

По результатам данного исследования были выведены зависимости максимального значения коэффициента конверсии:

$$CR = \frac{e^{\frac{-\left(\frac{\overline{\Delta T_f}}{\overline{\Delta T_m}}-1\right)^2}{350}} \cdot \left(1-0{,}82\cdot(1-R_{Zr})\right)}{0{,}44+\left(\frac{M_m}{M_f}\right)^{1{,}5}}, \quad (1)$$

где M_m/M_f – масса расплава, приведенная к массе теплоносителя; $\overline{\Delta T_f}/\overline{\Delta T_m}$ – отношение приведенного значения недогрева теплоносителя до температуры насыщения к приведенному значению перегрева расплава выше температуры плавления; R_{Zr} – массовая доля циркония (Zr и ZrO_2) во взаимодействующем расплаве для расплава кориума.

Формула выведена для $\overline{\Delta T_m} > 0$ (при $\overline{\Delta T_m} \leq 0$ расплав полностью или частично кристаллизован и условий для взрыва не создается) и $\overline{\Delta T_f} \geq 0$ (при $\overline{\Delta T_f} < 0$ теплоноситель находится в газообразном состоянии, условия для реализации парового взрыва отсутствуют).

Как показало исследование, величины CR, вычисленные по корреляции (1), являются огибающими (получены для идеальных условий) и лежат выше данных, полученных в ходе экспериментов.

Применение разработанной в данном исследовании эмпирической корреляции (1) показывает, что максимальные значения коэффициента конверсии для ТА на РУ с ВВЭР составляют CR = 0,006–0,04%. Таким образом, с учетом двукратного коэффициента запаса CR не превышает 0,1%. Это говорит о том, что мощность парового взрыва в существующих методиках [1, 2] завышена более чем в 40 раз. Такая оценка является излишне консервативной.

Обозначения

M_m – масса расплава, участвующего во взаимодействии (кг); M_f – масса теплоносителя, участвующего во взаимодействии (кг); P – начальное давление теплоносителя на момент поступления в него расплава (Па); ΔT_f – степень недогрева теплоносителя до температуры насыщения (K); ΔT_m – степень перегрева расплава до температуры плавления на момент взаимодействия (K); R_{Zr} – массовая доля циркония во взаимодействующем расплаве для прототипного расплава кориума.

Литература

1. Астахов В. В., Николаева А. В., Гаспаров Д. Л., Пантюшин С. И. и др. Методика оценки нагружения корпуса реактора ВВЭР-1200 при внутрикорпусных паровых взрывах / Изв. РАН. Энергетика. 2018. № 5. С. 42–58.

2. Николаева А. В., Гаспаров Д. Л., Пантюшин С. И. и др. Анализ возможности реализации тяжелых аварий α-типа на РУ ВВЭР-1200 // Тяжелое машиностроение. 2016. № 11-12. С. 39–47.
3. Deterministic Safety Analysis for Nuclear Power Plants, SSG-2 (Rev. 1), IAEA, 2019.
4. Bridgman P. W. Dimensional analysis. Yale University Press. New Haven, 1932.

УДК 621.3.036.272

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ИМИТАТОРОВ РАСПЛАВОВ СОЛЕЙ В УСЛОВИЯХ, ПРИМЕНИМЫХ К РЕАКТОРНЫМ УСТАНОВКАМ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

Е. А. Белавина[1,2], Н. Ю. Пятницкая[1,2]

[1]Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет "МЭИ", г. Москва, Россия

Работа посвящена изучению совместного влияния магнитного поля и свободной конвекции в имитаторах расплава соли при определенном соотношении параметров Re, Gr и Ha, которое в свою очередь может приводить к образованию возвратных течений у стенки и, как следствие, развитию неустойчивости в потоке и его дополнительной турбулизации на фоне практически полностью подавленной турбулентности с образованием вторичных вихревых структур. В рамках работы, была получена зависимость Nu (Gr, Re) при Pr = 6 для круглой вертикальной трубы. Приведена оценка границы начала влияния свободной конвекции на теплообмен в круглой вертикальной трубе при Re = 5000–20 000 при Pr = 6. В условиях сильного поперечного магнитного поля и высокого теплового потока наблюдается образование возвратных течений у стенки, приводящих к образованию вторичных вихревых структур, оси которых параллельны вектору магнитной индукции, что, в свою очередь, приводит к росту интенсивности пульсаций теплогидравлических характеристик потока, подавляемых магнитным полем.

Ключевые слова: *теплообмен, гидродинамика, расплавы солей, модельный эксперимент, зондовые измерения, МГД, смешанная конвекция.*

Возможность применения расплавленных солей на основе фторидов в качестве рабочего тела в перспективных разработках ядерно-энергетических систем для новой технологической базы России требует решения нескольких ключевых научно-технических проблем. Эти проблемы связаны с разработкой надежных конструкционных материалов и исследованием теплофизических особенностей теплоносителя. Решение последней проблемы в значительной степени сдерживалось отсутствием надежных систематизированных данных по физическим и химическим свойствам, специфики процессов теплообмена и технологии эксплуатации перспективных составов расплавов фторидных солей.

Следует отметить, что расплавы солей имеют ряд особенностей. По причине их высокой температуры плавления рабочий интервал температур, в котором возможно их использование, является достаточно узким и составляет около ста градусов. Очевидно, что подобные особенности требуют достаточно точного знания не только средних, но и локальных характеристик теплообмена.

К особенностям работы с жидкосолевым теплоносителем также можно отнести существенное влияние свободной конвекции на поля скорости и температуры при течении в обогреваемых или охлаждаемых вертикальных трубах. Для случая подъемного течения с обогреваемой стенкой этот эффект характеризуется значительной деформацией полей скорости и температуры, тогда как опускное течение обусловлено возможностью развития вторичных течений, которые способствуют появлению пульсаций высокой интенсивности, которые создают существенные термические напряжения в материале стенки трубы. Этот эффект необходимо учитывать в расчетах прочности и безопасности.

Для ответа на поставленные вопросы и дальнейшего численного моделирования упомянутых выше процессов необходима надёжная экспериментальная информация о пространственном (трёхмерном) распределении скорости и температуры в потоке расплавленной соли. Однако проведение лабораторного эксперимента непосредственно на жидких солях связано с техническими трудностями. Главная из них – высокие температуры плавления «флайба» (LiF.BeF2) и «флинака» (LiF.NaF.KF), порядка 450 ºС. Очевидно, что рабочие температуры в

контуре должны быть существенно выше этого уровня, что не даёт возможности применения большинства датчиков.

Технически такую информацию можно получить только на модельных жидкостях (с теплофизическими свойствами, близкими к свойствам расплавов солей), к которым относятся, в частности, вода и водные растворы электролитов. Работа в этой области ведется коллективом авторов НИУ «МЭИ» – ОИВТ РАН [1, 2].

В ходе работы было проведено экспериментальное исследование особенностей гидродинамики и теплообмена при смешанной конвекции имитаторов расплава солей в условиях однородного обогрева ($Gr = 2{,}7\cdot10^6$–$3{,}9\cdot10^7$) под воздействием сильного поперечного магнитного поля (Ha = 17) в вертикальных и горизонтальных трубах при режимных параметрах, соответствующих переходным режимам (Re = 3000–7000) и развитой турбулентности (Re = = 10 000–14 000). В качестве модельного теплоносителя использовался 30%-й водный раствор KOH. Особый интерес представляет изучение специфики совместного влияния термогравитационной конвекции и магнитного поля.

В переходных режимах течения (Re = 5000) расплавленной соли в вертикальном положении трубы при отсутствии магнитного поля наблюдается осевая симметрия поля температуры и поля пульсаций температуры, значительные локальные перегревы отсутствуют. Значения пульсаций температуры несущественны, что объясняется низким тепловым потоком (q = 40 кВт/м^2). Под влиянием магнитного поля (Ha = 17) картина течения практически не изменяется. По-прежнему сохраняется осевая симметрия температурного поля и поля интенсивности пульсаций температуры. Наблюдается некоторое увеличение интенсивности пульсаций в пристеночной области. Полученные данные хорошо соотносятся с теоретическими представлениями и численным моделированием. При больших числах Рейнольдса (Re = = 14 000) температурные пульсации подавляются под действием магнитного поля. Кроме того, интересная картина течения была обнаружена вблизи ламинарно-турбулентного перехода (Re = 3000–5000), которая выражалась в появлении периодических пиков температурных пульсаций, частично подавляемых магнитным полем [1, 2, 4].

В горизонтальной трубе течение характеризуется образованием вторичных турбулентных вихрей, вызванных силами плавучести в условиях вынужденной конвекции (Re = = 5000–7000). Вторичные токи образуют два продольных вихря в направлении движения жидкости, нарушая осевую симметрию температурных полей, что приводит к образованию точек локального перегрева вблизи стенки. Влияние магнитного поля (Ha = 17) в данной конфигурации приводит к подавлению основного потока и вторичных продольных вихрей и восстановлению симметричной картины температурных полей. Однако поля интенсивности температурных пульсаций несколько ассиметричны.

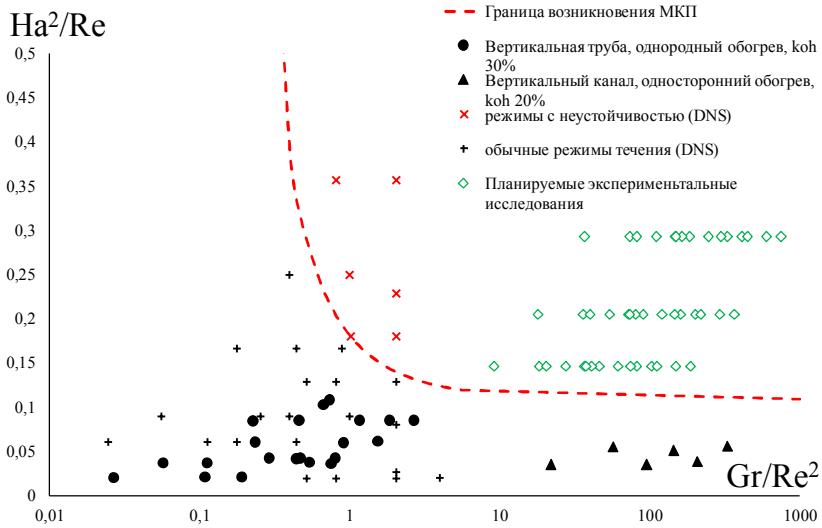
В результате исследований, проводимых для горизонтальных круглых труб в условиях однородного обогрева ($Gr = 5{,}4\cdot10^6$–$3{,}7\cdot10^7$), были обнаружены режимы, в которых воздействие поперечного магнитного поля, доступного в эксперименте (2,7 Тл), приводит к качественным и количественным изменениям в профилях безразмерной температуры. Данный результат наблюдается при $0.1 < Ri < 1$. В этом случае силы плавучести окажутся превалирующими над электромагнитными, но всё же достаточными для возникновения вторичных течений. Обнаруженные режимы смешанной конвекции удобны для верификации численных моделей. При этом изменений в пульсационных характеристиках или КТО, которые наблюдались в вертикальных каналах [1, 2], не обнаружено.

Дальнейшее исследование проводилось в области развитой турбулентности (Re = 12 000–11 000), а также в переходных режимах (Re = 8000) с заданным тепловым потоком на обогреваемой стенке ($Gr= 1.7\cdot10^9$–$1.0\cdot10^{10}$) при горизонтальном положении прямоугольного канала под воздействием магнитного поля (Ha = 30). Экспериментальное исследование горизонтального канала в условиях неоднородного обогрева и компланарного магнитного поля показало отсутствие значительного влияния магнитного поля на коэффициенты теплоотдачи и

пульсационные характеристики. Однако качественно полученные зависимости совпадают с прогнозируемыми результатами. Характерного расслоения и превалирующего влияния сил плавучести над электромагнитными также обнаружено не было при числах $10 < Ri < 150$ [3].

Вторичные вихревые структуры обладают неустойчивостью в каналах прямоугольной геометрии. С целью верификации данных выводов было проведено исследование в вертикальном канале с односторонним обогревом ($Gr = 1{,}7 \cdot 10^9 – 1{,}1 \cdot 10^{10}$) и компланарным магнитным поле ($Ha = 15–30$) при переходных режимах течения ($Re = 8000$) и развитой турбулентности ($Re = 12000$). При данных режимных параметрах течение теплоносителя считается устойчивым, при этом повторной турбулизации потока не происходит. Полученные результаты качественно согласуются с численным экспериментом.

Особый интерес представляет определение условий возникновения данных режимов. Поскольку их появление является следствием совместного воздействия на течение магнитного поля и термогравитационной конвекции, то и условиями их возникновения могут служить критерии влияния на гидродинамику означенных выше эффектов, а именно Ha^2/Re – для оценки влияния магнитного поля и Gr/Re^2. Анализ проведенных расчетов определил следующие условия возникновения обнаруженных в расчетах неустойчивых режимов: $Ha^2/Re \geq \geq 0{,}18$ и $Gr/Re^2 \geq 0{,}81$. Также была определена зависимость, ограничивающая область их появления (рисунок).



Области возникновения неустойчивых и обычных режимов течения и граница между ними

Литература

1. Belyaev I. A., et al. Experimental study of molten salt mixed convection in a pipe affected by transverse magnetic field // MHD. 2019. Vol. 55 (1/2). P. 241–250.

2. Belyaev I. A., et al. Heat transfer in the mixed convection of the molten salt in the presence of magnetic fields // TPHL. 2019. Vol. 45 (5). P. 499–502.

3. Белавина Е. А. и др. Исследование теплогидравлики имитатора расплава соли при течении в канале в условиях неоднородного обогрева // ВАНТ ЯРК. 2021. № 4. С. 82–97.

4. Belavina E. A., et al. Heat transfer in mixed convection of molten salt in the presence of magnetic fields // ISO4. 2018. Vol. 1133 (1). P. 012034.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНОЕ ОБОСНОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ СХЕМ РУ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТРУБЧАТЫХ ТВЭЛ

Э. А. Болтенко, И. М. Кочергин

АО «Электрогорский научно-исследовательский центр по безопасности атомных электростанций», г. Электрогорск, Россия
e-mail: boltenko@erec.ru

Представлены результаты анализа существующих схем ТВС РУ с точки зрения повышения энергонапряженности РУ и повышения ее безопасности. Показано, что основной недостаток ТВС со стержневыми твэлами заключается в достаточно низких значениях удельной объемной мощности РУ (ТВС) и высоких значениях температур в центре твэла. Максимальная температура твэла в нормальных условиях эксплуатации может достигать 2000–2200 °С. Любое ухудшение теплосъема может привести к недопустимо высокой температуре топлива и, соответственно, аварийной ситуации.

Рассмотрена схема ТВС, в которой теплосъем осуществляется как с выпуклой поверхности твэл (традиционное выполнение), так и с вогнутой теплоотдающей поверхности. Для обеспечения теплосъема с вогнутой поверхности предлагается выполнить твэлы полыми, в частности, трубчатыми. В этом случае повышение энергонапряженности и снижения максимальной температуры топлива достигается за счет:

1) увеличения поверхности теплосъема – теплосъем осуществляется как с наружной (выпуклой), так и с внутренней (вогнутой) теплоотдающих поверхностей;

2) образования тепловых обратных связей между выпуклой и вогнутой теплоотдающими поверхностями, любое ухудшение теплосъема на одной из поверхностей приведет к перераспределению тепловых потоков, смещению максимума теплового потока к одной из поверхностей, улучшению тепловой обстановки на поверхности, где ухудшились условия теплосъема.

В РУ с трубчатыми твэлами теплосъем осуществляется как с выпуклой, так и с вогнутой теплоотдающих поверхностей.

В докладе представлена методика обоснования теплогидравлических характеристик ТВС на основе электрообогреваемой одностержневой модели трубчатого твэла. Описана электрообогреваемая модель трубчатого твэла с теплосъемом как с вогнутой, так и выпуклой теплоотдающих поверхностей. Выполнена оценка запасов до кризиса теплоотдачи в ТВС с трубчатыми твэлами. Запасы до кризиса в этих работах определены традиционным методом, т. е. по сравнению локального теплового потока и КТП в этом сечении. Показано, что запасы до кризиса более чем в два раза выше запасов до кризиса обычных стержневых твэлов.

Литература

1. Кузма-Кичта Ю. А. Методы интенсификации теплообмена. М.: Изд-во МЭИ, 1994.

2. Болтенко Э. А. Кризис теплоотдачи и распределение жидкости в парогенерирующих каналах. М.: Радуга, 2015. – 280 с.

3. Патент России 2220464 МПК^3 G21C3/00, Тепловыделяющая сборка / В. Н. Блинков, Э. А. Болтенко // Заявка № 2002104121, от 20.02.2002, опубликовано 2003. Бюл. № 36.

4. Патент РФ на изобретение 2680175 C1, МПК^3 F28F13/12, Способ повышения теплосъема на выпуклых теплоотдающих поверхностях теплопередающих устройств и устройство для его осуществления / Э. А. Болтенко // Заявка № 2016142832/28 от 31.10.2016, опубликовано 03.05.2018, Бюл. № 13 / Опубликовано: 18.02.2019. Бюл. № 5.

5. Патент России 2794744 МПК[3] G21C3/00(2006.01), Способ повышения критических тепловых потоков в тепловыделяющей сборке с трубчатыми твэлами / В. Н. Блинков, Э. А. Болтенко // Заявка № 202211274, от 04.05.2022, опубликовано 24.04.09.2023. Бюл. № 12.

УДК 621.039.517.5

РЕЗУЛЬТАТЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ВАЛИДАЦИИ ПРОГРАММЫ ПУЧОК-1000 ДЛЯ ПОЯЧЕЙКОВОГО РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ СБОРОК ВВЭР-1200

С. В. Босенко, А. Н. Чуркин

АО ОКБ "ГИДРОПРЕСС", г. Подольск, Россия

Приведены результаты дополнительной валидации программы ПУЧОК-1000 по расчету критического теплового потока применительно к топливным сборкам ВВЭР-1200. Приведена оценка влияния методики выполнения валидационных расчетов на итоговую погрешность расчета критического теплового потока. Расчеты выполнялись методом численного эксперимента и методом прямой подстановки. Использовались экспериментальные данные, полученные на пучках с равномерным и неравномерным по высоте энерговыделением.

Ключевые слова: *критический тепловой поток, тепловыделяющая сборка, пучок стержней, АЭС, ВВЭР-1200.*

Прогнозирование критического теплового потока (КТП) является одной из ключевых задач теплогидравлики легководных реакторов. В ядерных реакторах критический тепловой поток представляет собой явление, вызванное недостаточным теплоотводом теплового потока от топливных таблеток, что приводит к резкому изменению режима течения и резкому ухудшению теплоотдачи от поверхности оболочки к теплоносителю. В среде с регулируемым тепловым потоком, такой как ядерная тепловыделяющая сборка (ТВС), температура оболочки твэла будет резко возрастать при переходе к новому механизму теплопередачи, чтобы приспособиться к скорости рассеивания тепла, необходимой для отвода всего тепла, непрерывно поступающего от топливной таблетки. Резкое повышение температуры из-за возникновения кризиса может привести к повреждению твэла и нарушению эксплуатационных пределов безопасной эксплуатации.

Программа «ПУЧОК-1000» [1] предназначена для расчета запасов до кризиса теплоотдачи в пучке с тепловыделяющими и необогреваемыми стержнями ТВС реакторов типа ВВЭР в стационарном режиме при заданной мощности и распределении энерговыделения по сечению и высоте пучка и при заданных параметрах теплоносителя на входе (расход, температура, давление). Теплоносителем является недогретая до энтальпии насыщения вода и пароводяная смесь. Программа ориентирована на задачи теплогидравлического расчета в обоснование теплогидравлических характеристик и надежности охлаждения тепловыделяющих сборок и активных зон реакторов типа ВВЭР в стационарных режимах.

В программе реализован метод поячейкового анализа, на основе которого распределения локальных параметров теплоносителя (массовой скорости, энтальпии, паросодержания, плотности) по сечению (ячейкам) и по высоте пучка определяются из решения системы уравнений, включающей уравнения движения, неразрывности, баланса энергии, записанные для потоков теплоносителя в каждой расчетной ячейке на каждом расчетном участке по высоте.

Для определения критического теплового потока в программе ПУЧОК-1000 используется созданная в ОКБ «ГИДРОПРЕСС» методика для определения критических тепловых потоков в топливных кассетах реакторов типа ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 и в настоящий момент имеет следующий вид [2, 3]:

$$q_{кр}^{равн} = 0,795 \cdot \left(1 - X\right)^{-0,5+0,105 \cdot P} G^{-0,127+0,311 \cdot (1-X)} \cdot \left(1 - 0,0185 \cdot P\right). \quad (1)$$

Для учёта аксиальной неравномерности энерговыделения значение критического теплового потока для равномерного профиля, определяемое выражением (1), умножается на фактор формы аксиального профиля, который по методике ОКБ «ГИДРОПРЕСС» имеет вид

$$F = \left(\frac{\int_{z-0,72}^{z} q(z')dz'}{0,72 \cdot q(z)} \right)^{n}, \qquad (2)$$

$$n = 3,79 - 19,61 \cdot \frac{P}{P_{кр}} + 17,86 \cdot \left(\frac{P}{P_{кр}} \right)^{2}.$$

При выполнении проектных теплогидравлических расчетов необходимо учитывать погрешность, с которой программа ПУЧОК-1000 определяет критический тепловой поток, и учитывать эту погрешность для консервативной оценки запаса до кризиса теплоотдачи в наиболее теплонапряженной ТВС. Для оценки указанной погрешности проводятся валидационные расчеты (расчеты экспериментов) и результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. В данной работе рассматриваются эксперимены, проведенные на пучках твэлов, релевантных ТВС АЭС-2006.

Существуют два основных метода расчета экспериментов по исследованию критического теплового потока [4]:

– метод прямой подстановки («локальный» подход);

– метод численного эксперимента («мощностной» подход или метод теплового баланса).

В обоих методах при расчете экспериментальной точки граничные условия по давлению на выходе, расходу и температуре теплоносителя на входе принимаются в соответствии с результатами измерений. Методы отличаются только задаваемой мощностью пучка. В методе прямой подстановки мощность пучка также берется равной мощности, измеренной в эксперименте. Рассчитанный критический тепловой поток сравнивается с экспериментальным. При этом в расчете кризис теплоотдачи может быть не достигнут, либо наоборот, пучок может находиться в режиме закризисной теплоотдачи. В методе численного эксперимента, по аналогии с реальным, мощность пучка поднимается небольшими ступеньками до достижения кризиса теплоотдачи. При этом сравниваются расчетный и экспериментальный критический тепловые потоки в состоянии кризиса теплоотдачи в пучке.

На рис. 1 и 2 в качестве примера приведено сравнение расчетных и экспериментальных данных, полученных для нескольких релевантных пучков с шагом между дистанционирующими решетками 340 мм. На рис. 1 расчетные критические тепловые потоки получены методом прямой подстановки, а на рис. 2 – методом численного эксперимента.

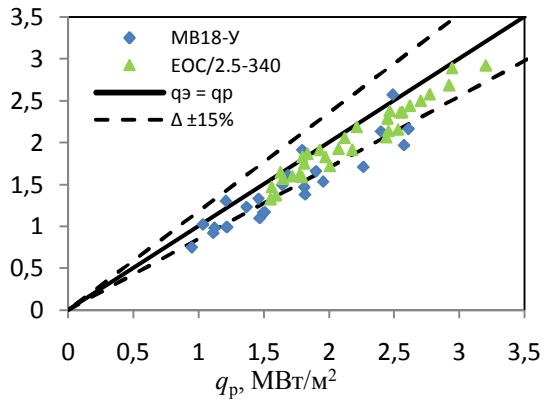


Рис. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных данных, полученных методом прямой подстановки для моделей МВ18У и ЕОС/2.5-340

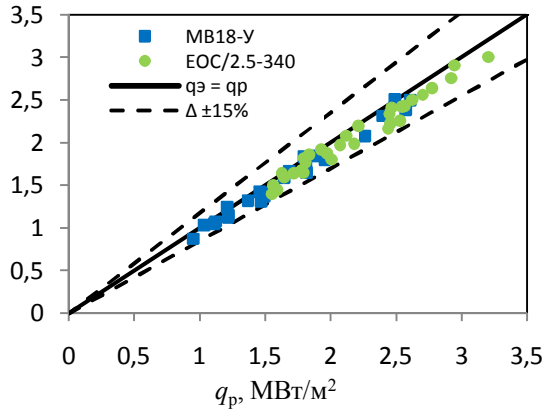


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных данных, полученных методом численного эксперимента для моделей МВ18У и ЕОС/2.5-340

Анализируя результаты сравнения расчетов по программе с экспериментальными данными, можно сделать вывод о том, что метод прямой подстановки даёт существенное отличие погрешностей расчета, по сравнению с методом численного эксперимента. Повышение или снижение единичной мощности пучка приводит к изменению локальных параметров (относительная энтальпия, фактор формы и т. д.), которые влияют на определение величины критического теплового потока, по сравнению с заданной по умолчанию мощностью. Наличие такой связи и является основной причиной отличия погрешностей определения критического теплового потока в обоих методах.

В целом по проведенным расчетам можно сказать, что программа ПУЧОК-1000 корректно оценивает величину критического теплового потока в своей области применения [5]. Снижение погрешности расчёта критического теплового потока по программе, в частности, может быть достигнуто за счёт устранения ряда методических допущений, лежащих в основе математической модели программы (равенство перепадов давлений во всех ячейках на каждом из расчетных участков по высоте, пренебрежение сопротивлением поперечному перетоку и т. д.).

Обозначения

$q_{кр}^{равн}$ – критический тепловой поток, МВт/м^2; X – относительная энтальпия; P – давление, МПа; G – массовая скорость, кг/(м^2·с); F – фактор формы; $P_{кр}$ – критическое давление, МПа; z – координата по высоте, м; $q(z)$ – локальный тепловой поток, МВт/м^2.

Литература

1. Абрамов В. И., Безруков Ю. А., Логвинов С. А., Левин Е. И. и др. Определение локальных теплогидравлических характеристик и анализ кризисных условий в пучке тепловыделяющих стержней // Семинар ТФ-74. Исследования критических тепловых потоков. М., 1974.

2. Безруков Ю. А., Астахов В. И. и др. Исследование критических тепловых потоков в пучках стержней применительно к реакторам типа ВВЭР // Теплофизика. М., 1974. С. 57–66.

3. Астахов В. И., Безруков Ю. А., Логвинов С. А. Учет осевой неравномерности тепловыделения при определении запасов до кризиса теплообмена в реакторах типа ВВЭР // Теплофизика. Прага, 1982. Т. 4. С. 168–176.

4. Hejzlar P. and Todreas N. E. Consideration of critical heat flux margin prediction by subcooled or low-quality critical heat flux correlations // Nucl. Eng. Des. 1996. Vol. 163. P. 215–223.

5. Аттестационный паспорт программы для электронных вычислительных машин. Программное средство «ПУЧОК-1000». Регистрационный номер паспорта аттестации ПС № 415. 15.06.2017.

УДК 621.039.576

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБОСНОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ КОМПЛЕКСНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ВНУТРИ ТОПЛИВНОЙ КАССЕТЫ С ПОГЛОЩАЮЩИМ СТЕРЖНЕМ СУЗ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ ВТГР

С. М. Дмитриев, К. Д. Башев, Т. Д. Демкина, Д. В Доронков, А. А. Добров, А. Н. Пронин, Д. Д. Курицин, А. В. Рязанов, Д. С. Николаев

Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты обоснования конструкции экспериментального стенда для исследования гидравлических характеристик тепловыделяющей сборки с поглощающим стержнем системы управления и защиты высокотемпературного газоохлаждаемого реактора.

Была проведена предварительная оценка параметров стенда путем численного и экспериментального моделирования на упрощённой экспериментальной модели, обладающей конструктивными особенностями, характерными для штатной тепловыделяющей сборки (каналы охлаждения, канал с рабочим органом системы управления и защиты).

В ходе исследования были определены критерии подобия, оказывающие наибольшее влияние на изучаемый процесс и выработаны требования к экспериментальному стенду. В частности, был определен оптимальный масштаб экспериментальных моделей, а также разработана методика проведения исследований и выбраны средства измерения.

Ключевые слова: *высокотемпературный газоохлаждаемый реактор, активная зона, тепловыделяющая сборка, гидравлика.*

Развитие водородной энергетики в России является актуальной стратегией развития до 2035 г. В рамках этого в настоящее время ведется разработка технического проекта высокотемпературного газоохлаждаемого реактора (ВТГР) с гелиевым теплоносителем, который вырабатывает высокопотенциальное тепло, необходимое для получения водорода. Разработка конструкции активной зоны ВТГР требует проведения комплекса научно-исследовательских работ, в частности исследований особенностей течения теплоносителя внутри тепловыделяющей сборки (ТВС).

На текущий момент нет достоверных экспериментальных данных по распределению локальных скоростей и расходов теплоносителя в каналах охлаждения ТВС и канале поглощающего стержня (ПС) системы управления и защиты (СУЗ) ВТГР [1–4].

Для решения этой проблемы была проведена работа по обоснованию конструкции экспериментального стенда для исследования гидравлических характеристик каналов охлаждения и канала ПС СУЗ. Проведен анализ критериев подобия, описывающих особенности гидравлики конструкции ТВС ВТГР. В качестве определяющих чисел подобия, оказывающих наибольшее влияние на изучаемый процесс, были выбраны числа Рейнольдса (Re) и Маха (M).

Оценка параметров стенда была произведена путем численного и экспериментального исследования на упрощенной экспериментальной модели ТВС с ПС СУЗ (рис. 1). В упрощенной модели количество каналов охлаждения относительно штатной конструкции ТВС было сокращено до 12, размер «под ключ» составлял 230 мм, длина – 1900 мм. Внутри модели расположена верхняя часть ПС СУЗ, состоящая из хвостовика, удлинителя, трубы 100×1,5 мм, шарнира верхней колонны, имитатора поглощающего элемента, центральной трубы ПС и внешней трубы ПС.

Для проведения экспериментального исследования на базе НГТУ им. Р. Е. Алексеева в лаборатории «Реакторная гидродинамика» был использован аэродинамический исследовательский стенд, представляющий собой разомкнутый контур, через который прокачивается

воздух. Исследования проводились с использованием метода инжекции контрастной примеси и пневмометрического метода измерения вектора скорости потока рабочей среды.

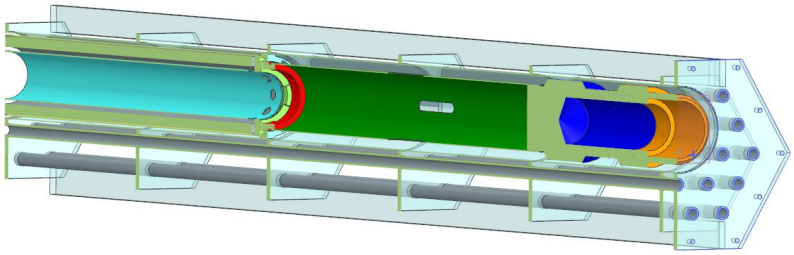


Рис. 1. Упрощенная экспериментальная модель ТВС ВТГР

Анализ серии результатов экспериментальных исследований распределения потока показал неравномерность распределения расхода рабочей среды через каналы охлаждения, поэтому в полномасштабной модели ТВС ВТГР необходимо предусмотреть установку расходомерных устройств по имитаторам каналов охлаждения.

Также на представленной упрощенной модели ТВС ВТГР было проведено численное исследование с использованием двух сред – воздуха и гелия – для нескольких значений числа Рейнольдса. Получено хорошее согласование результатов численного моделирования между собой (рис. 2). Данный факт указывает на возможность моделирования штатных режимов работы с гелием, используя воздух, при равенстве определяющих критериев подобия.

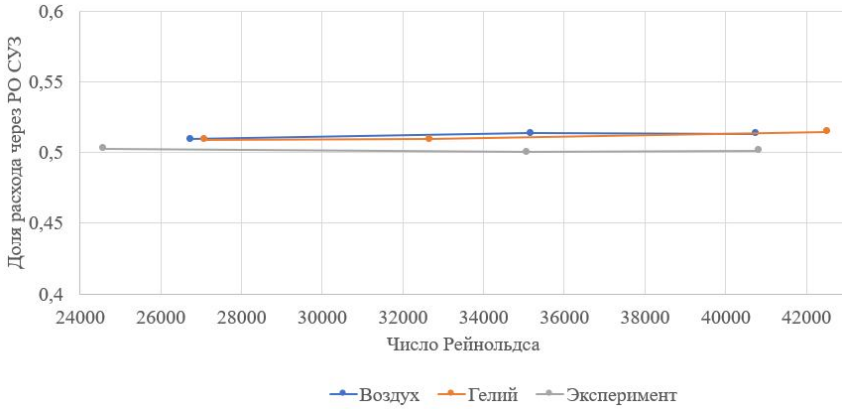


Рис. 2. Сравнение результатов экспериментального и численного исследований

Физический эксперимент показал отличие аксиальных скоростей в каналах охлаждения модели, что подтверждает необходимость дополнительных исследований влияния параметров и коэффициентов, входящих в математическую модель.

Таким образом, оптимальным является проведение экспериментальных исследований на полномасштабной модели, в которой можно организовать штатные значения критерия Рейнольдса. Уменьшение масштаба модели нецелесообразно ввиду малых размеров зазоров между конструктивными элементами канала под установку ПС СУЗ.

Литература

1. Костин В. И., Кодочигов Н. Г., Васяев А. В. и др. Возможность промышленного внедрения РУ с ВТГР для промышленного производства водорода // Тяжелое машиностроение. 2007. № 3. С. 9–14.

2. Волков Ю. Н., Кругликов А. Е., Щербаков А. А. Использование реактора типа ВТГР для производства водорода – шаг к "зеленой" энергетике будущего // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-реакторные константы. 2019. № 3. С. 128–142.

3. Баринов А. А., Дмитриев С. М., Хробостов А. Е. Методы обоснования теплотехнической надежности активной зоны тепловых водо-водяных реакторов // Атомная энергия. 2016. Т. 120, № 5. С. 270–276.

4. Кодочигов Н. Г. и др. Ядерные энергетические установки с высокотемпературными модульными газоохлаждаемыми реакторами / Под общей ред. В. В. Петрунина. Нижний Новгород: Нижегород. гос. техн. ун-т им. Р. Е. Алексеева, 2017. – 745 с.

УДК 621.039.576

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБОСНОВАНИЯ ПРЕДСТАВИТЕЛЬНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ ГАЗА В НИЖНЕМ СОБИРАЮЩЕМ КОЛЛЕКТОРЕ ВТГР

С. М. Дмитриев, К. Д. Башев, А. В. Рязанов, А. Н. Пронин, А. А. Добров, Д. В. Доронков, Т. Д. Демкина, Д. Д. Курицин, Д. С. Николаев

Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия

Приведены результаты обоснования конструкции экспериментального стенда для исследования перемешивания неизотермических потоков газа в нижнем собирающем коллекторе высокотемпературного газоохлаждаемого реактора. Проведен комплекс расчетных и экспериментальных исследований, направленных на выбор и определение критериев подобия, обоснование масштаба модели, а также выработку требований к оборудованию стенда и средствам измерения.На основе результатов исследований создан экспериментальный стенд, который моделирует процессы, происходящие в нижнем собирающем коллекторе высокотемпературного газоохлаждаемого реактора.

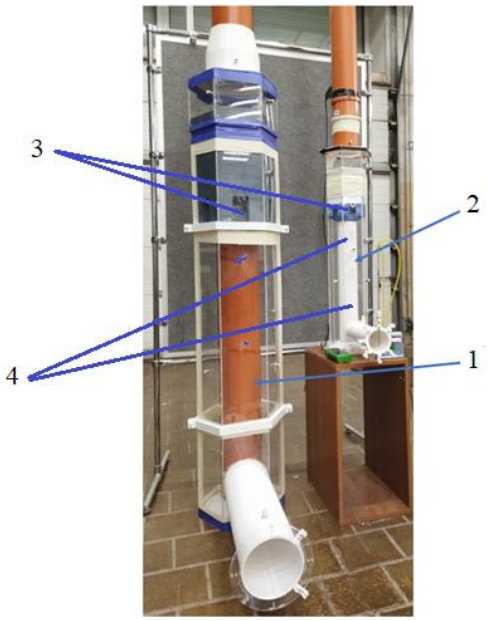
Ключевые слова: *высокотемпературный газоохлаждаемый реактор, активная зона, неизотермические потоки, нижний коллектор.*

Высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы (ВТГР) являются новым типом энергетических установок. В данном типе реакторов в качестве теплоносителя применяется гелий, который, проходя через активную зону, нагревается до 950 °С. Эти энергетические установки являются альтернативой источникам технологического тепла для различных производств, использующих органическое топливо (химические и нефтеперерабатывающие заводы, металлургические процессы, производство водорода и др.)

Одним из важных элементов конструкции реактора ВТГР является главный газоход, который подвержен термопульсациям, возникающим в связи с неоднородностью поля температур струйных течений гелиевого теплоносителя, выходящего из активной зоны и далее движущегося в нижний собирающий коллектор.

Неоднородность температурного поля во многом обусловлена неравномерностью энерговыделения в активной зоне реактора. Таким образом, одной из важных задач реализации проекта ВТГР является обоснование ресурсных характеристик главного газохода на весь срок службы реактора. В связи с этим требуется комплекс научно-исследовательских работ, направленных на изучение процесса смешения потоков гелиевого теплоносителя и определение структуры его поля температур в нижнем собирающем коллекторе и главном газоходе. Для проведения научно-исследовательских работ необходимо провести анализ ключевых критериев подобия, выбрать и обосновать масштаб экспериментальной модели, разработать конструкцию экспериментального стенда, выработать требования к оборудованию стенда и выбрать режимы его работы.

Для получения необходимой информации о влиянии масштаба и режимных параметров экспериментального стенда на распределение характеристик потока в нижнем коллекторе было проведено предварительное экспериментальное исследование с использованием двух моделей, включающих один опорный блок и одну опорную колонну. Данные модели отличаются уменьшенным масштабом относительно штатной конструкции. Модель № 1 имела масштаб 0,8:1, модель № 2 – 0,4:1. Внешний вид двух экспериментальных моделей приведен на рисунке.



Общий вид экспериментальных моделей одиночной опорной колонны ТВС: 1 – модель опоры ТВС в масштабе 0,8:1, 2 – модель опоры ТВС в масштабе 0,4:1, 3 – опорные блоки, 4 – опорные колонны

Для обоснования возможности моделирования гелиевого теплоносителя воздушным потоком была проведена серия расчетных исследований с использованием CFD-программ. Первый этап расчетных исследований заключался в моделировании газодинамики и температурного поля гелиевого теплоносителя при штатных параметрах и в натурной геометрии собирающего коллектора ВТГР. Второй этап расчетных исследований включал в себя моделирование газодинамики и температурного поля воздушной рабочей среды при параметрах, с которыми планируется в дальнейшем проводить исследования. Расчетная модель представляет собой макет собирающего коллектора, который планируется установить в состав экспериментального стенда с воздушной рабочей средой, масштаб модели составлял 0,4:1 относительно натурного объекта.

Анализ результатов экспериментальных исследований позволяет сделать следующие выводы:

1. Снижение числа Рейнольдса в модели относительно натурного позволяет уменьшить расход воздуха через модель, следовательно, снизить мощность на подогрев потока.

2. Изменение масштаба модели не показало значительного влияния на газодинамику потока.

Результаты расчетного исследования в обоих случаях приводились к безразмерной форме, комплексный анализ которых позволяет сделать вывод о подобии данных, полученных для расчетной модели при натурных условиях и уменьшенной модели с воздушной средой при атмосферном давлении.

На основе анализа подобия, изучения международного опыта, а также результатов проведенных экспериментальных исследований был выбран масштаб экспериментальной модели нижнего собирающего коллектора ВТГР, равный 0,4:1. Общий расход воздуха при таком масштабе составляет более 7 кг/с, перепад давления 6,5 кПа.

По результатам проведенных исследований был создан 3D-макет экспериментального стенда, который обеспечивает подачу модельной рабочей среды по отдельным трубопроводам в 37 имитаторов нижних блоков ТВС активной зоны, а также в каналы, имитирующие межблоковые протечки теплоносителя.

Модель предлагается изготовить в прозрачном корпусе, выполненном из оргстекла, что позволит проводить визуальный осмотр правильности установки и размещения внутренних элементов, а также в перспективе применить методы визуализации воздушного потока, в частности, цветовую трассерную подсветку и PIV измерение поля скорости.

Стенд будет выполнен по разомкнутой схеме и включать вентиляторы высокого давления, экспериментальную модель нижнего коллектора ВТГР с имитатором горячего газохода. Подача воздуха в модель от вентиляторов осуществляется по трубопроводам. На трубопроводе каждого канала установлены расходомер, регулирующий клапан и электронагреватель, а также термопреобразователь. Оборудование стенда позволяет моделировать процессы неизотермического перемешивания модельной среды с подогревом воздуха в диапазоне температур 28–60 °С.

Литература

1. Ковальногов Н. Н.. Лукин Н. М. Теория и техника теплофизического эксперимента: Текст лекций. Ульяновск: УлГТУ, 1999. – 196 с.

2. Дельнов В. Н., Левченко Ю. И., Шепелев С. Ф. Метод суперпозиции при моделировании температурного поля в теплообменных устройствах полем концентрации трассера // Изв. ВУЗов. Ядерная энергетика. 2009. № 3. С. 152–160.

3. Damm G., Wehrlein R. Simulation tests for temperature mixing in a core bottom model of the HTR-Module // Nuclear Engineering and Design. 1992. Vol. 137. P. 97–105.

УДК 621.039

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ГИДРОДИНАМИКИ И МАССОПЕРЕНОСА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ НА ВЫХОДЕ ИЗ ТОПЛИВНОЙ КАССЕТЫ РЕАКТОРА ТИПА РИТМ АТОМНОЙ СТАНЦИИ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

С. М. Дмитриев, Т. Д. Демкина, Д. В. Доронков, Д. С. Доронкова, А. А. Добров, А. Н. Пронин, Д. Д. Курицин, А. В. Рязанов, Д. Н. Солнцев, Д. С. Николаев

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия

Приведены результаты экспериментальных исследований в выходном участке топливной кассеты с головками двух типов конструкций. Рассматриваемые топливные кассеты предназначены для установки в активной зоне реакторной установки типа РИТМ атомной станции малой мощности стационарного исполнения. Цель работы состояла в изучении распределения осевой скорости и расхода потока теплоносителя на выходе из пучка твэлов, за головками двух типов конструкций, перед трубой отбора теплоносителя к термометру сопротивления, в окнах верхней опорной плиты, а также в определении областей твэльного пучка, из которых наиболее вероятно попадание потока теплоносителя в трубу отбора. Экспериментальные исследования проводились на аэродинамическом стенде, где моделирование течения водяного теплоносителя осуществлялось с помощью воздушной рабочей среды, с установкой масштабной модели выходного участка топливной кассеты. Исследования проводились с использованием пневмометрического метода и метода инжекции контрастной примеси. Полученные результаты визуализированы картограммами распределения осевых скоростей потока и концентраций инжектируемой примеси в поперечных сечениях экспериментальной модели.

Ключевые слова: *топливная кассета, головка, твэл, центральный вытеснитель, сливные окна, сливные отверстия, опорная плита, труба отбора, гидродинамика теплоносителя, перемешивание потока.*

В настоящее время ведутся конструкторские работы по созданию АСММ с новейшей РУ РИТМ-200С. В проекте этой реакторной установки (РУ) предусматривается кассетная активная зона с топливом повышенной ураноемкости для увеличения энергоэффективности станции. Топливные кассеты новой активной зоны имеют несколько отличий от топливных сборок РУ атомных ледоколов [1–3], наиболее важными из которых, наряду с измененными геометрическими характеристиками твэльного пучка, конструкцией дистанционирующих решеток (ДР) и формой центрального вытеснителя, являются форма и размеры головки топливной кассеты. Изменение конструкции головки может привести к перестроению поля осевой скорости и перераспределению осевого расхода теплоносителя на выходе из твэльного пучка, а также сказаться на интенсивности перемешивания теплоносителя. Поэтому были проведены дополнительные экспериментальные исследования конструкции головки топливной кассеты. Использование судовых реакторных установок типа РИТМ в наземном исполнении привело к ужесточению требований к мониторингу температурного состояния на выходе из активной зоны, осуществляемого с помощью термометров сопротивления (ТСП), заключенных в специальные трубы отбора, обусловило необходимость увеличения количества областей контроля температуры. На показания ТСП значительное влияние оказывает неравномерность распределения осевого течения потока, а также образующиеся локальные горячие или холодные струи теплоносителя, что может исказить показания ТСП. Таким образом, экспериментальное изучение гидродинамики теплоносителя в выходном участке топливной кассеты, а также определение областей поперечного сечения твэльного пучка, из которых поток теплоносителя попадает на ТСП в трубе отбора среды, является актуальным.

Моделирование гидродинамики теплоносителя в выходном участке топливной кассеты проводилось на исследовательском аэродинамическом стенде в НГТУ им. Р. Е. Алексеева.

Экспериментальная установка выполнена в виде разомкнутого контура с воздушной рабочей средой и состоит из системы нагнетания воздушного потока, экспериментальных моделей (ЭМ) и измерительного комплекса [4, 5]. Течение водного теплоносителя моделировалось воздушным потоком с использованием теории гидродинамического подобия [6]. Экспериментальные исследования поводились на масштабных моделях выходных участков, включающих в себя пучок стержней имитаторов твэлов и стержней выгорающего поглотителя с дистанционирующими решетками, макеты головок двух типов конструкции, центрального вытеснителя, фрагмента верхней опорной плиты и трубы отбора к ТСП. Масштабирование осуществлялось всех элементов моделей в 5,79 раза относительно штатной кассеты. Модели головок имеют отличие, заключающееся в изменении количества сливных окон, для радиального истечения теплоносителя. Головка выходного участка топливной кассеты РУ атомного ледокола имеет три сливных окна и шесть сливных отверстий, а головка топливной кассеты РУ АСММ имеет шесть узких сливных окна и шесть сливных отверстий.

Для изучения процессов перестроения поля осевой скорости и аксиального расхода теплоносителя использовался пневмометрический метод, заключающийся в измерении осевой скорости воздушного потока пневмометрическим датчиком с погрешностью, не превышающей 5%. Определение областей твэльного пучка, из которых происходит попадание потока теплоносителя в трубу отбора к ТСП, осуществлялось методом инжекции контрастной примеси (газ пропан), заключающемся в том, что по направлению и силе поперечного переноса примеси можно оценить интенсивность перемешивания потока [7]. Газовая примесь подавалась через регулятор расхода. Значения концентрации примеси определялись с помощью газоанализатора с погрешностью, не превышающей 1,5%.

Все измерения осуществлялись при среднерасходной скорости в модели 31,1 м/с и числе Рейнольдса 75 600. Анализ гидродинамической картины течения теплоносителя в выходном участке топливной кассеты осуществлялся с помощью полученных картограмм распределения безразмерных аксиальных скоростей и картограмм растекания примеси в поперечном сечении модели. Измерения проводились в зоне автомодельного течения теплоносителя, характеризующегося идентичностью безразмерных профилей скоростей как для воздушной, так и для водяной среды. Следовательно, полученные опытные данные могут быть использованы при анализе картины течения теплоносителя в штатной кассете [8].

В результате экспериментальных исследований выявлено, что процесс перемешивания потока наиболее интенсивен за головкой с тремя сливными окнами и шестью сливными отверстиями, что обусловлено неоднородным распределением аксиальных и радиальных потоков теплоносителя, выходящих из окон и отверстий. Аксиальная скорость потока на выходе из окон и отверстий составила 1.7–1.9 и 1.4–1.6 соответственно.

За головкой с симметричным расположением шести сливных окон и отверстий наблюдается наименьшее количество зон с низкими аксиальными скоростями потока, что оказывает значительное влияние на перемешивание теплоносителя и, как следствие, на точность показаний термометра сопротивления. Аксиальная скорость потока на выходе из окон и отверстий составила 1.4–1.6 и 1.3–1.5 соответственно. Для интенсификации процесса перемешивания теплоносителя возможно убрать из конструкции головки шесть сливных отверстий, сохранив шесть сливных окон. Такое техническое решение позволит интенсифицировать перемешивание теплоносителя благодаря усилению радиальных потоков на выходе из сливных окон путем исключения аксиального течения теплоносителя из сливных отверстий.

Литература

1. Зверев Д. Л., Фадеев Ю. П., Пахомов А. Н., Галицких В. Ю., Полуничев В. И., Вешняков К. Б., Кабин С. В., Турусов А. Ю. Реакторные установки для атомных ледоколов. Опыт создания и современное состояние // Атомная энергия. 2020. Т. 129, вып. 1. С. 29–37.

2. Зверев Д. Л., Самойлов О. Б., Морозов О. А., Захарычев А. А., Силаев В. Ю., Матяш П. Б., Вишнев А. Ю., Кашка М. М., Дарбинян О. Э. Активные зоны действующих атомных ледоколов // Судостроение. 2020. № 1 (848). С. 13–16.

3. Беляев В. М., Большухин М. А., Пахомов А. Н., Хизбуллин А. М., Лепехин А. Н., Полуничев В. И., Вешняков К. Б., Соколов А. Н., Турусов А. Ю. Опыт создания первой в мире плавучей АЭС. Направления дальнейшего развития // Атомная энергия. 2020. Т. 129, вып. 1. С. 37–43.

4. Дмитриев С. М., Варенцов А. В., Добров А. А., Доронков Д. В., Пронин А. Н., Сорокин В. Д., Хробостов А. Е. Расчетно-экспериментальные исследования течения потока теплоносителя в кассетной активной зоне реактора КЛТ-40С // ИФЖ. 2017. Т. 90, № 4. С. 988–996.

5. Дмитриев С. М., Баринов А. А., Варенцов А. В., Доронков Д. В., Солнцев Д. Н., Хробостов А. Е. Экспериментальные исследования локальной гидродинамики теплоносителя на масштабной модели кассетной ТВС реактора КЛТ-40С // Теплоэнергетика. 2016. № 8. С. 41–48.

6. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. М.: Высшая школа, 1973.

7. Захарычев А. А., Иксанова Г. Ш., Куприянов А. В., Осин А. Б., Петрунин В. В., Самойлов О. Б., Шипов Д. Л. Методические вопросы и некоторые результаты экспериментальных и расчетных исследований критических тепловых потоков в ТВС реактора РИТМ-200 для АСММ // Атомная энергия. 2021. Т. 130, вып. 2. С. 63–68.

8. Баринов А. А., Дмитриев С. М., Хробостов А. Е., Самойлов О. Б. Методы обоснования теплотехнической надежности активной зоны тепловых водо-водяных реакторов // Атомная энергия. 2016. Т. 120, вып. 5. С. 270–275.

УДК 621.039.54

ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИКИ И МАССООБМЕНА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ НА ВХОДЕ В ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩУЮ СБОРКУ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА РИТМ АТОМНОЙ СТАНЦИИ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

С. М. Дмитриев, Т. Д. Демкина, А. А. Добров, Д. В. Доронков, Д. С. Доронкова, Д. Д. Курицин, Д. С. Николаев, А. Н. Пронин, А. В. Рязанов

Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия

Приведены результаты экспериментального изучения особенностей формирования потока теплоносителя во входном участке ТВС кассетной активной зоны ректора РИТМ атомной станции малой мощности. Целью работы является исследование влияния различных элементов конструкции входного участка на перераспределение аксиальной скорости потока и протекание массообменных процессов в теплоносителе. Для этого была проведена серия экспериментов на масштабной модели, включающей элементы конструкции входного участка от дроссельной шайбы до узла крепления твэлов к диффузору, а также участок твэльного пучка между поглощающей и дистанционирующей решеткой. Исследования проводили с использованием пневмометрического метода и метода впрыска контрастной примеси в характерных сечениях по длине модели. Особенности течения теплоносителя визуализированы картограммами аксиальной скорости потока рабочей среды и распределения контрастной примеси. Результаты экспериментов использованы при гидравлическом профилировании входного участка ТВС. Полученная база опытных данных использована при валидации CFD-программы ЛОГОС и уточнения методик теплогидравлического расчета активных зон в поячеечном приближении.

Ключевые слова: *реакторная установка, тепловыделяющая сборка, твэл, входной участок, дистанционирующая решетка, гидродинамика, аксиальная скорость, массообмен, контрастная примесь.*

Развитие Арктического региона невозможно без энергоисточника, обладающего такими свойствами как автономность, надёжность и маневренность. Наиболее соответствующим этим свойствам источником энергии является атомная станция малой мощности (АСММ). Требования, предъявляемые к АСММ в Арктической зоне, диктуют потребность в оригинальных технических решениях, связанных как с парогенерирующим блоком в целом, так и с отдельными его конструктивными частями. К наиболее важным из них относится кассетная активная зона, создание которой базировалось на научном, конструкторском и производственном опыте при создании судовых реакторных установок [1]. В настоящее время ведутся конструкторские работы по созданию АСММ с реактором РИТМ, проектом которого предусматривается кассетная активная зона с топливом повышенной ураноёмкости, что позволит повысить энергоэффективность станции [2]. ТВС кассетной активной зоны вобрали в себя технические решения, характерные для топливных кассет атомных ледоколов, однако специфика использования судовых технологий на суше во многом обусловила необходимость внесения существенных изменений в их конструкцию. К числу изменений относятся увеличенная длина твэльного пучка, оптимизированная геометрия дистанционирующих решеток и увеличенный шаг их расположения, другая форма центрального вытеснителя, оптимизированные дроссельные шайбы, индивидуально устанавливаемые на входе в каждую ТВС. За счет установки дроссельных шайб с разной площадью проходного сечения осуществляется гидравлическое профилирование кассетной активной зоны. Измененная геометрия ТВС может привести к перераспределению поля аксиальной скорости потока как на входе в твэльный пучок, так и по его высоте, что в свою очередь может влиять на теплотехническую надежность активной зоны [3]. Указанные факторы обусловили необходимость дополнительного обоснования конструкции ТВС, а именно её входного участка. Одним из этапов обоснования конструкции ТВС является экспериментальное определение влияния элементов входного

участка на процесс формирования потока теплоносителя в пучке твэлов. Результаты экспериментального изучения гидродинамики теплоносителя на входе в твэльный пучок, позволили уточнить методики обоснования теплотехнической надежности активных зон.

Для моделирования течения рабочей среды в каналах используется исследовательский аэродинамический стенд, представляющих собой разомкнутый контур с воздушной рабочей средой и состоящий из системы нагнетания потока, экспериментальной модели, измерительного комплекса. Течение водяного теплоносителя на входе в ТВС моделируется воздухом с учетом теории гидродинамического подобия [4].

Модель представляет собой канал, состоящий из двух секций круглой и шестигранной формы поперечного сечения. Первая секция имитирует часть ТВС, которая находится в нижней опорной плите реактора, вторая – входной участок твэльного пучка. В секции шестигранной формы размещались макеты диффузора с узлом крепления твэлов к нему, уголков жесткости, поглощающей решетки, центрального вытеснителя, дистанционирующей решетки и фрагмент твэльного пучка. В секцию круглой формы устанавливались макеты обтекателя центрального вытеснителя, шарикового замка и дроссельной шайбы. В канал модели поочередно устанавливались две дроссельные шайбы, которые отличаются наличием в одной из них дополнительных отверстий. За счет этого было увеличено проходное сечение на 25%. Элементы модели увеличены на коэффициент геометрического подобия 5,79 относительного натурного изделия.

Перераспределение аксиальной скорости потока на входе в топливную кассету изучали пневмометрическим методом [5], который заключается в измерении аксиальной скорости воздушного потока, движущегося внутри модели, с погрешностью датчика, не превышающей 7%. Особенности протекания массообменных процессов в теплоносителе определяли методом впрыска контрастной примеси (газа пропана) в поток воздушной среды через регулярные ячейки, расположенные в пучке твэлов. Концентрация примеси определялась с погрешностью, не превышающей 1,5%.

Изучение гидродинамики теплоносителя производилось по поперечному сечению модели в нескольких характерных областях по длине: за дроссельной шайбой, шариковым замком, в узле крепления твэлов к диффузору, в твэльном пучке за поглощающей и перед дистанционирующей решетками. Измерения проводили при скорости воздушной рабочей среды на входе в канал 13–24,5 м/с и числе Рейнольдса 35 000–65 000.

Течение теплоносителя в пучке твэлов анализировали с помощью картограмм аксиальной скорости, построенных на основе её безразмерных величин (значение скорости в точке измерения нормировали на скорость на входе в канал модели).

Все исследования проводятся в зоне автомодельного движения воздушного потока, характеризующейся неизменностью безразмерных профилей скорости в каналах с воздушной и водяной средами. Следовательно, результаты экспериментов могут быть использованы при изучении условий течения водяного теплоносителя при отсутствии его фазовых превращений.

Экспериментально определен коэффициент гидравлического сопротивления дроссельных шайб. Измерения показали, что он соответствует коэффициенту гидравлического сопротивления штатных элементов конструкции при аналогичных числах Рейнольдса.

Анализ результатов экспериментов позволил выявить влияние геометрии входного участка ТВС на течение теплоносителя в твэльном пучке и сделать следующие выводы:

1. Влияние входного участка ТВС характеризуется образованием областей с низкими величинами аксиальной скорости потока, расположенных в периферийных рядах твэлов у граней чехла ТВС, параллельных пластинам крепления твэлов к диффузору. Величины относительной аксиальной скорости в выделенных областях лежат в диапазоне 0,2–0,8 и зависят от степени удаленности от дроссельной шайбы и диффузора.

2. Перекрытие проходного сечения шайбы без дополнительных отверстий приводит к значительному перераспределению поля аксиальной скорости потока в твэльном пучке за

счет образования струйных течений из её отверстий. Перераспределение поля скорости потока характеризуется наличием области с высокой аксиальной скоростью вокруг трубы центрального вытеснителя, величины относительной скорости составили 1,3–1,7 и зависят от степени удаленности от дроссельной шайбы, диффузора и поглощающей решетки. Влияние типа конструкции дроссельной шайбы при полностью открытом проходном сечении на аксиальное течение теплоносителя в твэльном пучке незначительно.

3. Структура поперечных течений теплоносителя в периферийном ряду твэлов за поглощающей решеткой мало зависит от конструкции дроссельных шайб при полностью открытом их проходном сечении, что подтверждается идентичным распределением контрастной примеси по сечению пучка твэлов. При этом распределение примеси происходит преимущественно вдоль периферийного ряда твэлов, параллельно пластинам крепления твэлов к диффузору, поскольку данные пластины создают локальное сопротивление поперечным течениям теплоносителя, направленным в сторону центрального вытеснителя.

4. Частичное перекрытие проходного сечения дроссельных шайб привело к дополнительной турбулизации потока в периферийном ряду, что обусловило большую область размытия примеси в поперечном сечении твэльного пучка. Это также подтверждает наличие влияния струйных течений из отверстий шайбы на гидродинамику теплоносителя. Размытие примеси происходит вдоль периферийного ряда твэлов, что также указывает на влияние пластин их крепления к диффузору.

В дальнейшем целесообразно проведение дополнительных экспериментальных исследований, направленных на определение глубины распространения неоднородности поля аксиальной скорости потока теплоносителя по длине твэльного пучка.

Таким образом, выявленные неоднородности аксиальной скорости потока могут оказать значительное влияние на процессы возникновения и развития кризиса теплоотдачи в обширной области твэльного пучка. Данные неоднородности течения теплоносителя необходимо учитывать при обосновании теплотехнической надежности активных зон реакторов новых атомных ледоколов и АСММ.

Литература

1. Зверев Д. Л., Фадеев Ю. П., Пахомов А. Н. и др. Реакторные установки для атомных ледоколов. Опыт создания и современное состояние // Атомная энергия. 2020. Т. 129, № 1. С. 29–37.

2. Беляев В. М., Большухин М. А., Пахомов А. Н. и др. Опыт создания первой в мире плавучей АЭС. Направления дальнейшего развития. // Атомная энергия. 2020. Т. 129, № 1. С. 37–43.

3. Дмитриев С. М., Баринов А. А., Самойлов О. Б. и др. Методы обоснования теплотехнической надежности активной зоны тепловых водо-водяных реакторов. // Атомная энергия. 2016. Т. 120, № 5. С. 270–275.

4. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. М.: Высшая школа, 1973.

5. Дмитриев С. М., Добров А. А., Легчанов М. А. и др. Применение многоканального пневмометрического зонда для исследований профиля скорости теплоносителя в моделях топливных кассет ядерных реакторов // Приборы и методы измерения. 2015. Т. 6, № 2. С. 188–195.

УДК 621.039: 536.242: 536.24.023

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ НА СТЕНДЕ КС НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ» И ИХ РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ

А. Г. Зубков, Д. А. Олексюк, Е. А. Вертиков, А. С. Носков, А. А. Щербинин

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований локальных параметров теплоносителя (температура и скорость) в многостержневых моделях ТВС. Эксперименты выполнены на теплофизическом стенде КС НИЦ «Курчатовский институт» с целью получения данных для валидации программных средств теплогидравлического расчета активной зоны. В работе описаны способы измерения локальных параметров и приведены результаты сопоставления экспериментальных и расчётных данных. Экспериментальные исследования проводились при режимных параметрах теплоносителя, соответствующих номинальным параметрам эксплуатации активной зоны РУ ВВЭР. При анализе экспериментальных данных были использованы различные способы их первичной обработки и систематизации. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показало хорошее соответствие.

Ключевые слова: *теплофизические исследования, локальные характеристики потока теплоносителя, кризис теплоотдачи, пучки стержней.*

Одним из важнейших факторов, определяющих обеспечение теплотехнической надёжности активной зоны ядерного реактора с водой под давлением, является отсутствие кризиса теплоотдачи в режимах нормальной эксплуатации (НЭ) и при нарушениях нормальной эксплуатации (НЭЭ) [1]. Математически это выражается в величине коэффициента запаса до кризиса теплоотдачи, или DNBR (departure from nucleate boiling ratio), который определяется как отношение величины критического теплового потока (КТП) q_{cr} к фактическому (локальному) тепловому потоку q_{loc} с поверхности твэл в конкретном аксиальном сечении, и в общем случае должен быть больше единицы. Величина КТП при вынужденном течении теплоносителя в каналах зависит от трех параметров потока – относительной энтальпии x, массовой скорости $\rho\omega$ и давления p, т. е. $q_{cr} = f(x, \rho\omega, p)$. Три перечисленных параметра являются локальными параметрами потока в области возникновения кризиса [2].

Для определения величин локальных параметров в практике теплофизических расчётов активных зон водоохлаждаемых реакторов применяют расчётные коды, работающие в так называемом субканальном (ячейковом) приближении. Такие коды, разделяя ТВС на гидравлически связанные параллельные подканалы, а систему подканалов аксиальным слоями на элементарные объёмы, решают систему уравнений и находят основные параметры потока теплоносителя для элементарного объёма. Далее эти параметры подставляются в выбранную корреляцию для КТП. Неопределенность величины КТП в таком случае складывается из двух факторов – неопределённости самой корреляции и неопределённости расчета субканальным кодом локальных параметров теплоносителя. Для определения локальных параметров теплоносителя, таких как скорость, плотность, паросодержание (истинное массовое и объемное), в субканальном коде имеются наборы замыкающих соотношений.

Большинство замыкающих соотношений получены для простых условий течения в обогреваемых трубах и содержат значительное число эмпирических коэффициентов. Таким образом, субканальный код требует валидации по локальным параметрам теплоносителя на экспериментальных данных, которые максимально приближены к условиям в ТВС, чтобы как можно точнее настроить математические модели, и, в итоге, повысить точность определения q_{cr}.

Наиболее приближенными к условиям эксплуатации реальных ТВС являются эксперименты на многостержневых электрообогреваемых моделях, выполняемые на крупномасштабных теплофизических стендах. Однако выполнение таких экспериментов дорогостоящее и представляет сложности при оснащении модели ТВС средствами измерения.

В НИЦ «Курчатовский институт» на теплофизическом стенде КС в рамках исследований КТП на 25-стержневых моделях ТВС-КВАДРАТ разработки АО «ОКБМ Африкантов» [3] были выполнены исследования локальных параметров потока теплоносителя на выходе из зоны обогрева экспериментальных моделей. Исследовались поперечное распределение температуры и скорость теплоносителя в ячейках моделей.

Для исследования температуры применялись термопары, вводимые в поток теплоносителя через специальные капилляры, а для исследования скорости – трубки Пито. Эксперименты проведены в широком диапазоне режимных параметров: давлении теплоносителя от 90 до 170 бар, массовых скоростях от 1500 до 5000 кг/(м^2·с). Исследования выполнены на двух моделях ТВС-КВАДРАТ, состоящих из 24 обогреваемых имитаторов твэлов и одного необогреваемого имитатора направляющего канала стержней СУЗ. Модели различаются между собой наличием перемешивающих решёток (ПР) в пролётах между пластинчатыми дистанционирующими решётками (ПДР).

После первичной обработки экспериментальные данные сравнивались с результатами расчёта по субканальному коду SC-INT [4].

Для каждой термопары определялись коэффициенты полинома, по которому затем вычислялись поправки к измеренному значению температуры. Коэффициенты полинома определялись по результатам аппроксимации величин поправок к показаниям термопар. Поправки определялись как разность показаний термопар и образцовых платиновых термометров в специальных изотермических режимах. Применялись различные способы систематизации и обобщения обработанных экспериментальных данных по температурам, а также сравнения с расчётом: сравнивались как локальная температура в месте установки термопар (т. е. по каждой ячейке), так и усреднённая по орбитам.

На рис. 1 представлено сравнение экспериментальной усредненной по орбитам температуры на выходе из ячеек с аналогичными расчетными значениями. Данные получены на экспериментальной модели ТВС-К, оснащенной РИ ПДР и ПР.

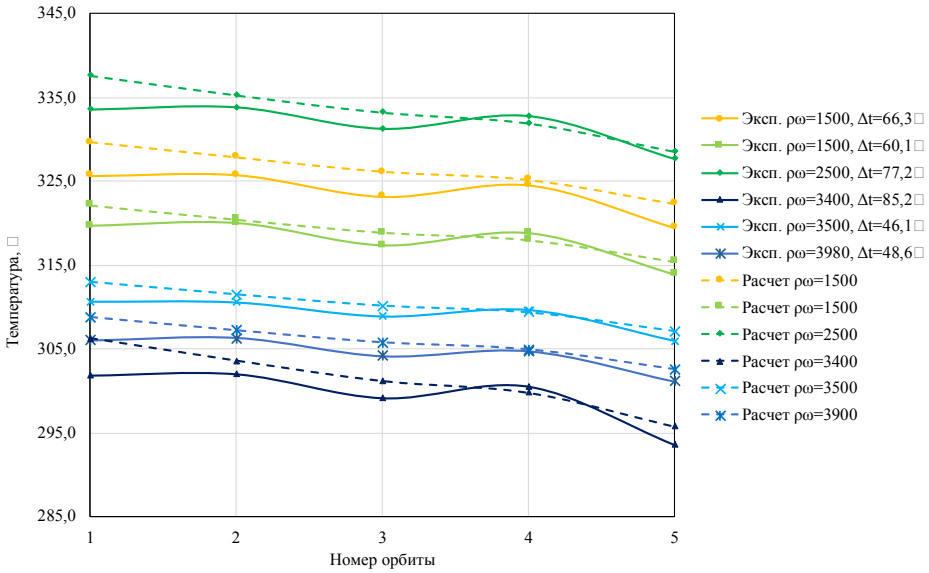


Рис. 1. Сравнение экспериментальных (сплошные линии) и расчетных (штриховые линии) данных по температуре теплоносителя на выходе из модели ТВС-К с ПР, усредненной в рамках орбит, для различных массовых скоростей и подогревов теплоносителя Δt в модели. Экспериментальные точки представлены для давления 15,5 МПа

Видно, что расчетные величины имеют практически линейную зависимость температуры от номера орбиты, снижающуюся от центра к периферии, тогда как экспериментальные значения имеют несколько большую температуру на орбите № 4, чем на предшествующей ей орбите № 3, а также практически одинаковую температуру на орбитах № 2 и № 1, что расчетом не предсказывается. Подобная разница в температурах орбит может объясняться наличием направленных конвективных потоков, вызванных наличием дефлекторов на верхней кромке ПР, тогда как расчетный код в данном случае не учитывает направленный перенос при определении значения подогрева в конкретном подканале. Для рассматриваемой модели средняя величина абсолютного отклонения экспериментальных данных от расчетных для всех режимов составляет $\bar{\Delta} = -1{,}2$ ℃, а СКО $\bar{\sigma} = 1{,}3$ ℃

При сопоставлении результата расчётов скоростей с экспериментальными данными расчётные величины подвергались корректировке для учёта профиля скорости в подканале ТВС по различным методикам, так как трубки Пито измеряют локальную скорость, а результатом расчёта по субканальному коду является средняя по сечению подканалу величина. Результаты сопоставления для измерения скоростей в регулярной ячейке № 16 ($U16$) и периферийной ячейке № 35 ($U35$) в модели ТВС-К без ПР показаны на рис. 2. Видно, что на низких массовых скоростях различие расчета и эксперимента значительное, однако, по мере увеличения скорости, эта разница уменьшается. Также можно видеть, что в эксперименте имеет место заметное различие между скоростью в периферийной ($U35$) и центральной ячейке ($U16$), тогда как в расчете разница между этими скоростями существенно меньше. В диапазоне массовых скоростей от 2500 до 5200 кг/(м^2·с) средняя величина относительных отклонений расчетной скорости от экспериментальной для регулярной ячейки № 35 составила $\bar{\Delta} = -5{,}46\%$, СКО $\bar{\sigma} = 6{,}0\%$; для периферийной ячейки №16 $\bar{\Delta} = 4{,}9\%$, СКО $\bar{\sigma} = 3{,}4\%$. Данные погрешности определены для расчетных данных при их корректировке на профиль скорости в трубе эквивалентного гидравлического диаметра.

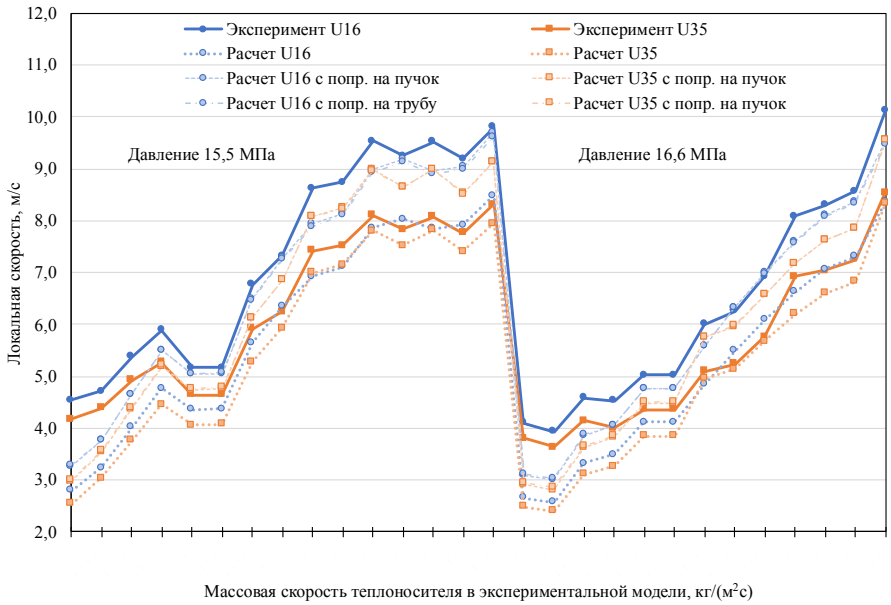


Рис. 2. Сравнение экспериментальных (сплошные линии) и расчетных (пунктирные линии) данных по скоростям теплоносителя на выходе из модели ТВС-К без ПР (для ячеек 16 и 35). Экспериментальные точки представлены для давления 15,5 МПа и различных температур на выходе в модель

В качестве дальнейших путей развития исследований локальных параметров на стенде КС предполагается применение трубок Пито–Прандтля (в которых забор статического и динамического давлений осуществляется практически из одной точки) и разработка процедур их тарировки в трубах, а также проработка установки датчиков локального паросодержания.

В результате выполненных экспериментальных исследований замыкающие соотношения в SC-INT будут доработаны, а сам код будет аттестован на расчёт локальных параметров.

Литература

1. Клемин А. И., Полянин Л. Н., Стригулин М. М. Теплогидравличекий расчет и теплотехническая надежность ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1980. – 261 с.
2. Tong L. S. Boiling heat transfer and two-phase flow. Routledge, 2018.
3. Самойлов О. Б., Носков А. С. и др. Гидродинамические особенности течения теплоносителя за перемешивающей дистанционирующей решеткой ТВС-Квадрат реактора PWR // Теплоэнергетика. 2019. №. 4. С. 32–38.
4. Олексюк Д. А. Разработка и экспериментальное обоснование программы для поячейкового теплогидравлического расчета активных зон реакторов типа ВВЭР: дис. ... канд. техн. наук: 05.14.03. М., 2002. – 194 с.

УДК 621.039.58

СРАВНИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ АВАРИЙ С ПОТЕРЕЙ ОХЛАЖДЕНИЯ БАССЕЙНОВ ВЫДЕРЖКИ РЕАКТОРОВ ТИПА BWR И ВВЭР1000/1200 НА ЭТАПЕ ДО ДЕГРАДАЦИИ ТОПЛИВА

Н. В. Иванова[1], М. М. Бедретдинов[1], О. Е. Степанов[1], А. Г. Каретников[1], К. Шустер[2]

[1]АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», г. Подольск, Россия
[2]Дрезденский технический университет, г. Дрезден, Германия
anata99@mail.ru, stepanov_oe@grpress.podolsk.ru

Приведены результаты новых экспериментов для условий потери охлаждения отработавших тепловыделяющих сборок в прореакторных бассейнах выдержки реакторных установок типа BWR и ВВЭР. Эксперименты выполнены в 2022 г. на установках ALADIN (Германия, РУ типа BWR) и «Стенд повторного залива» (Россия, РУ типа ВВЭР). Сравнение экспериментальных данных, полученных на разных стендах, показало схожее протекание теплогидравлических процессов при кипении воды, оголении и последующем разогреве тепловыделяющих сборок для указанных типов реакторов.

С применением кода КОРСАР/ГП выполнены посттестовые расчёты экспериментов, результаты которых были сравнены с основными экспериментальными данными: динамикой максимальной температуры твэлов и уровня воды. Сравнение данных показало хорошее совпадение результатов расчетов и экспериментов. Оценены их отклонения по моментам начала кипения воды, начала разогрева твэл, моменту достижения и абсолютному значению максимальной температуры твэл.

Результаты работы могут быть использованы для валидации и обоснования применимости теплогидравлических кодов, используемых для анализов безопасности, для условий аварий с потерей охлаждения бассейнов выдержки АЭС с реакторами типа ВВЭР/BWR.

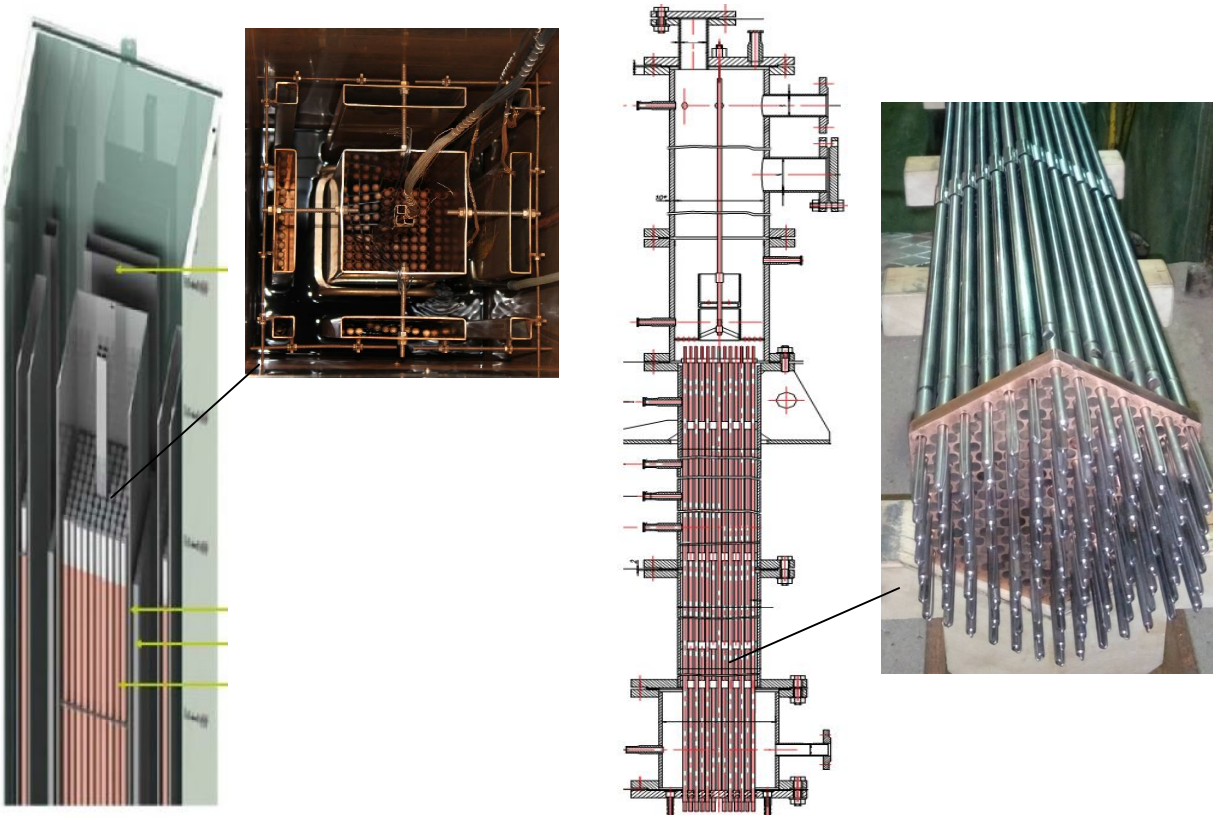
Ключевые слова: *АЭС, бассейн выдержки (БВ), ВВЭР, ТВС, стенд повторного залива (СПЗ), ALADIN, КОРСАР/ГП.*

Экспериментальные исследования теплогидравлических процессов при потере охлаждения топлива в БВ и валидация кодов для этих условий являются актуальной задачей для обоснования безопасности АЭС в постфукусимский период.

Одними из немногих экспериментальных исследований для сценария с потерей охлаждения БВ являются опыты на стендах ALADIN [1]. К преимуществам стенда ALADIN относится моделирование нескольких групп ТВС типа BWR с полноценным опускным участком между ними. В 2021–2022 гг. на нем была выполнена серия новых экспериментов для уровня мощности от 100 до 350 Вт/стержень, а также с учетом подачи воды после оголения греющей части ТВС, при разных начальных уровнях воды. Небольшая часть полученных данных приведена в настоящей работе. К «недостаткам» с точки зрения переноса этих данных на ТВС реакторов ВВЭР-1000/1200 можно отнести отличия в геометрических параметрах пучка ТВС типа BWR и отсутствие головки ТВС. В ОКБ «ГИДПРОПРЕСС» были проведены дополнительные испытания на стенде повторного залива ОКБ «ГИДПРОПРЕСС» [2], часть из полученных экспериментальных данных приведена в настоящей работе. В свою очередь экспериментальная установка стенда повторного залива (СПЗ) не имеет полноценного опускного участка и фактически моделирует теплогидравлические процессы в одиночной ТВС. Поэтому лишь совместное рассмотрение протекания теплогидравлических процессов в обоих стендах может дать комплексную картину процессов в бассейнах выдержки реакторов типа BWR/PWR и ВВЭР-1000/1200.

В настоящей работе представлено описание первого этапа сравнения экспериментальных данных для условий потери охлаждения БВ на стендах ALADIN и СПЗ (общий вид стендов показан на рис. 1). По результатам сравнения получено, что развитие аварий в условиях потери охлаждения бассейнов выдержки BWR и ВВЭР-1000/1200, которые имитируют

стенды ALADIN и СПЗ соответственно, протекают довольно схожим образом: охлаждение твэл как на стадии до начала кипения, так и при выкипании теплоносителя обеспечивают охлаждение твэл за счет естественной циркуляции.



ALADIN Стенд повторного залива

Рис. 1. Экспериментальные установки

Также очень близки уровни воды в момент начала оголения твэл и последующая динамика разогрева твэл (рис. 2). Расчеты хорошо качественно и количественно совпадают с экспериментом как по динамике массового уровня, так и по максимальной температуре оболочки стержня от времени.

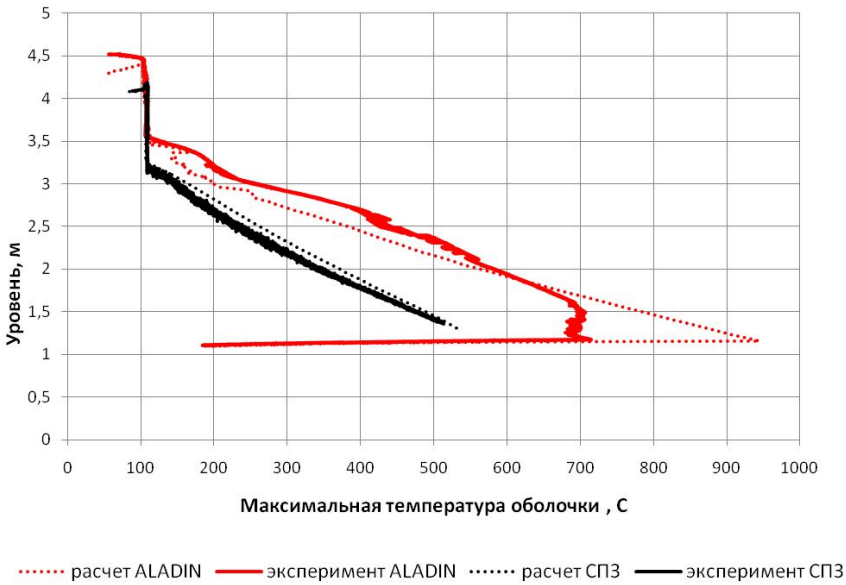


Рис. 2. Зависимости уровня воды от температуры оболочки твэл в ТВС

После разогрева твэл свыше 600 ºС увеличивается влияние теплопотерь излучением на динамику дальнейшего роста температуры и расчеты с применением кода КОРСАР/ГП могут давать более консервативные результаты для этой области. Особенно это было выражено для условий экспериментальной установки ALADIN, открытой сверху и не имеющей головки ТВС.

Средние отклонения результатов расчетов по сравнению с экспериментальными данными по ключевым моментам развития аварии составили: 20,7% – отклонение в определении момента времени начала кипения, 6,2% – отклонение в определении момента времени начала разогрева стержней выше насыщения, 0,1% – отклонение в определении момента времени достижения максимальной температуры, 17,8% – отклонение в определении максимальной температуры.

Продолжение работ может быть направлено на определение погрешности кода на основе обработки всего массива экспериментальных данных с учетом анализа неопределенности, а также исследование протиаварийных мер по подпитке экспериментальных установок водой, эксперименты в условиях ТВС разной мощности и на разных начальных уровнях воды, вплоть до условий полного осушения БВ.

Литература

1. Partmann C. et al. Experimental investigation of the thermal hydraulics of a spent fuel pool under loss f active heat removal conditions // Nuclear Engineering and Design. 2018. Vol. 330. P. 480–487.

2. Мойсин Д. Н., Степанов О. Е. Постестовые расчеты по коду КОРСАР/ГП экспериментов для условий потери охлаждения бассейна выдержки отработавшего ядерного топлива // Сб. докл. XXII междунар. конф. молодых специалистов по ядерным энергетическим установкам. 12–13 апреля 2023 г., Подольск, Россия.

УДК 621.039.517.5

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСИММЕТРИЧНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ НА СТЕНДЕ ПСБ-ВВЭР

Д. Ю. Латкин, Т. И. Крыжановская, И. Г. Петкевич

АО ОКБ "ГИДРОПРЕСС", г. Подольск, Россия
Latkin_DY@grpress.podolsk.ru

Приведены основные результаты расчетно-экспериментальных работ по исследованию естественной циркуляции теплоносителя первого контура реакторной установки ВВЭР, выполненных на стенде ПСБ-ВВЭР. Выполнена валидация теплогидравлического расчетного кода КОРСАР/ГП на основе экспериментов с несимметричной естественной циркуляцией и поочерёдной изоляцией парогенераторов. Исследована возможность возникновения расслоения потока в трубопроводе холодной нитки петли с изолированным парогенератором.

Ключевые слова: *естественная циркуляция, реакторная установка ВВЭР, ПСБ-ВВЭР, расслоение потока, изоляция парогенератора, валидация, теплогидравлические расчетные коды.*

Выполнение экспериментальных исследований на интегральных теплогидравлических стендах является важным этапом в валидации программных комплексов, используемых при обосновании безопасности реакторных установок типа ВВЭР. В процессе развития программных комплексов ТРАП-КС и КОРСАР/ГП большой вклад для валидации внесли эксперименты на стендах ATLAS [1], PKL [2] и ПСБ-ВВЭР [3].

В 2020 году стартовал проект АЯЭ ОЭСР «ETHARINUS» как продолжение серии проектов PKL. В рамках этого проекта на стенде ПСБ-ВВЭР была выполнена серия из четырех экспериментов, объединенных общей идей исследования процессов несимметричной естественной циркуляции в реакторных установках типа ВВЭР.

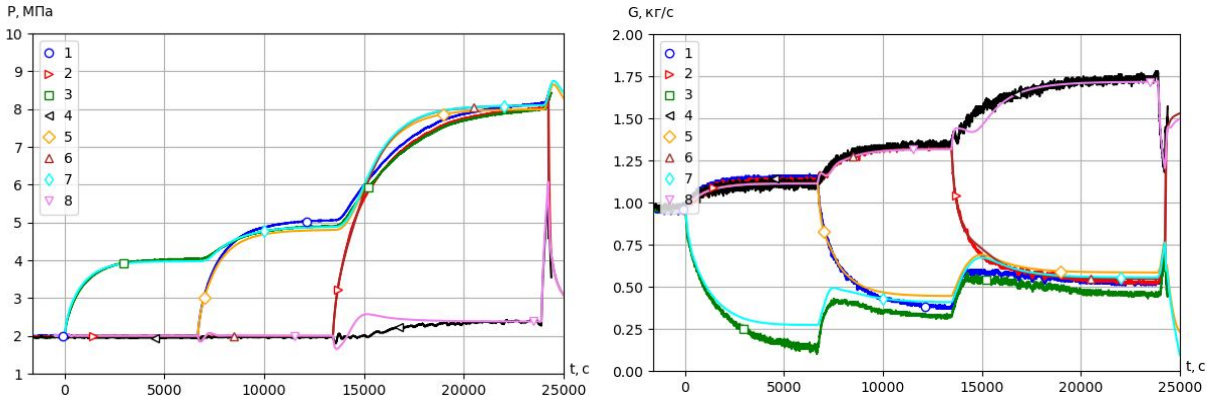
Ситуация с несимметричной циркуляцией характерна для проектных аварий в условиях обесточивания блока АЭС и отказов элементов систем. Несимметричная циркуляция возможна в результате нарушения отвода тепла через один из парогенераторов. Нарушение отвода тепла может быть связано, например, с отказом подачи основной или аварийной питательной воды или ложным закрытием отсечного клапана на паропроводе.

Претестовое моделирование и разработка сценариев экспериментов выполнялась специалистами ОКБ «ГИДРОПРЕСС» с использованием программных комплексов КОРСАР/ГП и ТРАП-КС [4].

Осенью 2022 г. был успешно выполнен первый эксперимент «Закрытие отсечных клапанов на парогенераторах». Цель эксперимента – исследовать изменение расходов естественной циркуляции при последовательном отсечении всех парогенераторов вплоть до полной потери теплоотвода от стенда. На рис. 1 приведены результаты проведенного эксперимента.

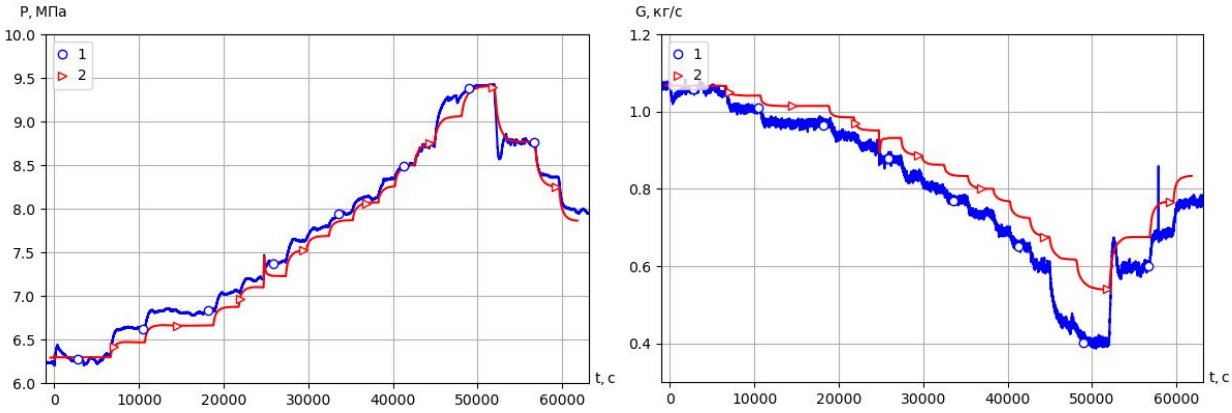
Результаты выполненного посттестового моделирования показали важный результат с точки зрения изучения динамики изменения естественной циркуляции [5]. Было сделано предположение о расслоении потока в трубопроводе холодной нитки на участке, примыкающем к реактору, в петле с отсеченным парогенератором. Данное предположение было подтверждено в дальнейших экспериментах при установке термопар в верхней и нижней частях трубопровода в одном сечении непосредственно на выходе из петли.

В 2023 г. были выполнены эксперименты «Несимметричная естественная циркуляция» и «Расхолаживание стенда в условиях несимметричной естественной циркуляции». Целью первого эксперимента является исследование динамики изменения расходов естественной циркуляции в петлях первого контура при разной отводимой мощности через один парогенератор вплоть до прекращения отвода тепла, на рис. 2 приведены полученные результаты.



а *б*

Рис. 1. Изменение параметров в эксперименте и расчете: *а* – экспериментальные давления в ПГ 1 (1), ПГ 2 (2), ПГ 3 (3), ПГ 4 (4), расчетные давления в ПГ 1 (5), ПГ 2 (6), ПГ 3 (7), ПГ 4 (8); *б* – экспериментальные расходы в петле 1 (1), петле 2 (2), петле 3 (3), петле 4 (4), расчетные давления в петле 1 (5), петле 2 (6), петле 3 (7), петле 4 (8)



а *б*

Рис. 2. Изменение параметров в эксперименте и расчете: *а* – давление в исследуемом ПГ в эксперименте (1) и расчете (2); *б* – расход через петлю с исследуемым ПГ в эксперименте (1) и расчете (2)

Экспериментально изучены следующие явления:

- ступенчатое снижение расхода теплоносителя через петлю при снижении тепловой нагрузки на соответствующий парогенератор;
- изменение параметров первого контура при быстром отсечении парогенератора;
- расслоение потока в трубопроводе холодной нитки.

Осенью 2023 г. ожидается выполнение эксперимента «Авария с потерей теплоотвода от первого контура в состоянии холодного останова».

Экспериментальная программа стенда ПСБ-ВВЭР, а также выполнение претестовых и посттестовых расчетных исследований значительно расширяют валидационную базу теплогидравлических программных комплексов, используемых при обосновании безопасности РУ ВВЭР, в области естественной циркуляции теплоносителя.

Литература

1. Yeon-Sik Kim, Ki-Yong Choi, Chul-Hwa Song, Won-Pil Baek. Overview of the standard problems of the ATLAS facility. Annals of Nuclear Energy. January 2014. Vol. 63. P. 509–524.

2. Martines-Quiroga V., Szogradi M., Schollenberger S. OECD/NEA PKL4 Benchmark Activity. Code assessment of the relevant phenomena associated to the i2.2 (run 3) IBLOCA experiment, Nuclear Engineering Design.

3. Блинков В. Н. и др. Верификация процедур по управлению авариями АЭС с ВВЭР-1000 на стенде ПСБ-ВВЭР // Новое в российской электроэнергетике. 2010. № 11. С. 21–33.

4. Латкин Д. Ю., Петкевич И. Г. Выполнение претестовых расчетов и разработка экспериментальной программы стенда ПСБ-ВВЭР в рамках международного проекта АЯЭ ОЭСР «ETHARINUS» // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2022. № 3. С. 26–33.

5. Латкин Д. Ю., Петкевич И. Г. Результаты посттестового моделирования эксперимента «Закрытие отсечных клапанов при естественной циркуляции» // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2023. № 2.

УДК 621.039.58:532.77

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РАСТВОРИМОСТИ БОРНОЙ КИСЛОТЫ В ПАРЕ НА ПРОЦЕССЫ МАССООБМЕНА В РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКЕ ВВЭР В СЛУЧАЕ АВАРИИ

А. А. Лебезов, А. В. Морозов

Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт имени А. И. Лейпунского, г. Обнинск, Россия

При аварии с разрывом главного циркуляционного трубопровода и потерей источников энергоснабжения отвод тепла от реактора ВВЭР-ТОИ осуществляется пассивными системами. Система пассивного охлаждения активной зоны обеспечивает расхолаживание реактора путем подачи раствора борной кислоты с концентрацией 16 г H_3BO_3/кг H_2O. В таком случае могут возникнуть условия для возможной кристаллизации борной кислоты в реакторе, что может привести к нарушению теплоотвода от активной зоны. Удаление борной кислоты из реактора за счет растворимости в паре может значительно снизить риск ее кристаллизации. Для оценки влияния этого процесса на концентрацию H_3BO_3 в активной зоне реактора ВВЭР в случае аварии был выполнен расчетный анализ.

Ключевые слова: *борная кислота, растворимость, пар, накопление, ВВЭР, авария.*

В случае аварии отвод остаточного тепловыделения от реактора ВВЭР-ТОИ в течение 72 ч с момента начала аварии осуществляется за счет работы системы пассивного залива активной зоны и системы пассивного отвода тепла. Система пассивного залива активной зоны ВВЭР-ТОИ состоит из трех ступеней гидроаккумуляторов (ГЕ-1, ГЕ-2 и ГЕ-3), которые подают в реактор раствор борной кислоты с концентрацией 16 г/кг H_2O [1]. Из-за продолжительности аварийного процесса могут возникнуть условия для кристаллизации борной кислоты в активной зоне. Это может привести к образованию хлопьев борной кислоты или появлению отложений на внутренних поверхностях реактора, что может привести к ухудшению теплосъёма с поверхности твэлов [2]. Учитывая важность данного процесса для охлаждения активной зоны, была выполнена расчетная оценка изменения концентрации H_3BO_3 в реакторе при аварии, в которой не учитывалась растворимость борной кислоты в паре, выходящем из реактора [3]. Для снижения консерватизма полученных результатов необходимо проведение расчетного анализа, учитывающего унос H_3BO_3 за счет процесса растворимости в паре, характеристики которого были получены экспериментально [4].

При моделировании массопереноса борной кислоты в активной зоне были решены уравнения материального и энергетического баланса. В качестве исходных данных были использованы параметры систем ГЕ-2 и ГЕ-3 и закон изменения мощности остаточного тепловыделения (N_{RC}) в реакторе. Для расчета реактор был разделен на две части: объем активной зоны (RC) и объем напорной камеры реактора (RPC). Концентрация борной кислоты в активной зоне реактора рассчитывалась по следующему уравнению:

$$C_i(\mathrm{H_3BO_3}) = \frac{(m_{\mathrm{RC}} + m_{\mathrm{RPC}})C_{i-1} + \Delta \mathrm{m_{in}(H_3BO_3)}}{m_{\mathrm{RC}} + m_{\mathrm{RPC}} + \Delta m_{\mathrm{in}}(\mathrm{solution}) - \Delta m_{\mathrm{S}}(\mathrm{H_2O})}, \quad (1)$$

где m_{RC} и m_{RPC} – массы раствора борной кислоты в активной зоне реактора и в напорной камере, $\Delta m_{\mathrm{in}}(\mathrm{H_3BO_3})$ – масса бора, поступающего в реактор из систем ГЕ-2 и ГЕ-3, $\Delta m_{\mathrm{in}}(\mathrm{solution})$ – суммарная масса раствора борной кислоты, поступающего из систем ГЕ-2 и ГЕ-3 и конденсата из парогенератора (ПГ), $\Delta m_{\mathrm{S}}(\mathrm{H_2O})$ – масса воды, испарившейся в реакторе за период времени $\Delta\tau$.

Результаты расчета концентрации раствора борной кислоты в активной зоне реактора представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, если растворимость борной кислоты в паре не учитывается, то её концентрация в конце 72 ч аварии будет равна ~1,13 кг/кг H_2O, что значительно превышает предельную концентрацию H_3BO_3 (C_{lim}), которая при рассматриваемых параметрах составляет около 0,415 кг/кг H_2O. Если принять во внимание растворимость борной кислоты в паре, то величина конечной концентрации H_3BO_3 в активной зоне уменьшается на 15% и составляет 0,96 кг/кг H_2O.

Как упоминалось ранее, отложения борной кислоты в активной зоне оказывают существенное влияние на теплообмен во время аварии, поэтому также была рассчитана масса осадка H_3BO_3. Результаты приведены на рис. 2. Как видно из графика, масса твердой фазы борной кислоты в активной зоне реактора в конце 72-часовой аварии составляет около 7150 кг без учета растворимости в паре. Если учесть этот процесс, то расчетная масса отложений борной кислоты в активной зоне уменьшается до 5900 кг.

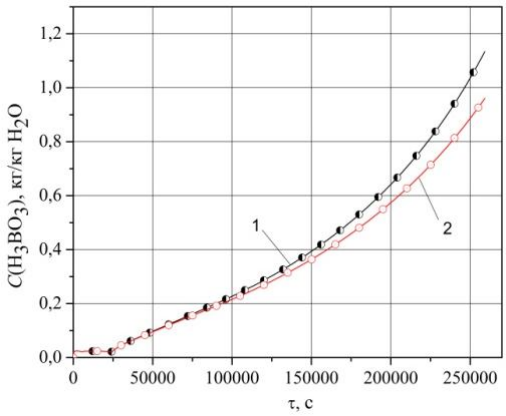


Рис. 1. Изменение концентрации раствора борной кислоты в активной зоне ВВЭР: 1 – без растворимости борной кислоты в паре, 2 – с растворимостью

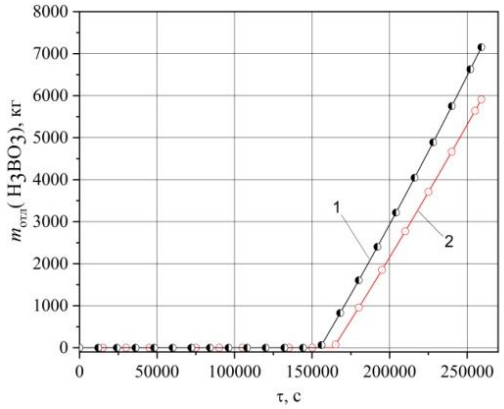


Рис. 2. Изменение массы отложений борной кислоты в реакторе ВВЭР: 1 – без растворимости борной кислоты в паре, 2 – с растворимостью

Проведенное расчетное моделирование позволило учесть влияние растворимости борной кислоты в паре, образующегося в реакторе ВВЭР в случае аварии, на процессы массопереноса в активной зоне. Было установлено, что благодаря этому процессу происходит значительное уменьшение массы осадка борной кислоты, что снижает риск ухудшения теплоотвода от тепловыделяющих элементов. В дальнейшем необходимо проведение экспериментальных исследований массообмена борной кислоты с параметрами, характерными для аварийной ситуации в реакторе ВВЭР.

Литература

1. Лебезов А. А., Кузина Ю. А., Морозов А. В. Применение борной кислоты в водоохлаждаемых реакторах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-реакторные константы. 2023. Вып. 2. С. 146–165.

2. Vaghetto R., Childs M., Kee E., Hassan Y. A. Observations and measurements of boric acid precipitation scenarios // Progress in Nuclear Energy. 2016. Vol. 91. P. 302–309.

3. Morozov A. V., Pityk A. V., Ragulin S. V., Sahipgareev A. R., Soshkina A. S., Shlepkin A. S. Effect of mass transfer processes on accumulation and crystallization of boric acid in WWER core in emergency cases // J. of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 899. P. 092010.

4. Morozov A. V., Pityk A. V., Sahipgareev A. R., Shlepkin A. S. Experimental study of solubility of boric acid in steam at boiling // J. of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1105. P. 012056.

УДК 621.039.58

ВАЛИДАЦИЯ CFD МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОГО СМЕШЕНИЯ В ПРИЛОЖЕНИИ К ВОДОРОДНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

А. В. Литышев, А. В. Николаева, С. И. Пантюшин

АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», г. Подольск, Россия

Для моделирования процессов в защитной оболочке атомной электростанции на сегодняшний момент преимущественно применяются интегральные коды, в основе которых лежат подходы в приближении сосредоточенных параметров. Однако для решения ряда исследовательских и практически важных инженерных задач такие подходы часто не применимы. В этом случае целесообразно использование подходов в приближении распределенных параметров, таких как CFD. В соответствии с требованиями нормативной документации в атомной области применяемые коды должны быть верифицированы и валидированы. В настоящем исследовании показаны особенности разработки CFD моделей и некоторые результаты их верификации и валидации для решения задач турбулентного смешения в больших объемах на основе экспериментальных данных по ряду международных исследований.

Ключевые слова: *тяжёлая авария; ВВЭР; CFD моделирование.*

Большинство аварий, связанных с водородной безопасностью, начинается с утечки водорода, его распространения в воздушном (паровоздушном) пространстве с последующей детонацией или дефлаграцией, что может повредить оборудование и поставить в опасность жизнь и здоровье обслуживающего персонала.

На настоящий момент распространение водорода в контейнменте в ходе тяжелой аварии на атомных электростанциях моделируется интегральными кодами (расчетный код (РК) СОКРАТ для моделирования первого и второго контуров реакторной установки и РК АНГАР или РК КУПОЛ для моделирования контейнмета). Интегральная постановка задачи не дает представления о распределении локальных параметров, которые могут характеризоваться более опасными концентрациями водорода с точки зрения его детонации/дефлаграции. Для этих целей рационально применять трехмерные подходы. Например, CFD (computational fluid dynamic).

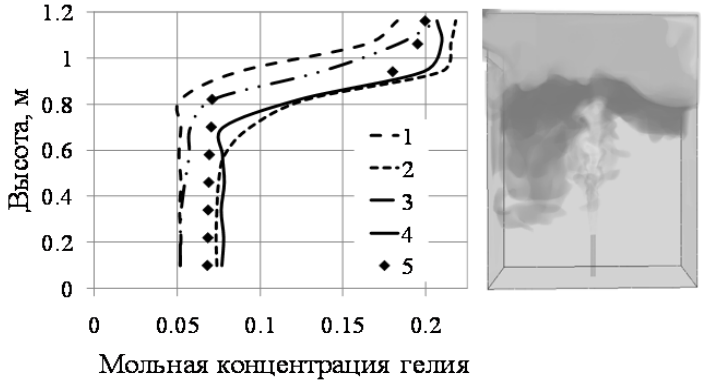
В атомной отрасли можно выделить следующие проекты, посвященные валидации CFD кодов в части распространения водорода в больших объемах:

– международный проект HyIndoor на основе экспериментальных исследований по водородной безопасности CEA (Франция);
– проект Gamelan (CEA) [1, 2];
– OECD/NEA-PSI CFD BENCHMARK (PANDA facility) [3];
– проект OECD/NEA Hyimeris и другие.

В данном исследовании представлены результаты моделирования распространения гелия в замкнутом пространстве с различными вариантами впрыска и вентиляции гелия, который используется в качестве безопасной замены водорода в экспериментальных исследованиях. Проведено моделирование процессов для трех экспериментальных исследований в диапазоне от переходного до развитого турбулентного режима течения, с различными числами Фруда (который определяет режим распространения гелия в воздушном пространстве). Исследованы процессы стратификации и эрозии стратифицированного слоя гелия. Исследование включает в себя некоторые результаты проекта OECD/NEA-PSI PANDA benchmark и проекта Gamelan.

Проведен анализ применимости для данного класса задач различных моделей турбулентности, реализованных в рамках коммерческих кодов STAR-CD, STAR-CCM+, ANSYS CFX и различных типов сеточных моделей (полиэдрические и гексаэдрические размером от 12 до 263 тыс. контрольных объемов на 1 м^3 расчетной области).

Сопоставление результатов численных исследований с экспериментальными данными показало хорошее совпадение. В частности, для переходного и турбулентного режимов погрешность результатов численных исследований лежит в диапазоне от 5 до 15% для всех рассмотренных моделей турбулентности (в качестве примера на рисунке приведены результаты моделирования с применением различных РК и моделей и экспериментальные данные). Это указывает на применимость CFD методов для проблем водородной безопасности в рассматриваемом диапазоне физических явлений.



Сопоставление распределений мольных концентраций гелия по высоте модели в установившемся режиме (t = 400 с), полученных в результате расчетов (1–4) и в рамках эксперимента (5) (истечение среды при Re = 2863, эксперимент E4): 1 – SAS SST (Ansys CFX); 2 – k-ω SST (STAR-CD); 3 – LES WALE (star-ccm+); 4 – k-ω SST (star-ccm+)

Литература

1. Cariteau B., Tkatschenko I. Experimental study of the effects of vent geometry on the dispersion of a buoyant gas in a small enclosure // ICHS 2011. San Francisco, USA, 2011

2. Rapport DM2S/SFME/LEEF RT/2010-016/A: Rep. / CEA ; Executor: B. Cariteau: 2010. Andreani M., Badillo A., Kapulla R. SYNTHESIS OF THE OECD/NEA-PSI CFD BENCHMARK EXER-CISE/CFD4NRS-5. Zurich, Switzerland, 2014.

УДК 621.039.5

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРОВ С ШАРОВЫМИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ»

А. И. Малиновский

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

С помощью сопряженной численной модели с использованием метода дискретных элементов исследованы теплогидравлические характеристики активной зоны реактора с шаровыми тепловыделяющими элементами (ТВЭЛ). Обнаружена существенная радиальная неоднородность температуры теплоносителя на выходе из активной зоны. Перепад температуры составляет до 450 К при среднем разогреве 500 К. Исследован эффект от неоднородности мощности тепловыделения, связанный с выгоранием топлива при многократном прохождении через активную зону реактора. В штатном режиме работы разница в максимальной температуре отдельных ТВЭЛ составила до 40 К, что обеспечивается высокими коэффициентами конвективного и радиационного теплообмена. Проведено численное моделирование вероятной аварии – отключения прокачки теплоносителя с потерей давления в первом контуре. Показано, что максимальная температура ТВЭЛ в таком сценарии (1760 К) не превышает безопасного предела 1890 К.

Ключевые слова: *радиационный теплообмен, метод дискретных элементов.*

Численное моделирование активной зоны реакторов традиционно выполняется в парадигме континуального подхода с использованием эффективных коэффициентов переноса [1]. Такой способ описания упрощает решение за счет пренебрежения эффектами на масштабах отдельных частиц, где реальные коэффициенты переноса становятся разрывными функциями координаты.

Сопряжение континуального расчета гидродинамики с методом дискретных элементов для расчета эволюции отдельных твердых частиц позволяет приблизить свойства численной модели к реальным системам. С его помощью можно вычислять состояния и потоки в системе на уровне отдельных ТВЭЛ [2]. Это позволяет увеличить точность, эвристичность и надежность расчетов за счет учета эффектов на масштабах порядка радиуса частиц и отказа от эмпирических моделей эффективных коэффициентов переноса в гетерогенных системах.

В высокотемпературных ядерных реакторах с газовым теплоносителем и шаровыми тепловыделяющими элементами (ТВЭЛ) сочетаются сразу несколько факторов, увеличивающих важность учета переноса тепла на масштабах отдельных частиц. Это высокая температура (до 1800 К) в активной зоне вкупе с высокими перепадами температуры по слою, а также сильно зависящие от температуры удельные коэффициенты теплопроводности веществ. Мощность тепловыделения отдельных ТВЭЛ также может существенно меняться при расходовании радиоактивного топлива в них.

При моделировании теплообмена учитывались конвективный (согласно [3]), радиационный [4] и кондуктивный механизмы теплообмена в слое, причем последний учитывал не только проводимость непосредственно по контакту частиц, но и по газовой прослойке в его окрестности. Режимные и геометрические характеристики были выбраны соответствующими реактору HTR-PM [1, 5]. Для расчета тепловых источников использовалась рассчитанная в [6] плотность нейтронного потока и задаваемая случайной функцией с заданным распределением степень выгорания отдельных ТВЭЛ. В результате моделирования получено пространственное распределение температуры в активной зоне. Обращает на себя внимание радиальная неоднородность температуры теплоносителя на выходе их активной зоны (рис. 1), обусловленная концентрированием тепловыделения в центральных областях активной зоны благодаря конфигурации нейтронного поля.

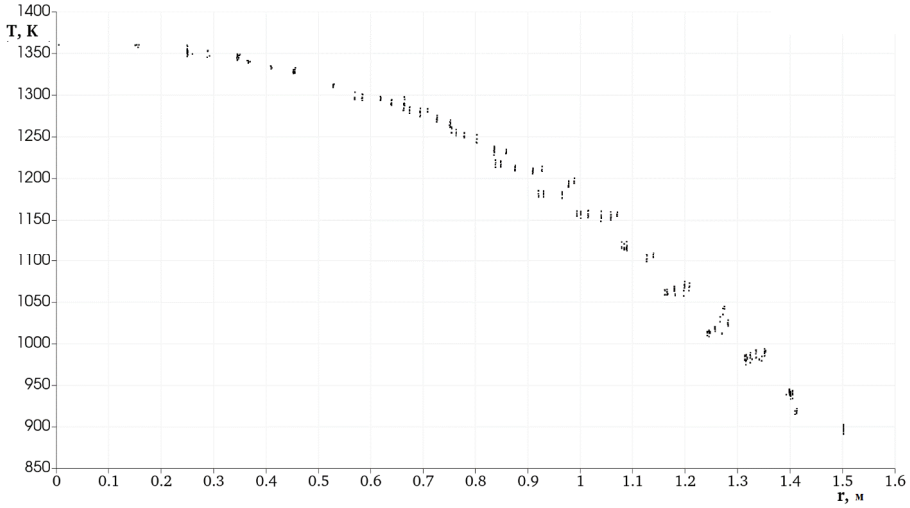


Рис. 1. Радиальное распределение температуры теплоносителя на выходе из активной зоны в штатном режиме

На рис. 2 можно видеть, что вариация тепловой мощности на отдельных ТВЭЛ из-за неравномерного выгорания (по нашей оценке разница до 4 раз локально и более порядка в разных частиях слоя) не приводит к существенному локальному различию в температуре благодаря высоким коэффициентам конвективного и радиационного теплообмена. В штатном режиме работы разница в температуре отдельных ТВЭЛ в локальной окрестности составила до 40 К, что существенно меньше радиальных и аксиальных перепадов температуры в активной зоне.

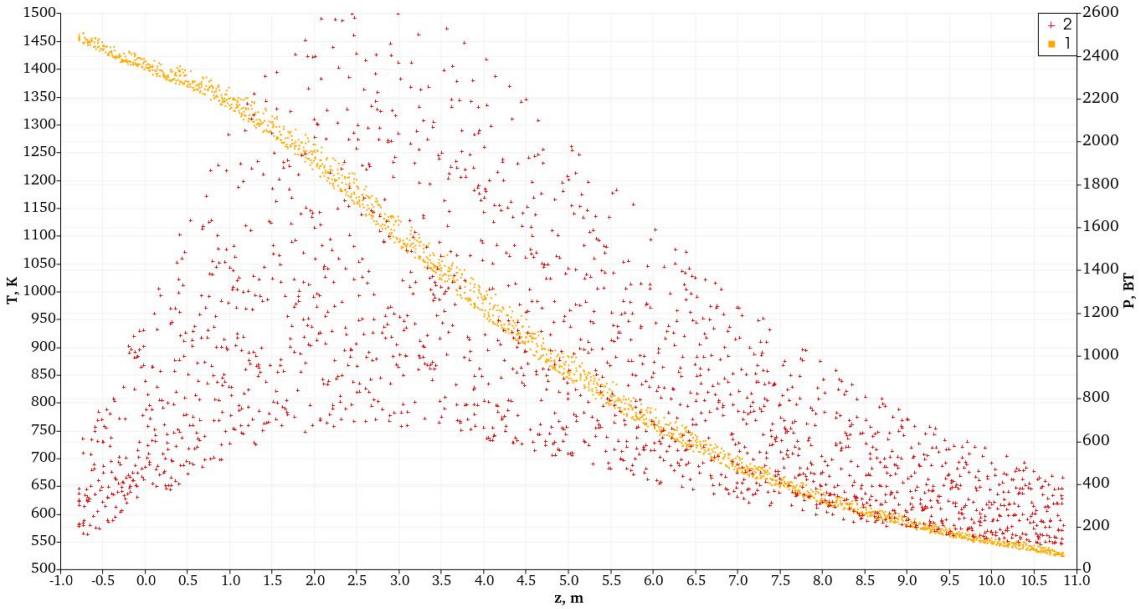


Рис. 2. График аксиального распределения температуры и мощности отдельных ТВЭЛ с учетом выгорания в активной зоне возле продольной оси: 1 – температуры ТВЭЛ, 2 – тепловая мощность ТВЭЛ

Проведено численное моделирование вероятной аварии – отключения прокачки теплоносителя с потерей давления в первом контуре. Падающая зависимость мощности тепловыделения заглушенного реактора от времени использовалась согласна закону Рэя–Вигнера, как в [1]. В такой ситуации система обладает существенной тепловой инерцией, поскольку теплоемкость как самого топлива, так и различных слоев корпуса до аварийной системы пассивного охлаждения велика. В результате отсутствия вынужденной прокачки конвективный

теплообмен становится незначительным, что приводит к перераспределению температуры в активной зоне. В частности, максимальное значение температуры в слое растет до 10^5 с от момента аварии и перемещается с нижнего края к центру активной зоны. Показано, что для проекта HTR-PM максимальная температура ТВЭЛ в таком сценарии (1760 К) не превышает безопасного предела 1890 К.

Литература

1. Zheng Y., Stempniewicz M. M., Chen Z., Shi, L. Study on the DLOFC and PLOFC accidents of the 200 MWe pebble-bed modular high temperature gas-cooled reactor with TINTE and SPECTRA codes // Annals of Nuclear Energy. 2018. Vol. 120. P. 763–777.

2. Chen L., Wang C., et al. A DEM-based heat transfer model for the evaluation of effective thermal conductivity of packed beds filled with stagnant fluid: thermal contact theory and numerical simulation // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 132. P. 331–346.

3. Achenbach E. Heat and flow characteristics of packed beds // Experimental Thermal and Fluid Sciences. 1995. Vol. 10. P. 17–27.

4. Малиновский А. И. Метод расчета теплопереноса излучением в засыпках сферических частиц // Докл. НАН Беларуси. 2019. Т. 63, № 6. С. 680–688.

5. Zheng Y., Shi L., Dong Y. Thermohydraulic transient studies of the Chinese 200 MWe HTR-PM for loss of forced cooling accidents // Annals of Nuclear Energy. 2009. Vol. 36. P. 742–751.

6. F. Chen, Z. Han Steady-state thermal fluids analysis for the HTR-PM equilibrium core // Int. J. of Advanced Nuclear Reactor Design and Technology. 2021. Vol. 3. P. 11–17.

УДК 621.039

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СМЕШЕНИИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ТРОЙНИКОВОМ УЗЛЕ

Н. В. Мацин, Р. Р. Рязапов, А. Е. Соборнов, А. В. Котин

Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия

Рассмотрено экспериментальное исследование и численное моделирование процесса смешения потоков теплоносителя с различными температурами. Экспериментальный участок – тройниковый узел, предназначенный для организации локального термоциклического нагружения конструкционного материала экспериментального образца. В ходе экспериментального исследования получены временные реализации пульсаций температуры в области смешения потоков и на их основе определены статистические и спектральные характеристики. Расчетное определение реализаций пульсаций температуры и скорости осуществлялось в программном комплексе Ansys Fluent на блочно-структурированной сеточной модели. Проведен сравнительный анализ полученных расчетно-экспериментальных данных.

Ключевые слова: *пульсации температуры, смешение потоков, теплоноситель, экспериментальное исследование, численное моделирование, тройниковый узел.*

Процессы теплообмена в различных элементах контуров ядерных энергетических установок (ЯЭУ) протекают, как правило, при турбулентном режиме движения теплоносителя. В свою очередь высокая степень турбулентности является причиной формирования крупномасштабных энергонесущих вихревых структур. Особый интерес для детального исследования представляют процессы смешения потоков теплоносителя с различными температурами. Специфика процесса смешения требует проведения комплексных расчетно-экспериментальных исследований для выявления особенностей переноса импульса и тепла турбулентными вихрями. Наличие при этом пульсаций скорости и, следовательно, температуры ведет к возникновению термоциклических нагрузок на элементы конструкций теплообменного оборудования, что может приводить к преждевременному исчерпанию их нормативного срока службы в результате усталостного разрушения. В связи с этим важными этапами при исследовании процесса смешения потоков с разными температурами являлись:

1) расчетно-экспериментальное определение статистических и спектральных характеристик пульсаций температуры;

2) расчетное определение характеристик пульсаций скорости и их корреляция с термопульсациями, которое имеет место при высокой степени качественного и количественного совпадения результатов первого этапа.

С целью валидации разрабатываемой расчетной методики оценки влияния случайных термоциклических нагрузок на ресурсные характеристики конструкционных материалов оборудования ЯЭУ в НГТУ им. Р. Е. Алексеева на стенде, имитирующем водо-водяную реакторную установку, проводится исследование нестационарного температурного поля, обусловленного пульсационными процессами, возникающими при смешении потоков теплоносителя [1, 2]. Экспериментальный участок представляет собой тройниковое соединение, оснащенное комплектом из десяти микротермопреобразователей (рис. 1). Диапазоны режимных параметров экспериментального исследования: давление теплоносителя P = 9,5–10,5 МПа, температура горячего потока T_h = 250–285 ºС, температура «холодного» потока T_c = 35–60 ºС, число Рейнольдса для горячего потока $\mathrm{Re_h} = 3{,}9\cdot10^4–5{,}4\cdot10^4$, число Рейнольдса для холодного потока $\mathrm{Re_c} = 9{,}8\cdot10^2–2{,}2\cdot10^3$. В ходе варьирования параметров экспериментального исследования за базовый режим был принят режим с параметрами: P = 10 МПа; T_h = 285 ºС; T_c = 35 ºС;

$Re_h = 5{,}4 \cdot 10^4$; $Re_c = 1{,}1 \cdot 10^3$. При данных режимных параметрах наблюдается наибольшая интенсивность пульсаций температуры.

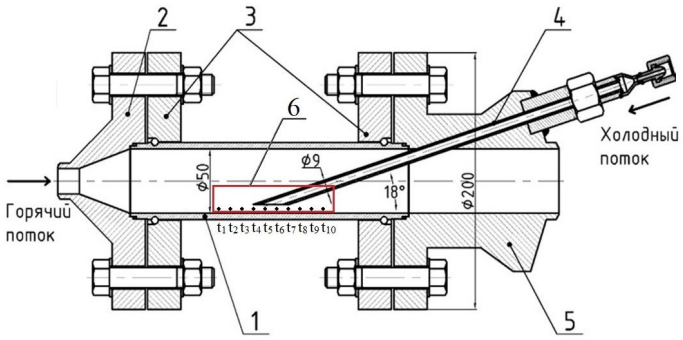


Рис. 1. Экспериментальный участок: 1 – экспериментальная модель; 2 – направляющий фланец; 3 – фланец накидной; 4 – периферийная труба; 5 – фланец; 6 – зона интенсивного смешения потоков; t_1–t_{10} – микротермопреобразователи

Моделирование процесса смешения и определение характеристик пульсаций температуры и скорости производилось в программном комплексе Ansys Fluent. Сеточная модель, построенная на основе блочной топологии в программном модуле ICEM CFD, содержит ~15 млн гексаэдров. Выбор гексаэдрической сетки обусловлен стремлением к снижению численной диффузии при решении дифференциальных уравнений. Так как предварительная обработка экспериментальных данных показала, что в области смешения спектр энергии термопульсаций сгруппирован в низкочастотной области, следовательно, перенос кинетической энергии турбулентности и тепла осуществляется преимущественно крупномасштабными вихревыми структурами. В данных условиях рационально использовать вихреразрешающие модели турбулентности (Large Eddy Simulation, LES) с подсеточной моделью локальной вихревой вязкости, адаптированной для пристеночных течений (Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity, WALE). По сравнению с общеизвестной моделью Смагоринского, WALE наименее требовательна к размеру пристеночной ячейки и обеспечивает затухание подсеточной вязкости в пристеночной области в соответствии с асимптотическими соотношениями теории пограничного слоя [3]. Шаг по времени выбирался согласно условию устойчивого численного решения дифференциальных уравнений Куранта–Фридрихса–Леви ($CFL \leq 1$) и составил 0,002 с. В качестве граничных условий на входах задавались профиль скорости и турбулентные характеристики потока, предварительно посчитанные на k-w SST модели турбулентности и соответствующие стабилизированному течению теплоносителя.

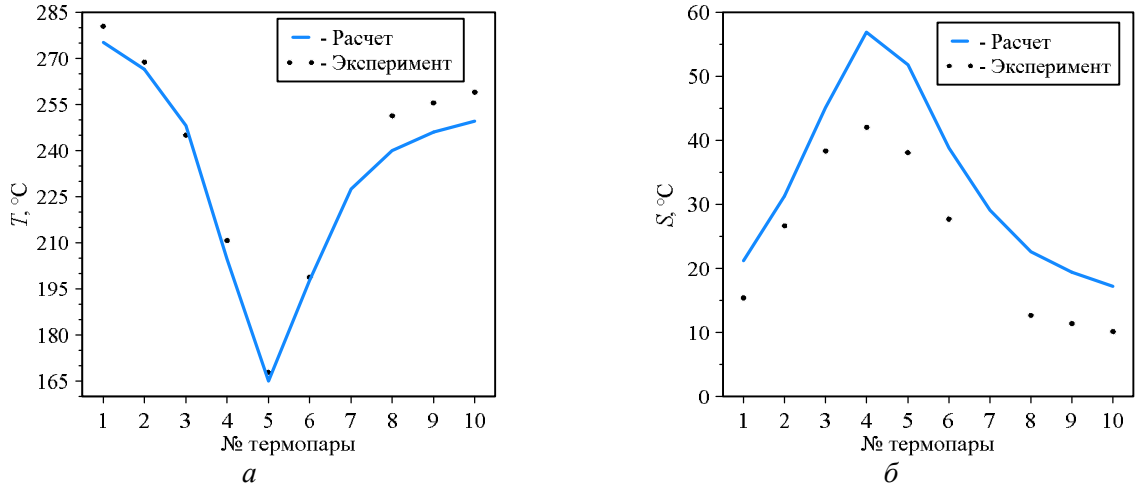


Рис. 2. Осредненные характеристики температурного поля: *а* – осредненный во времени профиль температуры потока; *б* – профиль интенсивности пульсаций температуры

Статистические (рис. 2) и спектральные характеристики термопульсаций показали качественное и, в ряде случаев, количественное сходство результатов численного моделирования и экспериментального исследования. Относительное отклонение расчетного осредненного во времени профиля температуры не превышает 7% от экспериментального. Расчетный и экспериментальный энергетические спектры термопульсаций в зоне, расположенной под срезом периферийной трубы, имеют характерные пики в области частот от 0,1 до 0,6 Гц. В результате анализа взаимной спектральной плотности мощности пульсаций полей скорости и температуры теплоносителя прослеживается их взаимосвязь в области частот от 0,15 до 0,5 Гц.

Литература

1. Дмитриев С. М., Мамаев А. В., Рязапов Р. Р. и др. Экспериментальные исследования температурных пульсаций при смешении неизотермических потоков теплоносителя в элементах оборудования ЯРУ // Изв. ВУЗов. Ядерная энергетика. 2019. № 2. С. 117–127.

2. Дмитриев С. М., Рязапов Р. Р., Мамаев А. В. и др. Измерение температурного и напряженно-деформированного состояний трубного образца при воздействии локальных стохастических температурных пульсаций // Приборы и методы измерений. 2019. Т. 10, № 1. С. 53–60.

3. Снегирёв А. Ю. Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений: учеб. пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. – 143 с.

УДК 621.039.58

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕЖИМОВ НОРМАЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ И АВАРИИ С ПОТЕРЕЙ ТЕПЛООТВОДА ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ВОДО-ВОДЯНОГО РЕАКТОРА МАЛОЙ МОЩНОСТИ НА ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Д. Н. Мойсин, О. Е. Степанов, М. М. Бедретдинов, М. А. Быков

АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», г. Подольск, Россия

Современные условия развития атомной энергетики диктуют необходимость диверсификации проектов новых энергоблоков АЭС, отличающихся от ранее построенных гибкостью к требованиям заказчика и системами безопасности, основанными на полностью пассивных принципах. В настоящей работе приведены результаты расчетов теплогидродинамики новой интегральной модульной реакторной установки с естественной циркуляцией теплоносителя ВВЭР-И. Расчеты выполнены с применением аттестованного для анализов безопастности кода КОРСАР/ГП как для режима нормальной эксплуатации, так и для аварийного сценария с полным обесточиванием АЭС. Показано, что разработанный проект реакторной установки имеет существенный потенциал для форсирования мощности без принципиального изменения конструкции. Предусмотренные в проекте пассивные системы безопастности способны надежно отводить тепло от активной зоны при долговременной потере всех источников электроснабжения АЭС и без вмешательства оператора. Результаты работы могут быть использованы при проектировании новых проектов реакторов типа ВВЭР с естественной циркуляцией теплоносителя, включая разработку пассивных систем безопасности.

Ключевые слова: *малый модульный реактор, КОРСАР, безопасность АЭС, ядерная энергетика, естественная циркуляция.*

ММР представляют собой реакторы нового поколения, предназначенные для выработки электроэнергии до 300 МВт, компоненты и системы которых могут быть изготовлены в цеху, а затем транспортированы в виде модулей на места для установки по мере необходимости. Помимо России и США, где ведутся разработки сразу нескольких проектов ММР, а также прорабатываются меры государственной поддержки таких проектов, свои концепции реакторов малой мощности реализуют Япония, Китай, Южная Корея, Франция, Германия, Италия, Аргентина, Бразилия, Нидерланды, Индонезия и др. Заинтересованность в объектах малой атомной энергетики во многих странах подкрепляется наличием проектных разработок: «NuScale», «mPower» (США), IMR (Япония), SMART (Республика Корея) и др. [1–4].

В большинстве конструкций ММР используются усовершенствованные самодействующие системы безопасности и их можно рассматривать как одномодульную, так и многомодульную установку. Разрабатываются ММР для всех основных линий реакторов: водо-водяных, высокотемпературных газоохлаждаемых, жидкометаллических, натриевых и газоохлаждаемых реакторов со спектром быстрых нейтронов, жидко-солевых реакторов. Ключевым направлением развития ММР является удовлетворение потребности в гибком производстве электроэнергии для более широкого круга пользователей и предназначены, в том числе для замены устаревших электростанций, работающих на ископаемом топливе.

В 2022 г. в ОКБ «ГИДРОПРЕСС» началась разработка эскизного проекта новой интегральной модульной реакторной установки с естественной циркуляцией теплоносителя ВВЭР-И [5]. С использованием инженерных методик были выполнены теплогидравлические расчеты по выбору основных размеров контура циркуляции и парогенератора [6].

В настоящей работе для моделирования теплогидравлических процессов в РУ ВВЭР-И использовался широко применяемый в анализах безопасности АЭС интегральный код КОРСАР/ГП, который позволяет моделировать одно- и двухфазные потоки в стационарных и нестационарных условиях.

Расчетная схема для моделирования теплогидравлических процессов в основном оборудовании интегральной реакторной утановки (в границах корпуса реактора), разработанная для кода КОРСАР/ГП приведена на рис. 1.

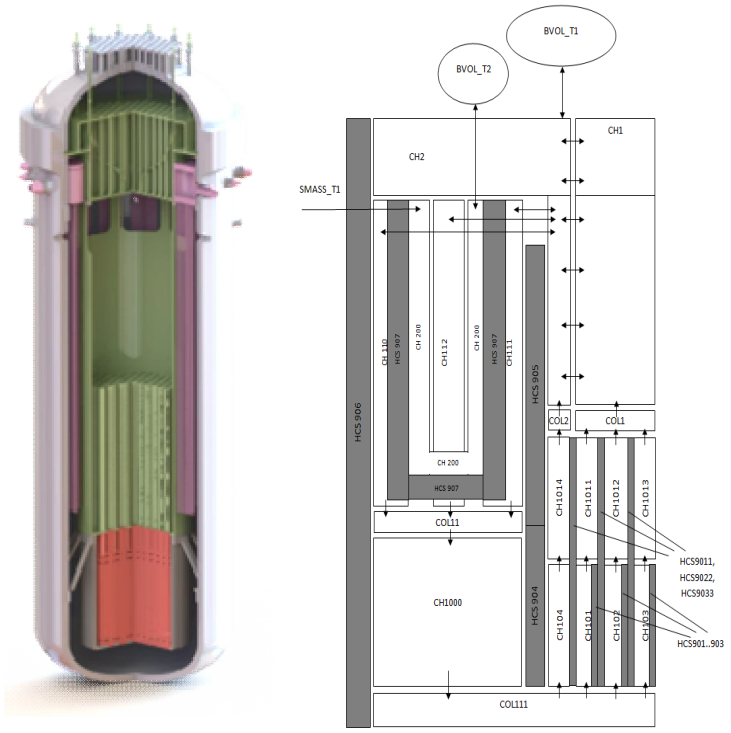


Рис. 1. Эскиз и расчетная схема реакторной установки для кода КОРСАР/ГП: CH101-103 и HCS901-903 – ТВС, HCS9011, HCS 9022, HCS 9033 – чехлы ТВС, CH104 – межчехловое пространство активной зоны, CH1011-1013 – тяговые трубы над ТВС, CH1014 – межтрубное пространство над активной зоной, HCS904 и HCS905 – выгородка активной зоны и шахта, CH1 и CH2 – внутреннее пространство шахты, CH110, CH111 и CH112 – ПГ по первому контуру, CH1000 – пространство кольцевого зазора, COL111 моделирует пространство под активной зоной, CH200 – ПГ по второму контуру, HCS907 – теплообменные трубы ПГ, SMASS_T1 – подача питательной воды в ПГ, BVOL_T1 и BVOL_T2 – граничные условия в КД и на выходе из ПГ

Результаты расчета основных параметров реактора для режима нормальной эксплуатации в зависимости от номинального уровня мощности представлены в таблице. Показано, что разработанная конструкция реактора позволяет форсировать мощность отдельного модуля от 250 до 400 МВт тепловых без существенного изменения конструкции, а только лишь увеличивая длину теплооменной поверхности парогенераторов (и высоту корпуса реактора).

Влияние тепловой мощности на параметры РУ

Параметры	Тепловая мощность реактора, МВт		
	250	300	400
Высота корпуса реактора, м	13.4	14.4	15.4
Расход через активную зону, кг/с	811	915	1100
Температура на выходе из активной зоны, °С	310	309	313
Температура пара на выходе из парогенератора, °С	300	292	289

Также была промоделирована авария с полным обесточиванием и наложением отказа систем пассивного отвода тепла от парогенераторов (рис. 2, начало аварии – в момент времени 25 000 с). Охлаждение реактора в таком режиме осуществляется внешним охлаждением корпуса реактора водой, подаваемой самотеком из баков запаса охлаждающей воды. В ходе данного аварийного процесса температура теплоносителя на выходе из активной зоны не превысила значения в 317 ºС, закризисного теплообмена в активной зоне не происходит.

В первоначальный момент после залива корпуса реактора охлаждающей водой кризис теплообмена второго может наблюдаться вверху корпуса, но затем подавляется в течение нескольких десятков секунд и теплообмен на стенке реактора переходит в режим поверхностного кипения с последующим переходом в конвективный теплообмен, а далее, по мере прогрева воды, к кипению насыщенной жидкости.

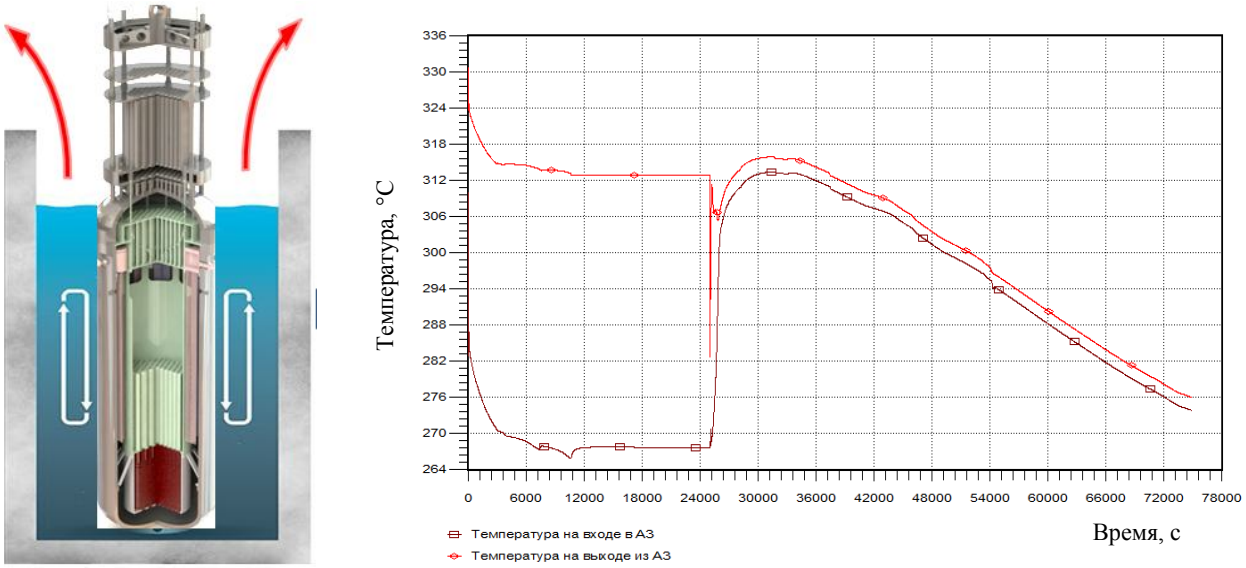


Рис. 2. Схема внешнего охлаждения корпуса ректора и результаты расчета зависимсти температуры теплоносителя от времени

Таким образом, в режиме естественной конвекции обеспечивается надежный теплоотвод остаточных тепловыделений от ТВС активной зоны к теплоносителю и далее через корпус реактора к охлаждающей воде без кипения теплоносителя в активной зоне.

Литература

1. Атомные станции малой мощности: новое направление развития энергетики / Под ред. акад. РАН А. А. Саркисова; Ин-т проблем безопасного развития атомной энергетики РАН. М.: Наука, 2011. – 375 с.

2. Атомные станции малой мощности: новое направление развития энергетики: Т. 2 / Под ред. акад. РАН А. А. Саркисова. М.: Академ-Принт, 2015. – 387 с.

3. Соловьев С. Л. Большие задачи по малым АЭС // Ежемесячный журнал атомной энергетики России. 2021. № 3. С. 26–31.

4. Interregional Workshop on Technology Development and Applications of Small Modular Reactor (SMRs), Sanya, China, 4–9 September 2023. (https://nucleus.iaea.org/sites/smr/SitePages/Meeting-Details.aspx?folderId=73).

5. https://www.atomic-energy.ru/news/2023/02/09/132648

6. Бедретдинов М. М., Быков М. А., Следков Р. М., Степанов О. Е. Теплогидравлические расчеты по выбору основных размеров контура циркуляции и парогенератора нового водо-водяного интегрального реактора малой мощности ВВЭР-И // Сб. тез. Всерос. конф. «XXXIX Сибирский теплофизический семинар». 28–31 августа 2023 г. Новосибирск.

УДК 621.039.743

РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ТВЭЛОВ В БАССЕЙНЕ ВЫДЕРЖКИ ЭНЕРГОБЛОКА № 4 БЕЛОЯРСКОЙ АЭС ПРИ ЗАПРОЕКТНЫХ АВАРИЯХ

Е. В. Садикова[1], А. А. Плетнев[1], В. Г. Сидоров[2]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]АО «АТОМПРОЕКТ», г. Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование температурного состояния отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) реактора БН-800 в условиях запроектной аварии, связанной с внезапным полным осушением бассейнов выдержки с ОЯТ. Расчеты выполнены с учетом естественной турбулентной конвекции и теплового излучения для различных значений остаточного тепловыделения ОЯТ. Рассмотрены два сценария развития аварии: с принудительной вентиляцией бассейна выдержки (БВ) и с естественной вентиляцией БВ, т. е. в условиях полного обесточивания ХОЯТ. Для каждого из исследованных аварийных сценариев получены стационарные поля температур в отсеке БВ, челах с ОЯТ и отработавших тепловыделяющих сборках (ОТВС) и сделан вывод о достижении или не достижении заданной максимально допустимой температуры оболочек твэлов 800 °С. Приведены рекомендации по возможным способам интенсификации охлаждения ОТВС в условиях запроектной аварии.

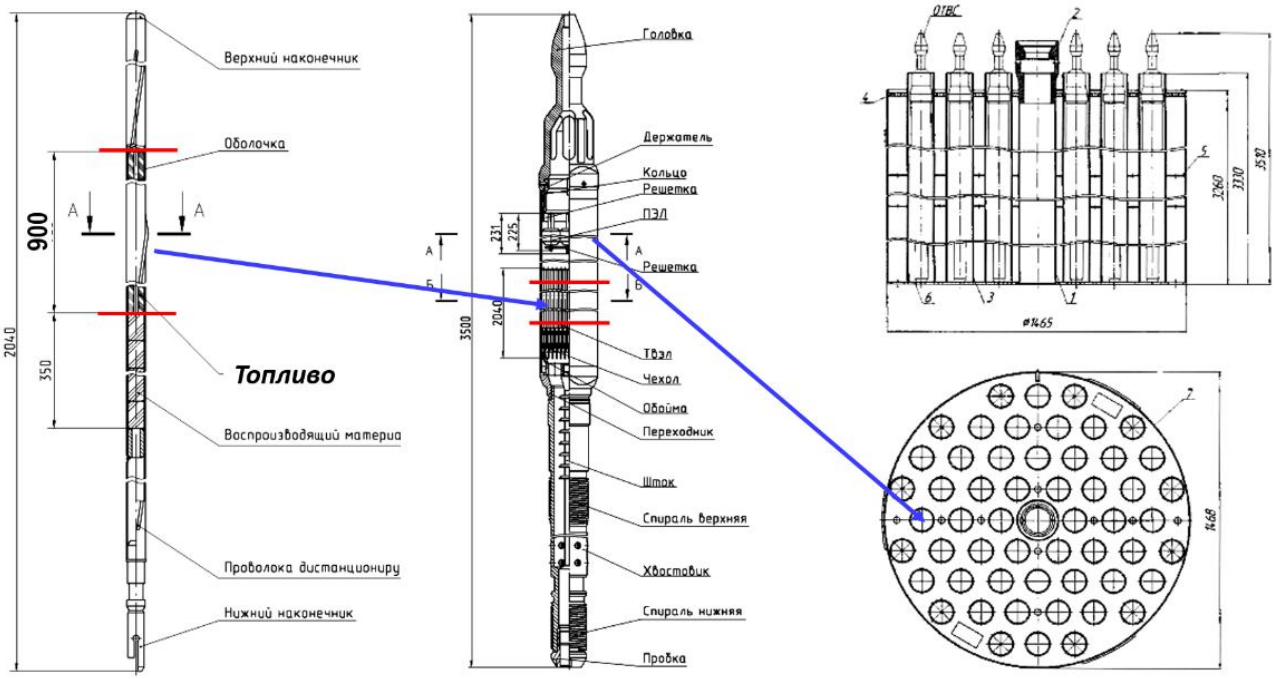
Ключевые слова: *отработавшее ядерное топливо, бассейн выдержки, запроектная авария, численное моделирование, тепломассообмен.*

Для обоснования безопасности хранилищ отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) в условиях проектных и запроектных аварий широко применяются методы численного моделирования [1, 2]. В настоящей работе с помощью CFD пакета ANSYS Fluent была построена численная модель одного из отсеков бассейна выдержки (БВ), предназначенного для длительного «мокрого» хранения ОЯТ энергоблока № 4 Белоярской АЭС [3]. Численное моделирование полей температур в отсеке (части отсека) БВ, заполненном чехлами с облученными тепловыделяющими сборками (ОТВС) реактора БН-800, выполнено для условий запроектной аварии, связанной с внезапным полным осушением БВ вследствие «большой течи», для различных граничных условий (естественная и вынужденная вентиляция БВ) и различных значений остаточного тепловыделения ОТВС.

Для обоснования безопасности ХОЯТ в условиях аварии, прежде всего, была рассмотрена стационарная задача для расчета полей температур в области одной ОТВС, помещенной в трубу чехла, с заданным тепловыделением твэлов и ГУ 1-го рода на поверхности трубы чехла (рис. 1). Для трех значений средней мощности остаточного тепловыделения ОЯТ: Q = 3,31 Вт/твэл (соответствует номинальной загрузке БВ с поочередным заполнением отсеков № 1 и № 2); Q = 5,26 Вт/твэл (то же с одновременным заполнением отсеков № 1 и № 2) и Q = 11,18 Вт/твэл (соответствует максимально возможному тепловыделению ОЯТ при перемещении его в БВ через 60 сут после остановки реактора) была определена зависимость максимальной температуры поверхности твэлов от температуры поверхности трубы чехла в диапазоне от 50 до 800 °С (рис. 2), на основании которой были определены значения температуры поверхности трубы, при которых достигается температура оболочек твэлов 800 °С, являющаяся критической с точки зрения сохранения герметичности твэлов. Для указанных значений Q они составили 773, 717 и 638 °С соответственно.

Далее была решена тепловая задача для одного чехла с ОТВС с заданным тепловыделением внутри труб с ОТВС и ГУ 1-го рода на внешней поверхности чехла. Пример стационарного поля температур для Q = 3.31 Вт/твэл и температуре на поверхности чехла $T_ч$ = = 350 °С показан на рис. 3. Используя результаты расчетов, выполненных для одной ОТВС,

было установлено, что для значений средней мощности остаточного тепловыделения ОЯТ 3.31 и 5.26 Вт/твэл, чтобы не допустить перегрева оболочек твэлов выше 800 °С, температура стенки чехла не должна превышать 614 и 430 °С соответственно.



а *б* *в*

Рис. 1. Конструкция чехла, ОТВС и твэла реактора БН-800: *а* – твэл, *б* – ОТВС, *в* – чехол для ОТВС

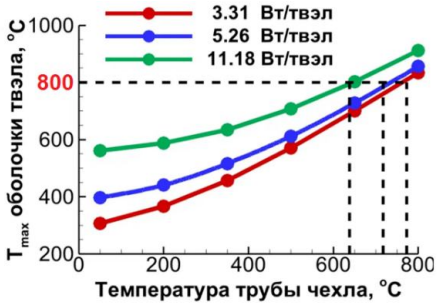


Рис. 2. Расчет для одной ОТВС: зависимость максимальной температуры оболочки твэлов от заданной температуры трубы чехла

Аналогичный расчет, выполненный для Q = 11.18 Вт/твэл, показал, что при таком значении средней мощности остаточного тепловыделения ОЯТ обеспечить безопасный температурный режим в условиях рассматриваемой запроектной аварии невозможно, так как даже при температуре на поверхности чехла $T_ч$ = 20 °С оболочки наиболее горячих твэлов, расположенных в центре чехла, нагреются выше 800 °С.

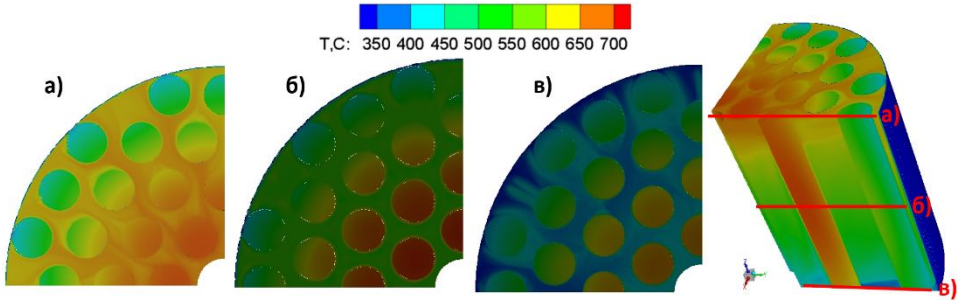


Рис. 3. Стационарное поле температур в чехле с ОТВС при $T_ч$ = 350 °С, Q = 3.31Вт/твэл

На заключительном этапе исследования была рассмотрена стационарная тепловая задача для части отсека БВ с восемью чехлами с вычисленными эффективными физическими свойствами и модельным распределением тепловыделения по высоте и по сечению чехла, эквивалентным тепловыделению 54 ОТВС, расположенных в одном чехле (см. рис. 1).

Полученные оценки допустимых температур являются консервативными, поскольку тепловая задача была решена для отдельных конструктивных элементов БВ, связанных между собой только через ГУ 1-го рода, что занижало вклад конвективного теплообмена для чехлов с ОТВС за счет естественной конвекции и, следовательно, завышало нагрев оболочек твэлов.

Использовалась неравномерная расчетная сетка, средний линейный размер ячеек в которой для твердых тел составлял порядка 10^{-2} м, а для воздуха – $5 \cdot 10^{-3}$ м. Общее количество сеточных ячеек ~2 млн.

Было получено, что при Q = 3.31 Вт/твэл стационарные значения максимальных температур поверхности чехлов равны 242 и 550 °С, для сценариев с вынужденной и естественной вентиляцией БВ соответственно (рис. 4), что заметно ниже предельно допустимого значения 614 °С, полученного на предыдущем этапе. При Q = 5.26 Вт/твэл безопасным с точки зрения непревышения предельно допустимого значения температуры поверхности чехлов 430 °С, полученного на предыдущем этапе, оказался только случай с вынужденной вентиляцией пространства под настилом БВ.

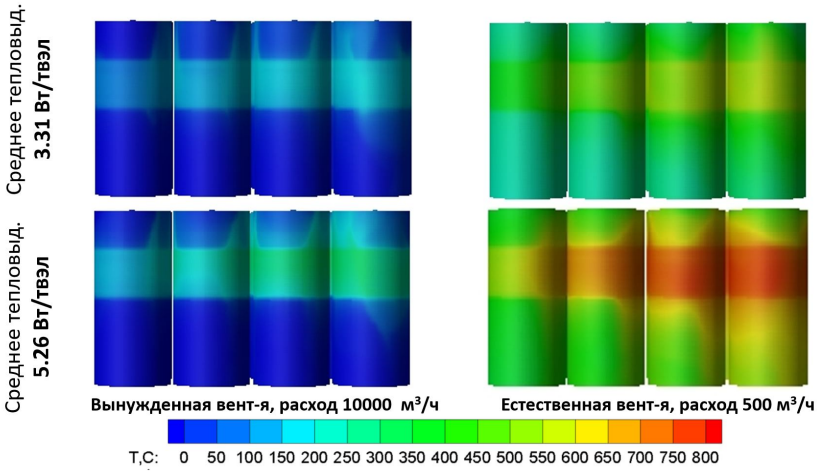


Рис. 4. Стационарные поля температур на поверхности чехлов в осушенном отсеке БВ

Исследование показало, что для случая с естественной вентиляцией полностью обезвоженного отсека при Q = 5.26 Вт/твэл в стационарном тепловом режиме более половины выделяемого ОЯТ тепла (54.5 %) отводится с внешней поверхности верхнего настила БВ. Поэтому рациональным решением для охлаждения оболочек твэлов в данном случае будет полив охлаждающей воды непосредственно на верхний настил.

Литература

1. Безбородов А. Н., Меркулов В. В. Теплофизический анализ и анализ ядерной безопасности бассейна выдержки при аварии с полным длительным обесточиванием АЭС. – Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, 2015.

2. Осипов А. А. Моделирование аварийных процессов с нарушением теплоотвода в хранилище отработавшего ядерного топлива РБМК: автореф. дис. ... канд. техн. наук. М., 2020.

3. Росэнергоатом/Станции и проекты/Сайт Белоярской АЭС [сайт]. URL: https://www.rosenergoatom.ru/stations_projects/sayt-beloyarskoy-aes/.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ВЫБОР КОРРЕЛЯЦИЙ ПО ИСТИННОМУ ОБЪЕМНОМУ ПАРОСОДЕРЖАНИЮ ДЛЯ ЗАДАЧ ПОТЕРИ ОХЛАЖДЕНИЯ ТВС В БАССЕЙНЕ ВЫДЕРЖКИ

Р. М. Следков, И. А. Чусов, О. Е. Степанов, М. М. Бедретдинов, Е. Ю. Акименкова

АО ОКБ «Гидропресс», г. Подольск, Россия

Рассмотрена задача моделирования гидродинамики и тепломассообмена, возникающая в случае потери охлаждения БВ РУ ВВЭР, с целью определения корректности расчета одной из ключевых характеристик – истинного объемного паросодержания теплоносителя на базе имеющихся эмпирических корреляций. Корректность и точность расчета истинного объемного паросодержания и, соответственно, плотности теплоносителя важны для последующих анализов ядерной безопасности и обоснования охлаждения топлива в БВ при авариях с потерей теплоносителя вследствие выпаривания и/или течей.

Ключевые слова: *бассейн выдержки, истинное объемное паросодержание, время до начала оголения твэлов, программа РОК/Б, потеря охлаждения, экспериментальная установка, ТВС.*

Авария на АЭС «Фукусима-1» в 2011 г. в Японии показала, что возможны события, при которых может быть потеряно охлаждение АЭС на недопустимо долгий период. Это приводит к нагреву и последующему выкипанию теплоносителя из БВ, сопровождающимся снижением уровня воды в БВ. В ОКБ «Гидропресс» была разработана соответствующая программа РОК/Б [1], в которой рассмотрена задача моделирования гидродинамики и тепломассообмена, возникающая в том числе и в случае потери охлаждения БВ РУ ВВЭР. Большое внимание в указанной программе уделено корректности применения той или иной из существующих корреляций по истинному объемному паросодержанию для условий БВ (низкие давления, мощности ТВС и скорости циркуляции пароводяной смеси, большой вес столба воды в БВ). Для этого потребовались валидационные расчеты на основе следующих экспериментов:

– локального эксперимента (ЛЭ), который исследует какое-либо локальное явление в БВ или замыкающее соотношение, в данном случае корреляцию по φ в одиночной ТВС – стенд повторного залива АО «ОКБ ГИДРОПРЕСС» [2];

– интегрального эксперимента (ИЭ), более полно воспроизводящего БВ, например, экспериментальная установка (ЭУ) с моделированием группы соседних ТВС рядом рассматриваемой ТВС и с наиболее полным учетом основных процессов в БВ, например динамики снижения уровня теплоносителя в ЭУ – стенд ALADIN [3], Дрезденский технический университет.

Выбраны и включены в программу РОК/Б наиболее хорошо описывающие результаты локального и интегрального экспериментов корреляции для расчета распределения истинного объемного паросодержания теплоносителя по высоте ТВС. Показано, что заложенная в программу модель адекватно описывает процессы происходящие при авариях с потерей охлаждения БВ и результаты расчета хорошо соответствуют экспериментальным данным и расчетам по системным программам КОРСАР/ГП и СОКРАТ-В1/В2. Выбранные корреляции имеют наименьшие среднеквадратичные отклонения от результатов ЛЭ σ_1 (по плотности теплоносителя) и ИЭ σ_2 (по ключевой характеристике – времени до начала оголения топлива в БВ).

Выбраны следующие корреляции:

1) Стыриковича–Кутателадзе [4] – $\sigma_1 = 9{,}3\%$, $\sigma_2 = 4{,}5\%$, получена для $P = 0{,}105$–$3{,}92$ МПа для барботажа пара;

$$\varphi = 0{,}4 \cdot \left(\omega_n \sqrt[4]{\frac{\rho' - \rho''}{g\sigma}} \right)^{0{,}7} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0{,}15}, \qquad (1)$$

2) Авдеева [5] – σ_1 = 10,6%, σ_2 = 4,5%, получена для $P \approx 0{,}1$ МПа в эксперименте для барботажа пара в колонке.

$$\varphi = \frac{\omega_n}{\omega}, \tag{2}$$

где $\omega = \left(1 - e^{\left(\frac{a_1}{\omega_\infty - a_1}\frac{\omega_n}{\omega_\infty}\right)0{,}5}\right)(\omega_a - \omega_\infty) + \omega_\infty$ – средняя по сечению скорость подъемного движения парового конгломерата $a_1 = gL\left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right)^{0{,}5}$, $\omega_\infty = 1{,}5\left(\frac{g^2\sigma(\rho' - \rho'')}{(\rho')^2}\right)^{0{,}25}$ – скорость всплытия одиночного пузыря в большом объеме неподвижной жидкости:

$$\text{если } \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right) < 150, \text{ то } L = 0{,}4\frac{\rho'}{\rho''}\left(\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}\right)^{0{,}25},$$

$$\text{если } \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right) > 150, \text{ то } L = 60\left(\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}\right)^{0{,}5},$$

L – параметр, меняющийся прямо пропорционально толщине зоны опускных токов.

Если $\omega_п > \omega_\infty$, то $\omega_а = \omega_п + a_1$, если $\omega_п \le \omega_\infty$, то $\omega_а = \omega_\infty + a_1 \left(\omega_n/\omega_\infty\right)^{0{,}5}$.

Указанные корреляции включены в программу РОК/Б, которая может быть использована для обоснования охлаждения ТВС в БВ и ядерной безопасности в БВ при авариях с потерей теплоносителя.

Обозначения

φ – истинное объемное паросодержание; ρ', ρ'' – плотности воды и пара на линии насыщения, кг/м^3, $\omega_п$ – приведенная скорость пара, м/с; g – ускорение свободного падения, м/с^2; σ – поверхностное натяжение воды, Н/м; P – давление, МПа.

Литература

1. Следков Р. М., Карнаухов В. Е., Степанов О. Е., Бедретдинов М. М., Чусов И. А. Результаты валидации и перекрестной проверки расчетного кода РОК/Б на задаче потери охлаждения в бассейне выдержки // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2021. № 4. С. 85–98.

2. Следков Р. М., Степанов О. Е., Галкин И. Ю., Стребнев Н. А. Анализ корреляций истинного объёмного паросодержания для задач с потерей охлаждения бассейна выдержки // Теплоэнергетика. 2017. № 1. С. 20–24.

3. Partmann Christine, Schuster Christoph, Hurtado Antonio. Experimental investigation of the thermal hydraulics of a spent fuel pool under loss of active heat removal conditions. // Nuclear Engineering and Design. 2018. Vol. 330. P. 480–487.

4. Кутателадзе С. С., Стырикович М. А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976. – 296 с.

5. Авдеев А. А., Сиренко Е. И. Истинное объемное паросодержание при барботаже // Теплоэнергетика. М.: Энергоатомиздат, 1984. № 11. С. 43–46.

УДК 536.24

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ГИДРОГАЗОДИНАМИКИ ДЛЯ АНАЛИЗА РАСПРОСТРАНЕНИЯ, НАКОПЛЕНИЯ И УДАЛЕНИЯ ВОДОРОДА ПРИ АВАРИЯХ НА АЭС С РЕАКТОРАМИ ТИПА ВВЭР

С. Л. Соловьев, С. Г. Калякин, О. Г. Бузыкин, А. В. Кощеев, М. К. Седов, М. А. Стародубцев, В. И. Шандра, А. В. Шишов, А. А. Щукин

АО «ВНИИАЭС», г. Москва, Россия

В ходе тяжелой аварии легководного реактора в атмосферу герметичного ограждения может выделиться большое количество водорода, что создает потенциальную угрозу разрушения защитной оболочки АЭС. Горение и взрыв горючих смесей может привести к опасным нагрузкам на контайнмент.

Расчеты по кодам на основе сосредоточенных параметров не гарантируют достижения локальными концентрациями водорода внутри отдельных расчетных объемов значений, при которых возможны дефлаграция или детонация водорода. Эта особенность программных средств затрудняет их применение для обоснования точных мест размещения элементов оборудования системы контроля концентрации и аварийного удаления водорода по объему помещений герметичного ограждения АЭС.

Коды для гидрогазодинамических вычислений CFD класса позволяют моделировать особенности стратифицированных течений с учетом эффектов вязкости, плавучести, теплопроводности и диффузии при распространении, накоплении и удалении водорода в объеме герметичного ограждения в ходе аварийного процесса на АЭС. При этом критериальный подход дает возможность сделать оценку возможности горения водорода без выполнения трудоемких вычислений.

УДК 536.24

РАЗРАБОТКА ФИЗИЧЕСКИХ И МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ТРЕХМЕРНОЙ ПРОГРАММЫ ЭВМ В АНАЛИЗАХ АВАРИЙНЫХ ПРОЦЕССОВ С ПОСТУПЛЕНИЕМ ВОДОРОДА НА АЭС

С. Л. Соловьев, С. Г. Калякин, О. Г. Бузыкин, А. В. Кощеев, М. К. Седов, М. А. Стародубцев, В. И. Шандра, А. В. Шишов, А. А. Щукин

АО «ВНИИАЭС», г. Москва, Россия

При анализе аварийных процессов на АЭС одним из основных факторов, влияющим на возможное их нежелательное развитие, является образование водорода при осушении и деградации активной зоны реактора, а также проплавление его корпуса и попадание кориума на бетонное основание контайнмента, и осушение бассейна выдержки. Распространение водорода в герметичном ограждении может сопровождаться дефлаграционными и детонационными процессами, которые могут стать причиной повреждения защитной оболочки и привести к нарушению ее герметичности и, соответственно, к выходу радиоактивных продуктов за пределы площадки АЭС.

За последние 30 лет в атомной энергетике достигнут значительный прогресс в понимании процессов, происходящих на АЭС при аварийных ситуациях. Этому способствовали международные и отечественные исследовательские программы, а также развитие вычислительной техники.

В программе для ЭВМ процессы обмена описываются законами сохранения массы, энергии, импульса и массопередачи для двухфазной многокомпонентной среды. Система соответствующих уравнений сохранения замыкается уравнением состояния газовой смеси и соотношениями межфазного обмена. Различие физических свойств сред, двухфазность и многокомпонентность, а также сложность процессов тепломассопереноса определяют перечень явлений, которые необходимо описывать в программных средствах.

УДК 621.039

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КИПЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ВВЭР-1200 НА РАВНОМЕРНУЮ КОРРОЗИЮ НАРУЖНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТВЭЛОВ

В. В. Сорокин

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны НАН Беларуси, г. Минск

Определены параметры теплоносителя, движущегося в канале между твэлами в условиях активной зоны ВВЭР-1200 с расчетным паросодержанием 0.1 на выходе. При моделировании коррозии выделены пристенный слой теплоносителя (толщиной порядка толщины испаряющегося микрослоя под паровым пузырем) и ядро течения, рассчитан тепло- и массообмен между ними. Типичный уровень снижения концентрации аммиака в пристенном слое составляет 0.35 от концентрации в ядре течения, пространственно он располагается в верхней половине активной зоны. Предложена формула для расчета толщины окисленного слоя наружной поверхности твэла с учетом концентрации окислителей в пристенном слое. Увеличение толщины окисленного слоя за счет эффекта кипения оценено величиной 30% по сравнению толщиной, наблюдаемой по завершении эксплуатации в течение четырех годовых циклов без кипения.

В ВВЭР-1200 [1] средняя температура теплоносителя на выходе из активной зоны ниже температуры насыщения. Вследствие неравномерности энерговыделения в активной зоне тепловая мощность некоторых каналов выше средней, а на выходе из них ожидается появление паровой фазы в количестве около 10% массового расходного паросодержания [2–6]. Хотя при проектировании топлива ВВЭР использовались опробованные и имеющие положительный опыт эксплуатации решения [1], остаются опасения по поводу возможной связи паросодержания и усиления равномерной коррозии наружной поверхности твэлов [7–13]. В частности, в [10] предсказывается недопустимый уровень коррозии, в [7] под вопросом оказывается целесообразность дозирования цинка на фоне кипения, а в [8] упоминается термин «пороговый эффект». Для решения проблемы большую важность и актуальность приобретают экспериментальные и теоретические исследования, направленные на прогнозирование уровня коррозии. В будущем большая определенность появится по готовности результатов обследования отработавшего топлива стационарной загрузки ВВЭР-1200.

Поддержание назначенного водно-химического режима (ВХР) первого контура обеспечивает проектный уровень коррозии [14]. Будем исходить из положения, что коррозионный эффект на наружной поверхности твэлов при парообразовании является следствием изменения параметров ВХР. Парообразование описывается на основе современных представлений о пузырьковом кипении в формулировке В. В. Ягова [15–17]. Пузырек пара сферической формы размещается в жидкости и соединяется с поверхностью нагрева шейкой. Под пузырьком с внешней стороны шейки расположен тонкий слой жидкости – испаряющийся мениск. Основная доля пара поступает в пузырек через испаряющийся мениск. Это позволяет выделить при моделировании пристенный микрослой теплоносителя и ядро течения, рассчитать тепло- и массообмен между ними. Пузыри перераспределяют вещества, находящиеся в теплоносителе между ядром течения и пристенным слоем, в них устанавливаются разные содержания коррозионно-активных веществ. Известные подходы к моделированию не учитывают этот фактор [18].

Поскольку коррозионные процессы протекают в окрестности контакта металла стенки твэла и теплоносителя, состав среды пристенного слоя определяет скорость коррозии. С использованием зависимости максимального линейного энерговыделения q_l, Вт/см от безразмерной высоты активной зоны z

$$q_l = 420 - 1211(z - 0.5)^2 \qquad (1)$$

рассчитываются распределения по высоте: температуры стенки и ядра, скорости пара на стенке и расходного паросодержания. Зависимость (1) обеспечивает правильное максимальное значение линейного потока, массовое расходное паросодержание на выходе 10% и типичный косинусоподобный ход изменения потока по высоте активной зоны. Если скорость теплоносителя, компенсирующую расход пара при кипении, обозначить V, то концентрация аммиака в слое (C) определится балансом

$$\alpha_D\,(1 - C) + V = k_{\text{A}} V C, \tag{2}$$

в ядре потока концентрация аммиака принята равной 1, $k_{\text{A}} = 3.2$ – величина коэффициента распределения аммиака между паром и водой при 300 ºС [19], α_D – коэффициент массообмена между слоем и ядром. Типичный уровень концентрации аммиака в пристенном слое составляет 0.35, он устанавливается на отрезке высот $z = 0.4$–1.

Радиолиз теплоносителя упрощенно опишем химическими реакциями

$$2NH_3 \leftrightarrows 3H_2 + N_2, \qquad 2H_2O \leftrightarrows 2H_2 + O_2,$$

в первой создается избыток водорода, который тормозит образование водорода и кислорода во второй. Условия равновесия для реакций $[NH_3]^2/[H_2]^3 = A$, $[H_2]^2 \times [O_2] = B$. Выбирая характерные значения концентраций реагентов из интервала допустимых ВХР первого контура [14], например, $[NH_3] = 3.2$ мг/дм^3 и $[H_2] = 3$ мг/дм^3, получаем $A = 0.38$. Поскольку для подавления генерации кислорода используется сильный избыток водорода, желательно использовать максимально допустимую концентрацию кислорода и соответствующую ей концентрацию водорода при определении B. Поэтому выбираем $[H_2] = 1$ мг/дм^3 и $[O_2] = 5$ мкг/дм^3, $B = 5$. Для конкретного энергоблока лучше использовать типичные данные химконтроля теплоносителя. Зная дефицит аммиака в пристенном слое и константы A и B, определим избыток кислорода $(C_{O2})_{\text{кип}}$ по сравнению с обычной C_{O2} в отсутствии кипения. Принимая в качестве определяющего скорость коррозии процесса реакции $H^+ + e = 1/2\ H_2$, $O_2 + 2H_2O + 4e = 4OH^-$, e – электрон [20, 21], опишем изменение толщины слоя оксида циркония δ отношением при $pH_t = 7$

$$\delta_{\text{кип}}/\delta = (1 + 1{,}25 \cdot (C_{O2})_{\text{кип}})/(1 + 1{,}25 \cdot C_{O2}). \tag{3}$$

Рассмотрим пример. Пусть после эксплуатации в режиме без кипения за четыре годовых периода облучения толщина окисленного слоя наружной поверхности твэла составила 9 мкм, в первый год образовалось 3, в последующие по 2 мкм. При составлении картограммы загрузки учитываются тепловые нагрузки топлива, поэтому реалистично предположить, что в области интенсивного кипения окажутся несколько (например, шесть) свежих тепловыделяющих сборок (ТВС), и срок максимальной нагрузки составит не больше одного года. Пусть $C = 0.31$, тогда $[NH_3] = 1$ мг/дм^3, $[H_2] = 1{,}38$ мг/дм^3, $[O_2] = 2.6$ мкг/дм^3. В выражение (3) подставим $(C_{O2})_{\text{кип}} = 2.6$ мкг/дм^3, если использовать $C_{O2} = 1$ мкг/дм^3, $\delta = 3$ мкм, то $\delta_{\text{кип}} = 5.7$ мкм, прирост слоя окисла в первый год увеличится в 1,9 раза, а в отработавшей ТВС в $(3 \cdot 1.9 + 6)/(3 + 6) = 1.3$ раза (с 9 до 11.7 мкм). Таким образом, по расчету увеличение толщины слоя окисла на стенке твэлов, вызванное кипением, составит 30%.

Литература

1. Проект АЭС-2006. Ленинградская АЭС-2. СПб.: Ин-т «Атомэнергопроект», 2009. – 34 с.

2. Assessment of E110 and E635 alloy Corrosion Behavior in VVER-1200 Reactors. https://inis.iaea.org/collection/NCLCollection Store/_Public/41/081/41081166.pdf.

3. Тепловыделяющие сборки реакторов ВВЭР. Информационный бюллетень. Серия атомная энергетика. 2011. № 6-7.

4. Крицкий В. Г., Родионов Ю. А., Березина И. Г. и др. Особенности массопереноса и формирования отложений в активной зоне АЭС с ВВЭР без высокотемпературных фильтров. http://www.gidropress.podolsk.ru/files/proceedings/mntk2013/autorun/article89-ru.htm.

5. Лазарева И. А., Парамонова И. Л. Обоснование теплотехнической надежности ВВЭР1200 с установленными в ТВС перемешивающими решетками. https://eaf.etu.ru/assets/files/eaf21/papers/137-141.pdf.

6. Архипов О. П., Беркович В. Я., Васильченко И. Н. и др. Конструкторские проработки реакторов ВВЭР нового поколения и требования к конструкционным, делящимся и поглощающим материалам // X Рос. конф. по реакторному материаловедению: сб. докл. Димитровград: ОАО «ГНЦ НИИАР», 2013. С. 185–206.

7. Харитонова Н. Л., Тяпков В. Ф. Анализ поведения соединений цинка в условиях I контура на АЭС с водо-водяными энергетическими реакторами // Теплоэнергетика. 2018. № 11. С. 87–96.

8. Махин В. М., Подшибякин А. К. «Пороговые эффекты» при обосновании безопасности и эксплуатации энергоблоков // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2022. № 1. С. 90–106.

9. Родионов Ю. А., Крицкий В. Г., Березина И. Г. и др. Проблемы массопереноса и формирования отложений продуктов коррозии на твэлах ВВЭР-1200 // Теплоэнергетика. 2014. № 3. С. 46–52.

10. Крицкий В. Г., Березина И. Г., Моткова Е. А. Модель коррозии циркониевых сплавов в водном теплоносителе ВВЭР при нормальной эксплуатации // Технологии обеспечения жизненного цикла ядерных энергетических установок: науч.-техн. сб. 2017. № 4 (10). С. 29–39.

11. Алиев Т. Н., Евдокимов И. А., Лиханский В. В. и др. Оценки влияния радиолиза на коррозионную стойкость оболочек твэлов ВВЭР в условиях поверхностного кипения теплоносителя // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Обеспечение безопасности АЭС. 2009. Вып. 25. Реакторные установки с ВВЭР. С. 96–105.

12. Крицкий В. Г., Березина И. Г. Методический подход к прогнозированию коррозии циркониевых сплавов в водном теплоносителе ядерных реакторов // Атомная энергия. 2011. Т. 110, вып. 4. С. 219–227.

13. Лиханский В. В., Евдокимов И. А., Алиев Т. Н. и др. Модель коррозии цирконий-ниобиевых сплавов в реакторах с водой под давлением // Атомная энергия. 2014. Т. 116, вып. 3. С. 146–151.

14. Сорокин В. В. Парогенераторы АЭС. Минск: Вышэйшая школа, 2020. – 239 с.

15. Ягов В. В. Научное наследие Д. А. Лабунцова и современные представления о пузырьковом кипении // Теплоэнергетика. 1995. № 3. С. 2–10.

16. Ягов В. В. Основной механизм пузырькового кипения // Теплоэнергетика. 2008. № 3. С. 58–64.

17. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. Механика двухфазных систем. М.: Издательский дом МЭИ, 2007. – 384 с.

18 Трунов Н. Б., Логвинов С. А., Драгунов Ю. Г. Гидродинамические и теплохимические процессы в парогенераторах АЭС с ВВЭР. М.: Энергоатомиздат, 2001. – 316 с.

19. Опыт ведения водно-химического режима второго контура на АЭС с ВВЭР-1000 с дозированием органических аминов. www.gidropress.podolsk.ru/files/proceedings/seminar8/documents/sgpg2010-062.pdf.

20. Герасимов В. В. Коррозия реакторных материалов. М.: Атомиздат, 1980. – 256 с.

21. Жук Н. П. Курс теории коррозии и защиты металлов. М.: Металлургия, 1976. – 472 с.

УДК 621.039.58

КРОСС-ВЕРИФИКАЦИЯ КОДА КОРСАР/ГП И CFD КОДА НА ЗАДАЧЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ НОВОГО МАЛОГО МОДУЛЬНОГО РЕАКТОРА С ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ ВВЭР-И

О. Е. Степанов, М. М. Бедретдинов, М. А. Быков

АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», г Подольск, Россия

Разработаны теплогидродинамические модели основного оборудования новой водо-водяной интегральной реакторной установки малой мощности с естественной циркуляцией теплоносителя ВВЭР-И с применением одномерного теплогидравлического кода КОРСАР/ГП и трехмерного кода ANSYS-CFX. Модели позволяют выполнять теплогидравлические расчеты стационарного состояния нормальной эксплуатации, а также динамику аварий. Проведенная работа по кросс-верификации между указанными кодами показала хорошее совпадение результатов расчетов теплогидравлических процессов естественнной циркуляции теплоносителя первого контура как в условиях нормальной эксплуатации на номинальной мощности, так и при аварии с полной потерей теплоотдвода при долговременом полном обесточивании энергоблока. В последнем случае теплоотвод от реактора осуществлялся внешним охлаждением корпуса реактора водой. CFD-расчеты также позволили визуализировать трехмерную картину полей скорости и температуры теплоносителя внутри корпуса реактора. Результаты исследований могут быть использованы при дальнейшей разработке проекта реакторной установки ВВЭР-И и для кросс-верификации теплогидродинамических программ.

Ключевые слова: *ВВЭР-И, малый модульный реактор, естественная циркуляция, интегральный реактор, безопасность АЭС.*

Под «малой» мощностью подразумевают тепловую мощность реакторной установки до 1000 МВт, а под модульной компоновкой – сборку основного оборудования РУ на заводе-изготовителе и монтаж на строительной площадке уже готовых модулей в количестве, требуемом заказчику. К преимущесвам малых модульных реакторов относят, в том числе, повышенную безопасность, гибкость к требованиям заказчика, минимизацию монтажных и строительных работ на площадке блока, возможность поставки оборудования в труднодоступные районы.

В настоящее время в мире насчитывается несколько десятков различных проектов малых модульных реакторов, находящихся на различных стадиях разработки [1]. Из них в эксплуатации находятся китайский газоохлаждаемый высокотемпературный HTR-PM (210 МВт) и ПАЭС «Ак. Ломоносов» на базе двух водо-водяных реакторов КЛТ-40. На этапе строительства находятся водо-водяные реакторы ACP-100 (с принудительной циркуляцией, электрическая мощность 100 МВт, Китай) и CAREM (на естественной циркуляции, тепловой мощностью около 100 МВт, Аргентина). Также ведутся работы по адаптации под наземное размещение водо-водяного реактора РИТМ-200, эксплуатируемого на атомных ледоколах.

В ОКБ «ГИДРООПРЕСС» в 2022 г. было подготовлено техническое предложение и началась разработка эскизного проекта нового малого модульного реактора с естественной циркуляцией теплоносителя ВВЭР-И [2, 3]. Реакторная установка ВВЭР-И имеет интегральную компоновку с размещением основого оборудования, включая активную зону и парогенераторы, внутри корпуса реактора.

При разработке проекта реактора максимально использовались отработаные конструкторские решения, подтвержденные многолетним успешным опытом эксплуатации на реакторах ВВЭР средней и большой мощности. Вместе с тем отдельные элементы конструкции и общая компоновка реактора являются новыми для ВВЭР, что с учетом естественной циркуляции теплоносителя во всех режимах работы требует как проведения комплекса экспериментальных исследований, так и дополнительной проверки расчетов, в том числе

путем кросс-верификации программных средств, используемых для теплогидравлических расчетов.

В настоящей работе выполнена кросс-верификация расчетов условий нормальной эксплуатации реактора ВВЭР-И для номинального уровня тепловой мощности 250 МВт и для условий аварии с полным обесточиванием и внешним охлаждением корпуса реактора. Расчеты выполнены по одномерному теплогидравлическому коду КОРСАР/ГП и трехмерному CFD коду ANSYS CFX.

Общий вид геометрической модели в секторе симметрии и расчетной сетки для CFD кода вместе с эскизом реактора приведен на рис. 1. Расчетная модель включает проточную часть первого контура, металлические стенки шахты внутрикорпусной, выгородки и корпуса реактора. Для активной зоны и теплообменной поверхности парогенераторов использовались модели пористого тела с заданием объемного тепловыделения/теплостока и местного/распределенного гидросопротивлений. Также местными или распределенными гидросопротивлениями учитывались прочие элементы внутрикорпусных устройств.

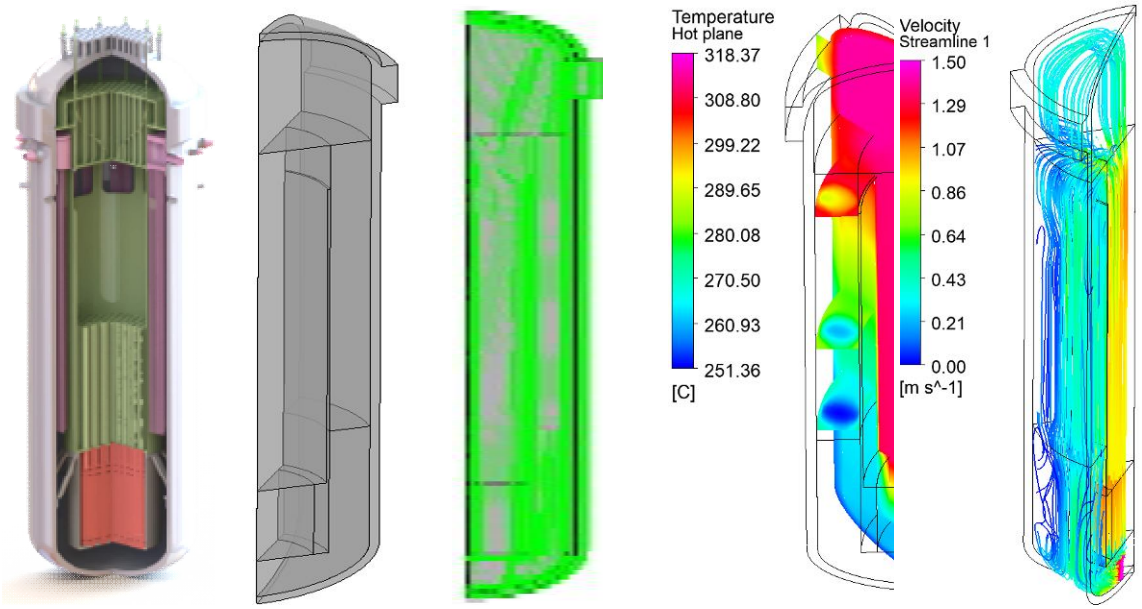


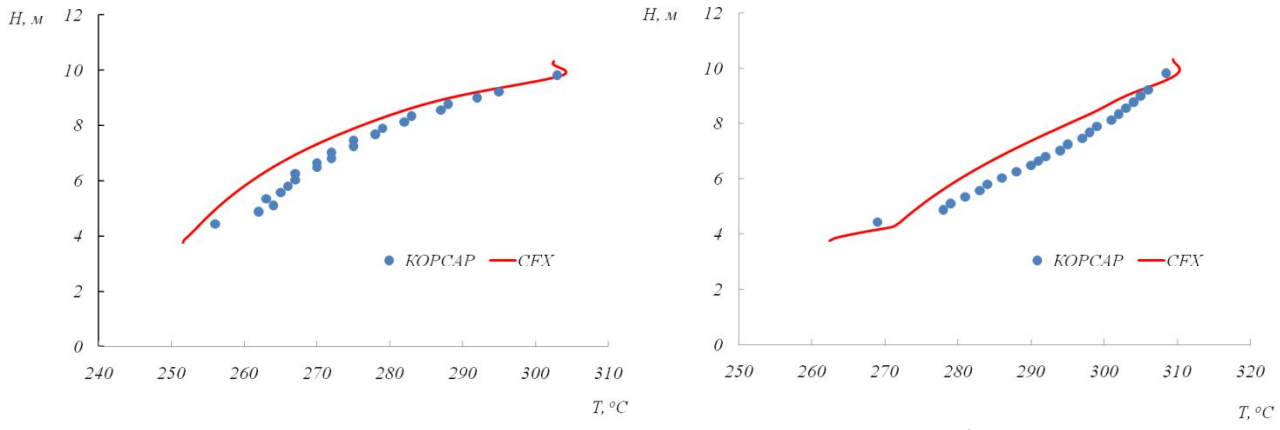
Рис. 1. Эскиз, расчетная CFD модель и результаты расчетов для номинальной мощности

Расчетная модель реактора по коду КОРСАР/ГП приведена в отдельном докладе.

На рис. 1 также приведены результаты трехмерных расчетов поля скорости и линий тока для условий нормальной эксплуатации, а на рис. 2 приведены зависимости температуры теплоносиля по высоте «холодной» (со стороны входа питательной воды второго контура) и «горячей» (со стороны выхода пара второго контура) половин U-образного парогенератора, полученные по указанным кодам. Сводные данные по основным теплогидравлическим параметрам первого контура также приведены в таблице. Можно видеть, что результаты расчетов стационарных условий работы на номинальном уровне мощности по указанным кодам хорошо согласуются между собой.

Результаты расчета для условий номинальной мощности

Используемый код	КОРСАР/ГП	ANSYS CFX
Расход через активную зону, кг/с	994	917
Температура на входе в активную зону, °С	262	262
Температура на выходе из активной зоны, °С	310	313



а *б*

Рис. 2. Распределение температуры теплоносителя T по высоте парогенератора H (высота отсчитывается от днища корпуса реатора): *а* – «холодная» половина парогенератора, *б* – «горячая» половина парогенератора

Данное стационарное состояние являлось начальным условием для динамического расчета запроектной аварии с договременным полным обесточиванием и несрабатыванием основных систем безопасности. Сценарий аварии предполагает подачу охлаждающей воды самотеком в шахту реактора для охлаждения корпуса реактора. Результаты расчетов аварии по двум кодам приведены на рис. 3.

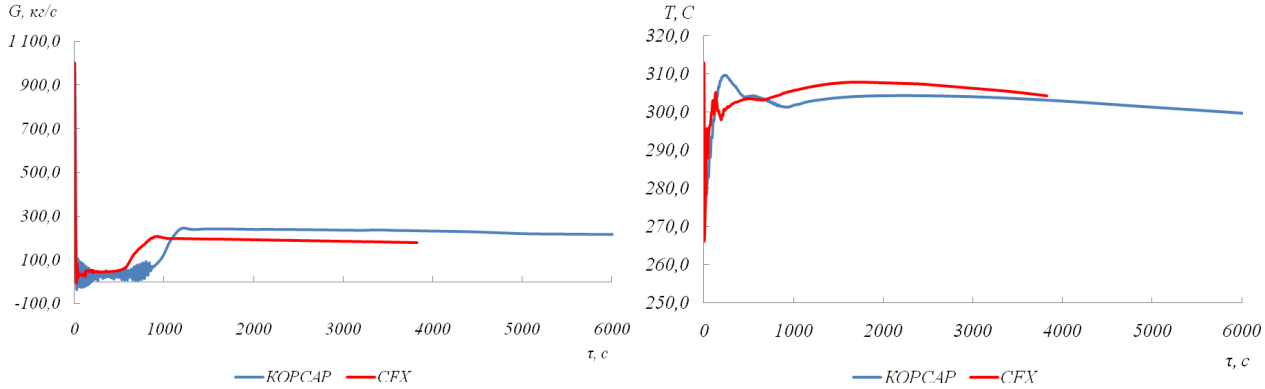


Рис. 3. Зависимость расхода G и температуры теплоносителя T на выходе из активной зоны от времени τ

Результаты расчетов динамики разными кодами демонстрируют совпадение между собой и показывают образование устойчивой естественной циркуляции в первом контуре через 600–1000 с от начала аварии с расходом около 20% от номинального. Через ~1 ч от начала аварии происходит стабилизация, а затем и падение температуры теплоносителя реакторной установки. Максимальная температура теплоносителя не превышает значения при номинальном уровне мощности.

Расчеты подтверждают возможность надежного теплоотвода остаточных тепловыделений от активной зоны в режиме естественной циркуляции внешним охлаждением корпуса реактора водой в запроектных авариях с длительным полным обесточиванием энергоблока.

Литература

1. Interregional Workshop on Technology Development and Applications of Small Modular Reactor (SMRs), Sanya, China, 4–9 September 2023 (https://nucleus.iaea.org/sites/smr/SitePages/Meeting-Details.aspx?folderId=73).

2. Бедретдинов М. М., Быков М. А., Следков Р. М., Степанов О. Е. Теплогидравлические расчеты по выбору основных размеров контура циркуляции и парогенератора нового водо-водяного интегрального реактора малой мощности ВВЭР-И // Сб. тез. Всерос. конф. «XXXIX Сибирский теплофизический семинар». 28–31.08 2023 г. Новосибирск, 2023.

3. https://www.atomic-energy.ru/news/2023/02/09/132648.

УДК 536.46:661.48

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СПОСОБА ПОДАЧИ КОМПОНЕНТОВ НА ПОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГЕКСАФТОРИДА УРАНА С МЕТАНОМ И КИСЛОРОДОМ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Т. А. Федорова[1], Д. С. Пашкевич[1,2], П. А. Попов[3]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]ООО «Новые химические продукты», г. Санкт-Петербург, Россия
[3]Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия

Одним из способов переработки UF_6, обедненного по изотопу U-235, является его взаимодействие с CH_4 и O_2 в режиме горения. Для численного исследования данного процесса авторами создана и верифицирована математическая модель турбулентного диффузионного горения, реализованная в программном комплексе «Ansys Fluent». В настоящей работе проведены численные исследования влияния способов подачи компонентов по коаксиальной форсунке в реактор типа «туннельная горелка» на поля параметров процесса с использованием разработанной модели.

Ключевые слова: *гексафторид урана, фторид водорода, диоксид урана, численное моделирование, турбулентное диффузионное горение.*

Гексафторид урана, обеднённого по изотопу U-235 (ОГФУ), является побочным продуктом процесса изотопного обогащения природного урана при производстве ядерного топлива. В мире накоплено около 2 млн. т ОГФУ, в том числе в России около 1 млн. т. Одним из методов переработки ОГФУ с получением товарных продуктов является его взаимодействие с метаном и кислородом в режиме горения [1]:

$$\mathrm{UF_{6(газ)}} + 1.5\mathrm{CH_{4(газ)}} + 2.5\mathrm{O_{2(газ)}} \rightarrow \mathrm{UO_{2(тв)}} + 6\mathrm{HF_{(газ)}} + 1.5\mathrm{CO_{2(газ)}} - 1056\ \text{кДж},\ T_{ad} = 3281\ \text{К}. \quad (1)$$

Одним из этапов создания промышленного производства переработки ОГФУ указанным методом является создание математической модели процесса (1), которая позволит масштабировать реактор и решать вопросы его конструирования.

Авторами разработана и верифицирована на основании экспериментальных данных модель процесса (1), включающая в себя уравнения движения, неразрывности, переноса кинетической энергии турбулентности, переноса удельной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности, диффузии, переноса теплового излучения, энергии. Среду рассматривали как несжимаемую – скорость потока менее 0.3М. Для расчета скорости химической реакции использовали модель дробления вихрей. Модель реализована в программном комплексе «Ansys Fluent 2019 R3» [2].

В [2] показано, что в качестве модели турбулентности, которая позволяет получить данные высокой точности при наименьших затратах машинного времени, целесообразно использовать k-ω SST модель, позволяющую описывать течение во всем объеме реактора, не используя аппроксимирующие пристеночные функции.

В данной работе на основе разработанной модели для расхода ОГФУ 3 г/с проведено исследование влияния способов подачи компонентов в реактор типа «туннельная горелка», описанный в [1] (диаметр реактора 142 мм; соосная с реактором коаксиальная форсунка, диаметр осевого канала форсунки – 4 мм, внутренний диаметр кольцевого канала – 6 мм, внешний – 8 мм, рис. 1; температура стенки реактора и исходная температура компонентов составляли 353 К), на поля параметров в реакторе – смесь (UF_6 + O_2) подают по осевому каналу, а CH_4– по кольцевому, и наоборот.

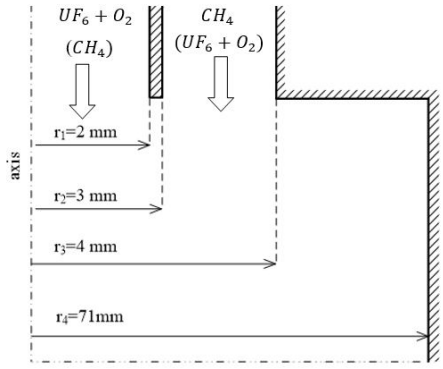


Рис. 1. Схема подачи реагентов в реактор типа «туннельная горелка»

На рис. 2 приведены поля температуры для двух способов подачи компонентов в реактор. На поле температуры наложены изолинии концентрации UF_6 в потоке. Из рисунка следует, что при подаче смеси (UF_6 + O_2) по осевому каналу поток ОГФУ находится внутри «красного конуса», т. е. области с температурой около 2000 К (время пребывания потока в ней порядка 0.8 с), а при подаче смеси (UF_6 + O_2) по кольцевому каналу – внутри «жёлтого конуса», т. е. области с температурой 1500–1600 К (время пребывания порядка 1 с). Для повышения конверсии UF_6 и снижения содержания в продуктах реакции фторидов и фторидов-оксидов урана целесообразно подавать смесь (UF_6 + O_2) по осевому каналу форсунки, а CH_4 – по кольцевому, в отличие от способа подачи, выбранного в [1].

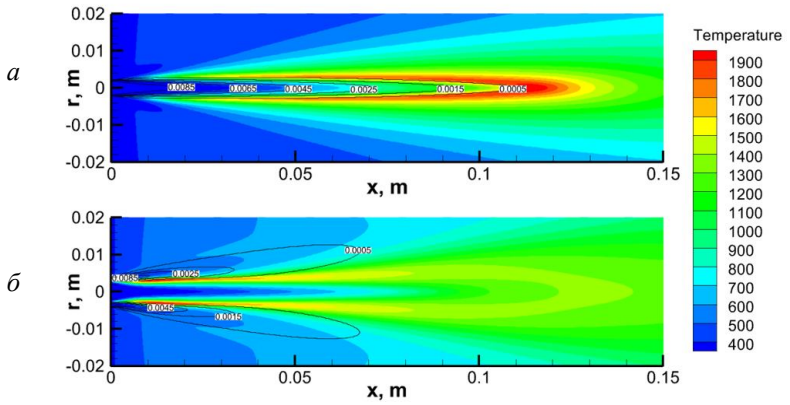


Рис. 2. Наложение поля концентрации ОГФУ на поле температур: *а* – подача смеси (UF_6 + O_2) по осевому каналу; *б* – подача смеси (UF_6 + O_2) по кольцевому каналу

В таблице приведены некоторые характеристики процесса (1), полученные в результате расчётов полей параметров для двух способов подачи реагентов. Значение максимальной температуры в зоне пламени при подаче (UF_6 + O_2) по осевому каналу составляет 1992 К, что на 3% меньше, чем при подаче этой смеси по кольцевому каналу. Однако приведённые в таблице значения T_{max} гораздо выше 1000 К, когда основным урансодержащим веществом в термодинамически равновесной смеси является UO_2, а основным фторсодержащим – HF.

Сравнение результатов расчета для разных способов подачи компонентов

Параметр	(UF_6 + O_2) по кольцевому каналу	(UF_6 + O_2) по осевому каналу	Δ, %
$\boldsymbol{T_{max}}$, К	2054	1992	3
$\boldsymbol{x_{T=1000}}$, м	0.31	0.176	43
$\boldsymbol{Q_{max}}$, кВт/м^2	51.09	49.9	2
$\boldsymbol{Q_{rad,max}}$, кВт/м^2	9.6	14.8	35
$\boldsymbol{\lambda_{eff,max}}$, Вт/(м·К)	10.4	10.1	3
$\boldsymbol{x_{rot}}$, м	0.37	0.40	7

Стабилизация фронта пламени в реакторе типа «туннельная горелка» обеспечивается циркуляционным течением горячих продуктов реакции в области внезапного расширения потока. Температура самовоспламенения метана в воздухе составляет около 800 К.

На рис. 3 приведены поля температуры в реакторе для двух способов подачи компонентов с наложенными на них изолиниями функции тока. При обоих способах подачи компонентов температура циркулирующих продуктов ниже 800 К – продукты охлаждаются стенкой, температура которой составляет 353 К, и это значение выбрано в связи с высокой коррозионной активностью HF и возможностью осаждения на стенке частиц UO_2 и их последующего фторирования. Поэтому для стабилизации фронта пламени целесообразно использовать в течение всего времени работы реактора инициирующий факел на основе самовоспламеняющейся пары фтор–аммиак, как это было сделано в [1].

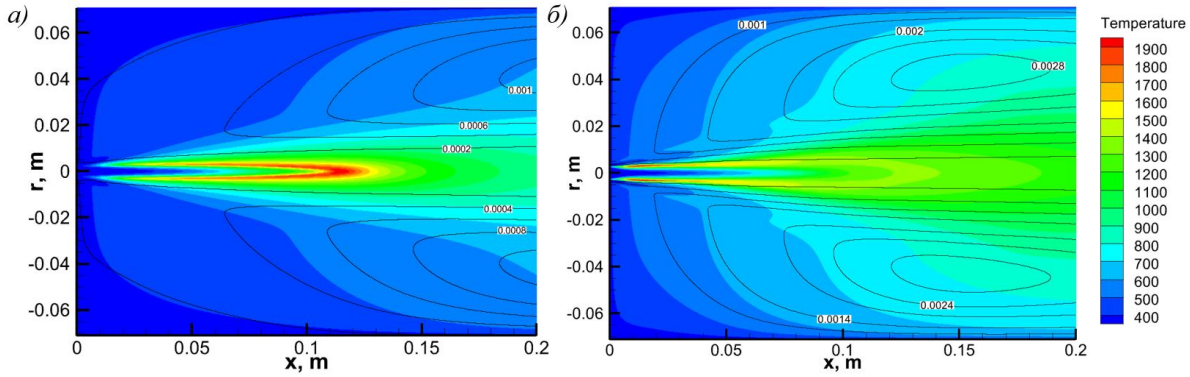


Рис. 3. Поле температуры и наложенные на него линии функции тока: *а* – для подачи по осевому каналу смеси ($UF_6 + O_2$); *б* – для подачи метана по осевому каналу форсунки

На основании проведённых расчётов для дальнейших физических и численных экспериментов рекомендовано использовать подачу смеси ($UF_6 + O_2$) по осевому каналу, а метана – по кольцевому.

Обозначения

T_{ad} – адиабатическая температура продуктов реакции без учета диссоциации веществ, К; T_{max} – максимальная температура в зоне реакции, К; $x_{T=1000}$ – продольная координата сечения реактора, в котором среднемассовая температура потока снижается до 1000 К, м; Q_{max} – максимальное значение теплового потока из зоны реакции, кВт/м^2; $Q_{rad,max}$ – максимальное значение радиационного потока из зоны реакции, кВт/м^2; $\lambda_{eff,max}$ – эффективная теплопроводность потока в сечении реактора с максимальным тепловым потоком, Вт/(м·К); x_{rot} – продольная координата окончания зоны обратных токов, м.

Литература

1. Пашкевич Д. С., Алексеев Ю. И., Мухортов Д. А. и др. Получение фторида водорода при взаимодействии гексафторида урана с водородом и кислородом в режиме горения. Эксперимент // ИФЖ. 2021. Т. 94, № 5.

2. Федорова Т. А., Пашкевич Д. С., Попов П. А. Влияние модели турбулентности на результаты численного моделирования процесса взаимодействия гексафторида урана с метаном и кислородом в режиме горения // Неделя науки ФизМех. Материалы Всерос. науч. конф. СПб., 2023.

УДК 621.039

НОВЫЕ ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ТЕПЛООБМЕНА НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ ТЯЖЁЛОЙ АВАРИИ С РАСПЛАВЛЕНИЕМ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ВВЭР

А. С. Филиппов, В. Д. Озрин

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики, г. Москва, Россия

Описаны ключевые особенности подходов к моделированию взаимодействия расплава активной зоны с конструкциями АЭС, нацеленных на улучшение точности модели: применение 0D+2D конечно-элементных схем, адаптивные сетки, термохимия взаимодействия.

Ключевые слова: *легководный реактор, тяжёлая авария, теплообмен расплава, модель.*

Авария с потерей теплоносителя в легководном реакторе достигает тяжёлой фазы вследствие осушения активной зоны за счёт остаточного тепловыделения накопленных продуктов деления при недостаточном теплоотводе. Ядерное топливо плавится, плавит своё окружение, расплав перемещается на днище корпуса реактора, плавит корпус, выходит в бетонную шахту реактора и в устройство локализации, если имеется. Поздняя стадия начинается с началом плавления активной зоны и включает внутрикорпусной этап взаимодействия расплава с реакторными конструкциями и внекорпусной, когда расплав взаимодействует с бетоном шахты или устройством локализации (УЛР). Средства локализации и управления авариями основаны на их моделях. Результаты расчётов типовых сценариев тяжёлой аварии лежат в основе одного из разделов отчёта по обоснованию безопасности АЭС (ООБ). Тепломассообмен играет основную роль в разрушении реактора и его окружения, влияющих и на радиационные последствия. Анализ взаимодействия расплава с конструкциями в общем анализе безопасности АЭС включает:

– расчёт теплового режима системы с учётом разрушений, связанных с плавлением;

– оценку на этой основе выхода радиоактивных продуктов деления (ПД) и водорода;

– оценку погрешности, всё для интервала времени задачи от часов до нескольких лет.

В применяемых ныне моделях аварий обычно задействованы простые численные методы, использующие нульмерные (0D) сетевые подходы: гидравлическая сеть для теплоносителя и тепловые структуры (тепловая сеть) для теплообмена в конструкциях. Так устроено большинство используемых ныне кодов по тяжёлым авариям (см., например, [1]). Одно из исключений – модуль HEFEST кода СОКРАТ [2], использующий 2D метод конечных элементов. Но улучшение аппроксимации сопряжено с усложнением модели расслоённого расплава, которой достаточно быть нульмерной. Оптимум – в применении "полиразмерной" схемы: 0D+2D. Комбинации 0D кодов, например, с внешними CFD кодами практикуются уже пару десятилетий. Но серийные расчёты, необходимые для анализа чувствительности, до сих пор трудны. Полиразмерные модели расплав–конструкция, встроенные в тяжёлоаварийный код, авторам неизвестны.

Важная группа явлений при тяжёлой аварии связана с химическим взаимодействием компонентов материалов АЭС. В анализе безопасности здесь также чаще применяются упрощённые модели, оперирующие предписанными приоритетами химических реакций. Переменный же состав среды влечёт погрешности при задании высокотемпературных свойств смесей материалов в расплаве, а также в бетоне. В докладе приведён пример реализации подхода, помогающего контролировать сеточное разрешение и корректно учитывать компонентный состав. Основные трудности 0D подходов связаны с пространственной аппроксимацией:

– Пространственное разрешение ограничено малым количеством расчётных объёмов, но оно существенно в расчёте внутрикорпусного удержания расплава и других задачах.

– При взаимодействии расплав–бетон область теплового воздействия на бетон сначала очень узкая и моделируется как линия в вертикальном сечении осесимметричной области, движение которой управляется аналитическим решением задачи теплопроводности и геометрическими построениями [1]. В случае неоднородной теплопроводности среды или малой мощности источника тепла этот метод некорректен. Погрешность аппроксимации 0D подходов тут растёт с ростом времени задачи, что снижает точность долговременных прогнозов.

– Известные примеры моделирования внутрикорпусных конструкций 0D кодами весьма просты, учитывается масса и состав, но не форма конструкций, что также важно.

Задача взаимодействия расплав-бетон, где требуемое пространственное разрешение сначала составляет около 1 мм, трудна и для 2D подходов, хотя прочие из упомянутых проблем решены, в частности, в рамках подходов кода HEFEST [2]. Оптимум достигнут в комплексной методике MultiMelt (ИБРАЭ РАН), в которой модель взаимодействия расплава с конструкциями основана на следующих общих принципах:

– расплав представлен как 0D объект, имеющий слои, корки, погранслои etc; это сильно упрощает манипуляции, позволяя легко вводить модели граничного взаимодействия и т. п.;

– теплоперенос в твёрдой среде (сталь конструкций, бетон, жертвенный материал УЛР и др.) рассчитывается 2D методом конечных элементов, с контролем аппроксимации;

– граничный теплообмен расплав–твёрдое тело управляется интерфейсными процедурами, сохраняющими баланс тепла и массы;

– взаимодействие расплав–бетон рассчитывается на адаптивной сетке, размер и конфигурация которой меняются по мере эрозии бетона и нагрева элементов у внешней границы.

Применение адаптивных сеток позволяет также решить проблему подготовки сеточных моделей конструкций, что в общем случае требует освоения какого-либо сеточного генератора. В MultiMelt во входных данных задаются только параметры исходной сетки простой конфигурации, которая в процессе инициализации и проведения расчёта строится и перестраивается по ситуации. Это упрощает ввод и снижает требования к квалификации пользователя.

В основе 0D дискретизации лежит разбиение моделируемой конструкции на двухузловые элементы. В узлах задана температура, с которой поток тепла связан линейным соотношением через вычисляемый коэффициент теплопередачи. Элементы объединяются в сеть стандартной процедурой. Адаптивные сетки применяются в задачах тепловой эрозии границы, когда внутри слой материала плавится, а внешняя граница области расширяется по мере прогрева периферии. В 1D случае перестройка сетки почти тривиальна. В 2D случае новые внутренняя и внешняя границы строятся кубическими сплайнами, сетка перестраивается, температура обновляется.

Моделирование взаимодействия материалов включает задачи:

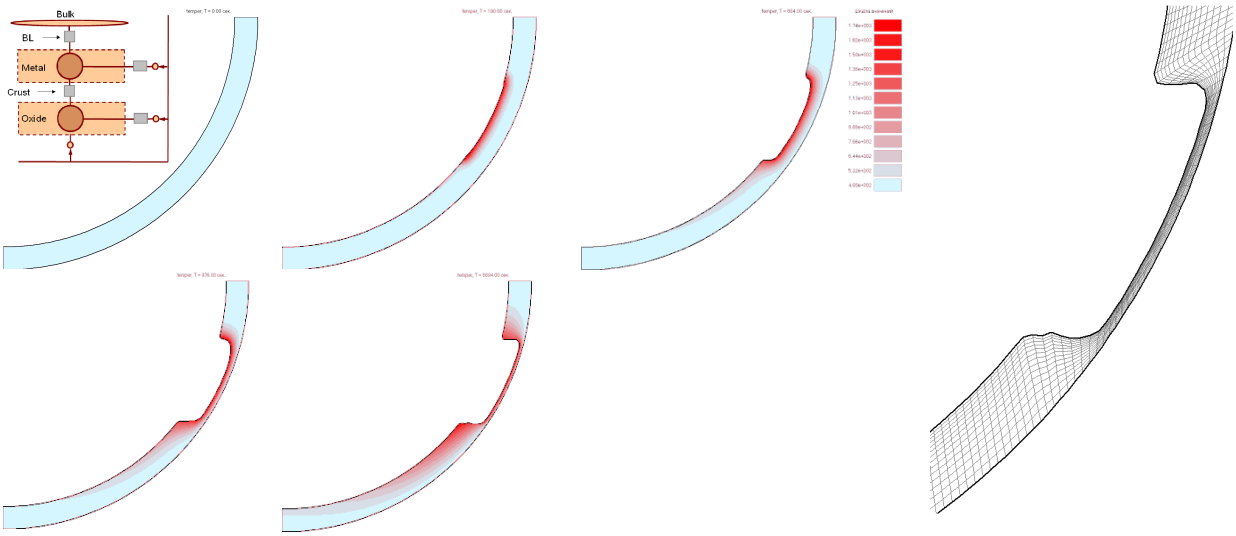
– определить компонентный состав, в идеале – и фазы образующихся соединений;

– определить их теплофизические свойства, плотность, вязкость, поверхностное натяжение.

Результаты используются в теплофизическом расчёте, включающем модели перемещения материалов, в расчёте водородной безопасности и радиационных последствий.

В расплаве реакторных материалов всегда присутствуют две основные фазы: оксидная и металлическая, надо найти их состав. На внутрикорпусном этапе аварии равновесный состав фаз известен из эксперимента. Взаимодействие расплава с бетоном и с жертвенным материалом в УЛР требует корректного расчёта термохимии. В код MultiMelt для этого включена модель неидеального раствора FPMC [3], определяющая состав фаз, включая ПД, минимизацией термодинамического потенциала системы. Зависимости свойств смесей, в том числе бетона, от температуры определяются по составу из простых компонентов. Свойства простых компонентов встроены в код, что минимизирует задание входных данных по свойствам материалов.

Пример 1D расчёта с адаптивной сеткой приведён в [4]. Ниже дана иллюстрация решения модельной задачи о внутрикорпусном удержании расплава (рисунок): расчёт последовательных состояний охлаждаемого днища корпуса реактора PWR с расслоённым расплавом внутри. Показана эрозия корпуса расплавом и конечное состояние сетки. Расплав представлен 6-узловой 0D моделью, корпус – 2D. Преобразование сетки улучшает пространственное разрешение в области эрозии.



Температура днища корпуса, осевая симметрия. Верхний слой расплава – металлы, нижний – оксиды. Объёмный источник тепла. Теплообмен излучением вверх, водоохлаждение – сбоку. Распределение потока тепла из расплава на корпус – оценка

Приведём особенности методики MultiMelt, отличающие её от ряда аналогов:

– гибкость пространственной аппроксимации (0D там, где многомерные модели нереалистичны, 2D – где можно и существенна форма и разрешение: корпус реактора или УЛР);

– адаптивные сетки обеспечивают экономичность расчёта прогрессирующего плавления;

– модель термохимии расслоённого расплава замкнута и покрывает основные потребности;

– данные по свойствам материалов, которые часто отсутствуют, рассчитываются;

– построение расчётной области исходит из небольшого числа параметров.

В результате уменьшаются технические требования к подготовке данных и вероятность ошибок ввода. Долговременная эволюция системы, включая тепловой режим, разрушения, выход водорода и продуктов деления, рассчитывается с оцененной точностью.

Литература

1. State-of-the-Art Report on Molten Corium Concrete Interaction and Ex-Vessel Molten Core Coolability. NEA/CSNI/R(2016)15. NEA, N. 7392, 2016.

2. Филиппов А. С., Дробышевский Н. И., Киселёв А. Е., Стрижов В. Ф., Фокин А. Л. СОКРАТ/HEFEST: модели взаимодействия расплава активной зоны ВВЭР с конструкциями реактора при тяжёлой аварии // Изв. РАН. Энергетика. 2010. № 3. С. 4–24.

3. Ozrin V. D., Tarasov V. I., Filippov A. S., Moiseenko E. V., Tarasov O. V. Distribution of fission product residual decay heat in stratified core melt of LWR and its influence on sidewall heat flux. // Nucl. Eng. Des. 2013. Vol. 261. P. 107–115.

4. Ozrin V. D., Filippov A. S. Novel model of concrete decomposition and melting during MCCI in an LWR concrete pit during a severe accident // High Temperature. 2022. Vol. 60. P. 838–847.

УДК 621.039

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ КОНДЕНСАЦИОННЫХ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ УДАРОВ В ТРУБОПРОВОДЕ АВАРИЙНОГО ВПРЫСКА В КОМПЕНСАТОР ДАВЛЕНИЯ

А. Н. Чуркин, В. И. Крыжановский, М. А. Быков, Д. А. Посысаев, А. М. Баисов, В. В. Кучерова

АО ОКБ "ГИДРОПРЕСС", г. Подольск, Россия

Описаны эксперименты, выполненные в АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС», по исследованию условий возникновения конденсационных гидравлических ударов в трубопроводе аварийного впрыска в компенсатор давления реакторных установок ВВЭР-1200 и ВВЭР-ТОИ. Представлены результаты расчетного моделирования экспериментов, выполненного с использованием программы КОРСАР/ГП для анализа протекающих в трубопроводе процессов.

Ключевые слова: *ВВЭР, компенсатор давления, трубопровод аварийного впрыска, конденсационный гидравлический удар, КОРСАР/ГП.*

В современных проектах реакторных установок (РУ) ВВЭР трубопровод аварийного впрыска в компенсатор давления (КД) предназначен для обеспечения подачи холодного теплоносителя в паровую часть КД от системы аварийного ввода бора (САВБ) с целью снижения давления в первом контуре. Автоматический впрыск происходит в ходе протекания аварии с течью теплоносителя из первого контура во второй. Возможно также использование аварийного впрыска по команде оператора в ходе управления проектными или запроектными авариями.

Конфигурация трубопровода аварийного впрыска предполагает наличие насыщенного пара в его верхней части, а срабатывание САВБ обеспечивает поступление в верхнюю часть холодного (вплоть до 20 °С) теплоносителя, что является одним из условий для возникновения конденсационного гидравлического удара (КГУ).

Сложная геометрия трубопровода аварийного впрыска и нестационарный характер течения теплоносителя в нем при срабатывании САВБ не позволяют применить теоретические методы и имеющиеся критерии для оценки возникновения и интенсивности КГУ [1, 2]. Поэтому в АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС» на экспериментальной установке «Гидроудар» [3] были проведены необходимые экспериментальные исследования [4]. В состав экспериментальной установки после модернизации вошли имитатор КД и модели участков трубопроводов аварийного впрыска, расположенных вблизи КД и выполненных в масштабе 1:1. Рассматривались модели для РУ Нововоронежской АЭС-2, Ленинградской АЭС-2 и Курской АЭС-2.

Принципиальная гидравлическая схема части экспериментальной установки, используемой для выполнения описываемых исследований, представлена на рис. 1. Всего было выполнено 88 экспериментов при различных сочетаниях давлений пара в имитаторе КД и расходов подаваемого теплоносителя.

Результаты экспериментов показали, что возникновение КГУ возможно, однако максимальная амплитуда КГУ, зафиксированная в экспериментах, не превысила 4,4 МПа, при этом КГУ не регистрировались при давлении в имитаторе КД выше 3,0 МПа. Также установлено, что возможные КГУ не влияют на работоспособность трубопроводов аварийного впрыска в КД.

Для углубленного анализа процессов, происходящих в трубопроводе аварийного впрыска при срабатывании САВБ, были выполнены расчетные исследования с использованием программы КОРСАР/ГП [5]. Расчетная модель включала только экспериментальную модель трубопровода аварийного впрыска. Параметры среды в имитаторе КД и подача воды от САВБ моделировались соответственно с помощью граничного условия и источника массы.

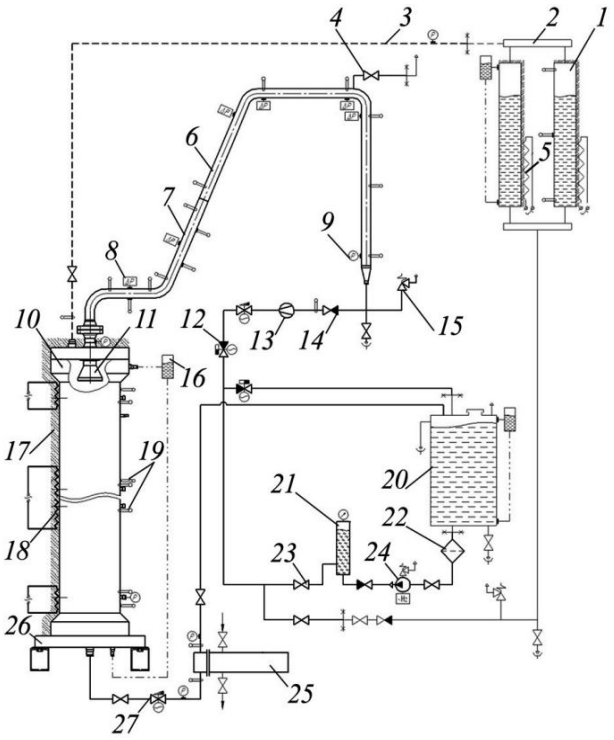


Рис. 1. Принципиальная гидравлическая схема экспериментальной установки: 1 – емкость парообразующая; 2 – коллектор; 3 – паропровод; 4 – воздушник; 5 – электронагреватель; 6 – модель трубопровода аварийного впрыска; 7 – модель коллекторного трубопровода; 8 – датчик динамического давления; 9 – датчик статического давления; 10 – имитатор компенсатора давления; 11 – модель форсунки; 12 – быстродействующий клапан; 13 – расходомер; 14 – обратный клапан; 15 – предохранительный клапан; 16 – система контроля управления заполнения; 17 – теплоизоляция; 18 – компенсационный электрообогреватель; 19 – термопара; 20 – питательный бак; 21 – демпфер; 22 – фильтр; 23 – запорная арматура; 24 – насос высокого давления; 25 – теплообменник; 26 – опорная конструкция; 27 – регулирующий клапан

На рис. 2 приведено сравнение показаний двух термопар в эксперименте № 7 с температурой жидкой фазы в расчетах. В целом результаты расчетов по температуре среды в трубопроводе аварийного впрыска согласуются с экспериментальными данными, но наблюдается некоторое расхождение во времени прохождения фронтов охлаждения/нагрева, что объясняется, в частности, точечным (локальным) измерением температуры в сечении трубопровода.

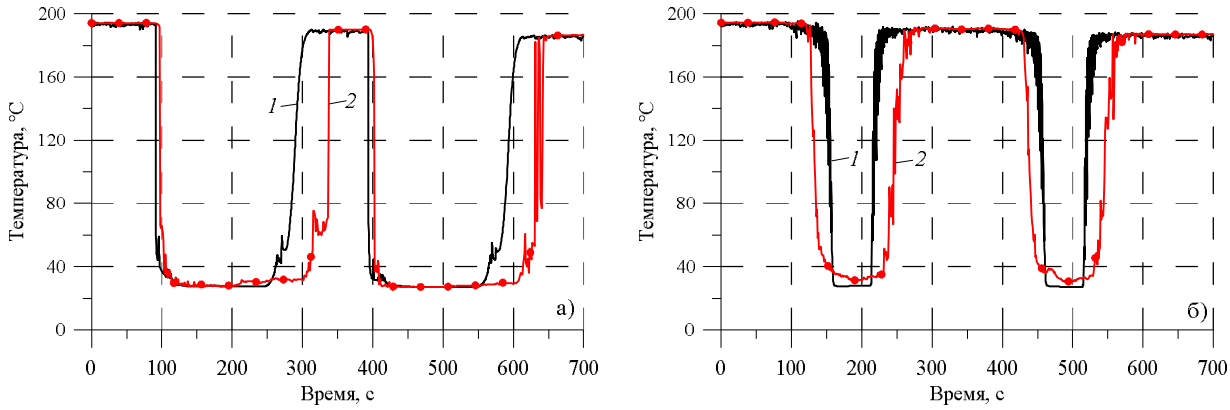


Рис. 2. Сравнение расчетных значений температуры жидкой фазы и показаний термопар T13 (а) и T11 (б): 1 – расчетные данные; 2 – экспериментальные данные

Программа КОРСАР/ГП предсказывает возникновение волн на поверхности раздела жидкость–пар, а также образование объема пара, изолированного со всех сторон более хо-

лодной жидкостью, что приводит к возникновению КГУ (рис. 3). Также продемонстрировано влияние на результаты расчета процессов теплового взаимодействия жидкости и пара с металлом трубопровода (рис. 4).

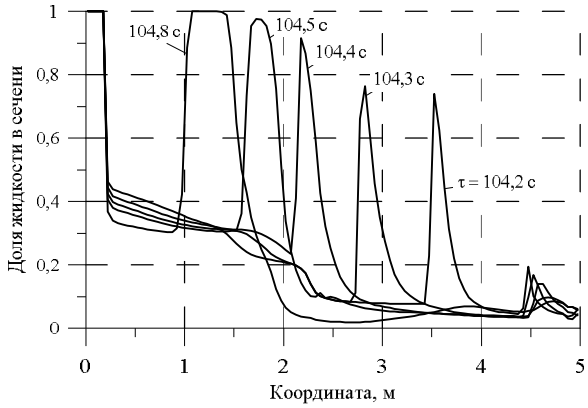


Рис. 3. Распределение доли жидкости в сечении трубы по длине трубы в различные моменты времени τ

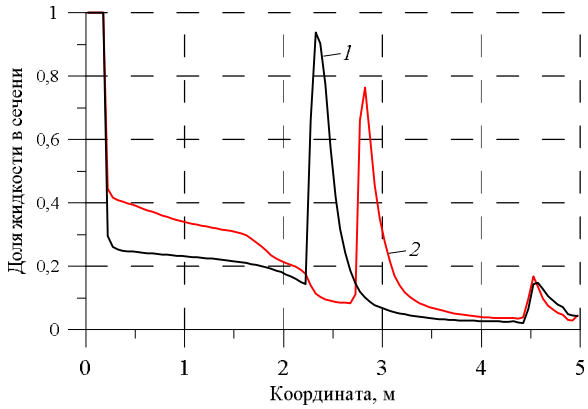


Рис. 4. Влияние процессов теплового взаимодействия жидкости и пара с металлом трубопровода на распределение доли жидкости в сечении трубы: 1 – без учета теплового взаимодействия среды со стенкой; 2 – с учетом теплового взаимодействия среды со стенкой

В докладе представлен детальный анализ протекающих процессов в трубопроводе аварийного впрыска на различных фазах впрыска.

Литература

1. Griffith P. Screening Reactor Steam/Water Piping Systems for Water Hammer. NUREG/CR-6519, 1997.

2. Волков Г. Ю. Исследование конденсационных гидроударов в горизонтальных и слабонаклонных трубопроводах: дис. ... канд. техн. наук. М., 2021. – 233 с.

3. Чуркин А. Н., Богданов А. С., Толмачев Д. Г. и др. Экспериментальные исследования конденсационных гидравлических ударов в трубопроводах реакторной установки ВВЭР // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2019. № 2. С. 62–69.

4. Чуркин А. Н., Богданов А. С., Лисенков Е. А. и др. Экспериментальные исследования конденсационных гидравлических ударов в трубопроводе аварийного впрыска в компенсатор давления // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2023. № 3. С. 13–22.

5. Аттестационный паспорт программы для электронных вычислительных машин «КОРСАР/ГП». Рег. № 537 от 28 декабря 2021 г., ФБУ «НТЦ ЯРБ».

УДК 621.039.58

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ, ОХЛАЖДАЕМЫХ ВОДОЙ СКД

О. В. Шебанова, А. В. Николаева, А. Н. Чуркин, С. И. Пантюшин

АО ОКБ "ГИДРОПРЕСС", г. Подольск, Россия

Рассматриваются некоторые проблемы моделирования тепломассообмена при сверхкритическом давлении (СКД) с применением CFD кодов в области критических и псевдокритических параметров воды СКД. Процессы в данном диапазоне изменения теплофизических свойств теплоносителя малопрогнозируемы с применением существующих моделей. В рамках данной работы разработана методика задания теплофизических свойств воды СКД в CFD кодах и модель вертикальных каналов. На основе международных рекомендаций проведены верификационные и валидационные исследования модели. По результатам исследований даны рекомендации по выбору основных параметров модели и области ее применения.

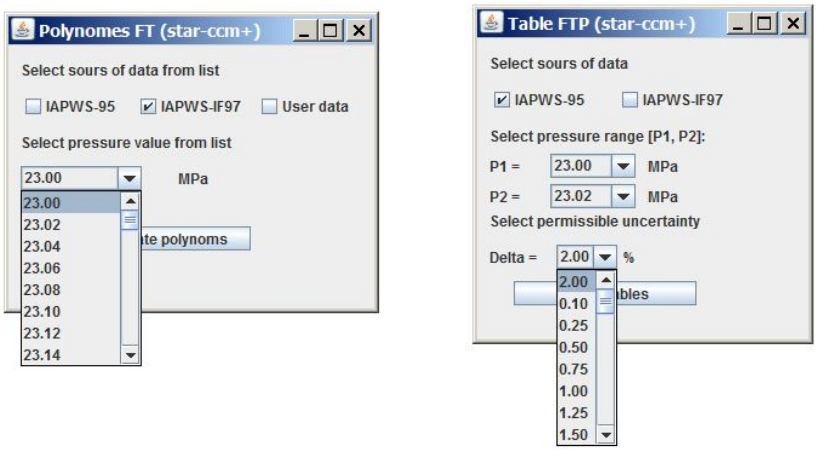
Ключевые слова: *сверхкритическое давление; СКД; CFD-моделирование.*

В связи с явными преимуществами реакторы на сверхкритическом давлении (СКД) рассматриваются GIF [1] в качестве одной из возможных концепций реакторов четвертого поколения. Однако для реакторов этого типа существует ряд нерешенных проблем, затрудняющих развитие данной технологии. Одна из таких проблем – сложность моделирования теплогидравлических процессов в области критических и псевдокритических параметров воды СКД [1]. Процессы в рассматриваемой области малопрогнозируемы с применением существующих моделей. В частности, имеются проблемы при их моделировании в области, близкой к псевдокритическим параметрам. Это связано с резким изменением свойств жидкости в пристеночной области вблизи псевдокритической температуры.

В рамках GIF [2] в качестве возможного пути решения проблемы рассматривается применение CFD (computational fluid dynamic) кодов. Однако далеко не все CFD коды позволяют удовлетворительно описать изменение теплофизических свойств воды вблизи критической и псевдокритических точек.

В рамках настоящего исследования разработана методика задания теплофизических свойств воды СКД в CFD кодах на основе стандартов IAPWS-IF97 и IAPWS-95, а также проведено ее тестирование и программная реализация в коде STAR-CCM+. Программная реализация методики осуществлялась на основе JDK 1.3 (Java). Разработанное ПО позволяет формировать исходные данные о теплофизических свойствах воды СКД в табличной и полиномиальной формах. ПО отчуждаемо от разработчика и оснащено пользовательским интерфейсом (рисунок). Применение графических интерфейсов снижает вероятность возникновения пользовательских ошибок при использовании разработанного ПО и общие временные затраты на разработку моделей каналов, охлаждаемых водой СКД.

С применением разработанной методики реализована CFD модель канала, охлаждаемого водой СКД (труба круглого сечения). На основе результатов валидации модели авторами даны рекомендации по выбору параметров CFD модели (топология и размерность сеточной модели, модель турбулентности, источник данных о теплофизических свойствах воды СКД, величина турбулентного числа Прандтля). Проведенные в соответствии с [3] верификационные исследования показали, что разработанная модель позволяет прогнозировать в режиме нормального теплообмена изменение целевых параметров объекта исследования с погрешностью 0,4–10,0%. Погрешность моделирования рассматриваемых параметров укладывается в погрешность экспериментальных данных, характерную для измерения параметров теплообмена в жидкостях СКД.



а *б*

Графический интерфейс для программной реализации методики задания теплофизических свойств в ПО star-ccm+ в виде полиномов (*а*) и в табличном виде (*б*)

Разработанная модель позволяет качественно определить наличие режимов ухудшенного теплообмена в канале. Однако для применения модели с целью определения значений основных теплогидравлических параметров в режимах ухудшенного теплообмена в реакторной установке СКД модель должна быть доработана на последующих этапах исследования.

Литература

1. Блинков В. Н., Габараев Б. А., Мелихов О. И., Соловьев С. Л. Нерешенные проблемы тепло- и массообмена водоохлаждаемых реакторных установок со сверхкритическими параметрами теплоносителя // Препринт НИКИЭТ. ЕТ-08/76. М., 2008.

2. The Generation IV International Forum (GIF). URL: https://www.gen-4.org/gif/jcms/-c_9260/public [электронный ресурс].

3. Best Practice Guidelines for the Use of CFD in Nuclear Reactor Safety Applications. NEA1/CSNI/R. 2007. – 154 p.

Секция № 7
«МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССАМИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА»

УДК 532.516.5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛЁНКИ ЖИДКОСТИ НА ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЦИЛИНДРЕ

Е. В. Авдейчик, П. Н. Конон

Белорусский государственный университет, г. Минск

Исследуются осесимметричные тонкие слои вязкой жидкости, расположенные на внутренней или внешней стороне цилиндрической поверхности кругового поперечного сечения между двумя параллельными плоскими стенками, перпендикулярными образующей данного цилиндра. Все описанные элементы твёрдого основания вращаются относительно оси симметрии как единое тело и с постоянной угловой скоростью. На поверхности контакта жидкости и подложки выполняется условие прилипания. Моделирование развития возмущений из заданных начальных малых отклонений свободной поверхности от равновесного положения проводится в безразмерном виде с помощью уравнения движения тонкой плёнки. Для решения данного уравнения с учётом граничных условий разработан новый конечно-разностный численный алгоритм.

Ключевые слова**:** *вращающийся цилиндр, тонкий слой, число Вебера, число Рейнольдса, разностная схема.*

Изучение течения вязкой жидкости в тонком слое на внешней или внутренней поверхности вращающегося цилиндра имеет важное фундаментальное и практическое значение. Общенаучный интерес к данной задаче обусловлен её удобством для проверки точности моделей движения жидких плёнок, а также для испытания на ней новых алгоритмов расчёта и анализа решений. Экономический потенциал данных исследований состоит в возможности применения их результатов для оптимизации центробежных технологий нанесения покрытий и изготовления порошков и ват. В частности, в первом случае при составлении рекомендаций по выбору используемых материалов и режимов вращения вала или барабана требуется обеспечить быстрое затухание возникающих возмущений для равномерной толщины затвердевающего слоя. Во втором случае необходимо достичь роста амплитуды волн с их последующим распадом, при этом более точный подбор параметров производственных процессов может позволить получить продукцию с заданными размерами частиц и волокон.

В связи с этим изучению слоёв на вращающемся цилиндрическом основании посвящено большое количество научных работ. Предметом их исследования может являться относительное равновесие [1, 2], стационарное [3–6] или нестационарное [5–7] движение жидкости с учётом капиллярных сил [1, 2, 4, 5, 7] или без него [3, 6]. Стоит отметить, что в статье [3] также приводится вывод уравнения тонкой плёнки, включающего зависимость её толщины от времени и коэффициент поверхностного натяжения. Жидкость может располагаться на внутренней [2, 3, 6, 7] или внешней [1, 4, 5, 6] стороне цилиндрической поверхности. Решаемые задачи могут иметь осесимметричную постановку вследствие пренебрежения силой тяжести [1, 2] или плоскую – при учёте этой силы [3–7]. При этом в статье [6] приведены результаты экспериментов, демонстрирующие возможность появления крупных относительно начальной толщины плёнки волн на продольном профиле внешних жидких объёмов.

В настоящей работе рассматриваются внутренние и наружные тонкие осесимметричные слои, ограниченные в продольном направлении двумя параллельными стенками $X = \pm L$, вращающимися вместе с цилиндром относительно оси X как единое тело с постоянной угловой скоростью ω. В относительной системе координат, связанной с твёрдой подложкой, на жидкость действуют силы инерции, поверхностного натяжения и вязкого трения. Окружная компонента относительной скорости полагается пренебрежимо малой. Выберем в качестве

характеристических длины и времени радиус цилиндра R и величину ω^{-1} соответственно и перейдём к безразмерным величинам x, y, l, v, t, h по формулам

$$X = Rx,\ Y = Ry,\ L = Rl, V = R^3 v,\ t = T\omega,\ H(X,T) = Rh(x,t),$$

где Y – радиальная координата, V – объём жидкости, T – время, H – расстояние от рассматриваемой точки свободной поверхности до цилиндрической стенки ($H_{max} \ll R$). Тогда уравнения движения тонкой плёнки примут вид

$$\frac{\partial h}{\partial t}(x,t) = -\frac{\mathrm{Re}}{3}\frac{\partial}{\partial x}\left(k(x,t)h^3(x,t)\right),\quad k(x,t) = \left(s + \frac{1}{\mathrm{We}}\right)\frac{\partial h}{\partial x}(x,t) + \frac{1}{\mathrm{We}}\frac{\partial^3 h}{\partial x^3}(x,t), \qquad (1)$$

где $s = 1$ или $s = -1$, если жидкость расположена на внешней или внутренней стороне цилиндра соответственно, $\mathrm{Re} = \rho\omega R^2/\mu$, $\mathrm{We} = \rho\omega^2 R^3/\sigma$, ρ – плотность жидкости, μ – коэффициент динамической вязкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения. Данное выражение получено в рамках исследования [8] и является применимым для осесимметричного случая аналогом уравнения, выведенного для плоских слоёв в работе [5]. Если определить новые безразмерные величины τ и δ с помощью равенств $\tau = t\mathrm{Re}h_1^3/3$, $\delta(x,\tau) = h(x,t)/h_1$, где $h_1 = v/(4\pi l)$ – средняя безразмерная толщина плёнки, то закон (1) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial \delta}{\partial \tau}(x,\tau) = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\vartheta(x,\tau)\delta^3(x,\tau)\right),\quad \vartheta(x,\tau) = \left(s + \frac{1}{\mathrm{We}}\right)\frac{\partial \delta}{\partial x}(x,\tau) + \frac{1}{\mathrm{We}}\frac{\partial^3 \delta}{\partial x^3}(x,\tau). \qquad (2)$$

В качестве граничных условий на стенках $x = \pm l$ предположим прилипание жидкости – равенство нулю продольной u и радиальной w компонент безразмерной скорости. Трёхфазная линия при этом должна оставаться неподвижной, что имеет место при наличии гистерезиса краевого угла смачивания. Поскольку выражения для u, w имеют вид

$$u(x,y,\tau) = q_1(x,y,\tau)\vartheta(x,\tau),\quad w(x,y,\tau) = q_2(x,y,\tau)\vartheta(x,\tau) + q_3(x,y,\tau)\frac{\partial \vartheta}{\partial x}(x,\tau),$$

где q_1, q_2, q_3 – некоторые функции, то для удовлетворения граничных условий необходимо:

$$\vartheta(\pm l,\tau) \equiv 0,\quad \frac{\partial \vartheta}{\partial x}(\pm l,\tau) \equiv 0. \qquad (3)$$

Скорость изменения безразмерного объёма жидкости с учётом (2), (3):

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = 2\pi h_1 \frac{\partial}{\partial \tau}\int_{-l}^{l}\delta(x,\tau)dx = 2\pi h_1 \int_{-l}^{l}\frac{\partial \delta}{\partial \tau}(x,\tau)dx = -2s\pi h_1 \int_{-l}^{l}\frac{\partial}{\partial x}\left(\vartheta(x,\tau)\delta^3(x,\tau)\right)dx =$$

$$= -2s\pi h_1\left(\vartheta(l,\tau)\delta^3(l,\tau) - \left(\vartheta(-l,\tau)\delta^3(-l,\tau)\right)\right) = 0.$$

Таким образом, условие постоянства объёма следует из (2), (3) и не требует дополнительной проверки, что объясняется использованием уравнения неразрывности при выводе (1).

Пусть в начальный момент времени известен профиль:

$$\delta(x,0) = \delta_0(x), \qquad (4)$$

удовлетворяющий тождествам (3). С учётом (2) и (4) условия (3) примут вид

$$\vartheta(\pm l,\tau) \equiv 0,\ \delta(\pm l,\tau) \equiv \delta_0(\pm l). \qquad (5)$$

Уравнение (2) замыкается равенствами (4), (5). Для моделирования эволюции возмущений плёнки на основе полученной системы разработана конечно-разностная схема, позво-

ляющая устранить негативное влияние концов $x = \pm l$ на сходимость численного метода, что принципиально отличает данную работу от задач с периодическими решениями – при плоском или бесконечном осесимметричном слое. В качестве начальных условий выбирались профили вида

$$\delta_0(x) = 1 + a \cdot (2(l^2(1 + \mathrm{We}) - 4n^2\pi^2)\sin(n\pi x/l) + (l^2(1 + \mathrm{We}) - 4n^2\pi^2)\sin(2\,n\pi x/l)),$$

удовлетворяющие условиям (3), где $a \ll 1$, $n \in \mathbb{N}$. После этого решения системы (2), (4), (5) анализировались на предмет развития возмущений $(\delta(x,\tau) - 1)$ с ростом τ. Результаты расчётов подтверждают, что увеличение числа Вебера We оказывает отрицательное воздействие на устойчивость внешних объёмов жидкости и положительное воздействие – на устойчивость внутренних слоёв. Также из вида уравнений (1) и (2) можно сделать вывод о том, что число Рейнольдса Re не влияет на характер эволюции возмущений, однако скорость их развития пропорциональна данному параметру.

Литература

1. Епихин В. Е., Конон П. Н., Шкадов В. Я. О форме осесимметричного слоя жидкости на поверхности вращающегося цилиндра // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 4. С. 23−27.

2. Конон П. Н., Жук А. В. Бифуркации равновесных состояний слоя жидкости внутри вращающегося цилиндра // ИФЖ. 2017. Т. 90, № 2. С. 471–477.

3. Fomin S., Watterson J., Raghunathan S., and Harkin-Jones E. The run-off condition for rimming flow of a power-law fluid // Theor. Comput. Fluid Dynamics. 2001. Vol. 15, No. 2. P. 83–94.

4. Пухначёв В. В. Об уравнении вращающейся плёнки // Сиб. матем. журн. 2005. Т. 46, № 5. С. 1138–1151.

5. Пухначёв В. В. Движение жидкой пленки на поверхности вращающегося цилиндра в поле тяжести // ПМТФ. 1977. № 3. С. 78–88.

6. Moffatt H. K. Behavior of a viscous film on the outer surface of a rotating cylinder // J. de Mecanique. 1977. Vol. 16, No. 5. P. 651–673.

7. Konon P. N., Zhuk A. V., and Shkadov V. Y. Hydrodynamic and thermal processes of applying coating and lubrication on the inner surface of the cylinder by rotation // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2021. Vol. 9, No. 1. P. 61–74.

8. Конон П. Н. Волновое осесимметричное течение слоя вязкой жидкости на внешней поверхности вращающегося цилиндра // Минисимпозиум «Задачи механики деформируемых сред с поверхностями раздела». 26–28 сентября 2022 г.: сб. тез. докл. ИВМ СО РАН, Красноярск, 2022. С. 35.

УДК 621.785

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С УЧЕТОМ ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУРЫ КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНОГО АЭРОГЕЛЯ

О. М. Алифанов, С. А. Будник, А. В. Ненарокомов, М. О. Салосина

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

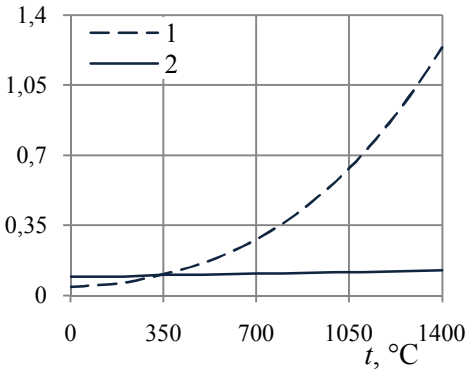
Тепловая защита космических аппаратов работает в условиях значительных тепловых нагрузок и требует оптимального проектирования как по технологическим, так и по массовым характеристикам. Большой интерес для разработки легких высокотемпературных теплоизоляционных материалов представляют углеродные аэрогели, внедрение которых в структуру композиционных материалов позволяет уменьшить радиационную составляющую теплопроводности при высоких температурах, благодаря высокому коэффициенту ослабления углеродных аэрогелей в инфракрасном диапазоне. В качестве армирующих наполнителей в таких материалах могут использоваться высокопористые ячеистые материалы, придающие композиту достаточную механическую прочность. Физические свойства композиционных материалов существенно зависят от микроструктуры армирующих наполнителей, что дает возможность при проектировании многослойной тепловой защиты наряду с толщинами слоев выбирать параметры структуры материала, оптимальные для конкретных условий эксплуатации разрабатываемого космического аппарата. Представлен алгоритм оптимального проектирования многослойной теплоизоляции на основе углеродного ячеистого материала, наполненного аэрогелем, с учетом зависимости теплофизических свойств от микроструктуры ячеистого материала. Практическое применение иллюстрируется задачей проектирования трехслойного теплозащитного экрана солнечного зонда.

Ключевые слова: *оптимизация, многослойная тепловая защита, углеродный аэрогель, высокопористый ячеистый материал.*

Одно из перспективных направлений совершенствования многослойных теплозащитных покрытий космических аппаратов (КА) связано с применением в их составе ультралегких композиционных материалов на основе аэрогелей, армированных неорганическими тугоплавкими волокнами или пористыми структурами. К настоящему времени на основе аэрогелей разработано большое количество теплоизоляционных материалов, разнообразных по своему составу и характеристикам. Требуемые механические и теплоизоляционные свойства материалов обеспечиваются за счет выбора состава и параметров структуры наполнителей (керамических, кварцевых, минеральных волокон, высокопористых ячеистых материалов, сотовых наполнителей, тканых и нетканых волокнистых материалов), а также различных добавок, интенсивно поглощающих или рассеивающих излучение (C, SiC, TiO_2).

Углеродные аэрогели представляют большой интерес для разработки высокотемпературных теплоизоляционных и теплозащитных материалов на их основе, благодаря низкому коэффициенту теплопроводности твердого каркаса и высокому коэффициенту ослабления в инфракрасном диапазоне. Одно из перспективных направлений разработки ультралегких теплозащитных композитов связано с внедрением аэрогелей в структуру высокопористых ячеистых материалов (ВПЯМ). Технология изготовления композиционных материалов на основе углеродных аэрогелей включает несколько этапов. На первом этапе структурообразующая высокопористая органическая матрица (например, пенополиуретан), пропитанная фенолоформальдегидной смолой, заполняется прекурсором органического геля. Затем производится замена растворителя на диоксид углерода и сушка в сверхкритических условиях, в результате чего в порах органической матрицы образуется органический аэрогель. Полученный материал подвергается процессу пиролиза в инертной среде (при давлении менее $1 \cdot 10^{-4}$ мбар и температуре 900 °C). В результате термодеструкции высокопористая органическая матрица преоб-

разуется в высокопористый ячеистый углеродный материал, ячейки которого заполнены углеродным аэрогелем. ВПЯМ выполняет роль наполнителя, обеспечивая высокие механические характеристики композиционного материала, а углеродный аэрогель позволяет уменьшить радиационную составляющую теплопроводности при высоких температурах (рисунок). Полученный таким образом композиционный материал может эксплуатироваться в вакууме или инертной среде вплоть до температуры 2500 °С и представляет интерес для проектирования тепловой защиты космических аппаратов, подвергающихся высокоинтенсивному тепловому воздействию.



Теплопроводность материала: 1 – ВПЯМ; 2 – ВПЯМ + аэрогель

При проектировании тепловой защиты, включающей слои из композиционных материалов, состоящих из ВПЯМ и углеродного аэрогеля, совместно с толщинами слоев могут быть выбраны параметры, характеризующие структуру используемых материалов. В качестве такого параметра целесообразно рассматривать диаметр ячеек ВПЯМ, который оказывает большое влияние на радиационные свойства материала; может быть легко измерен с помощью доступных средств для обработки изображений микроструктуры образцов ВПЯМ и легко контролируется в процессе изготовления материала.

Искомый вектор проектных параметров $\bar{p}$ должен обеспечить минимум массы единицы площади поверхности покрытия, которая определяется функцией

$$J(\bar{p}) = \sum_{l=1}^{L} \rho_l d_l \tag{1}$$

при ограничениях на определяемые характеристики и на значения предельно допустимых температур на границах слоев:

$$d_l > 0, l = 1, \dots, L, \tag{2}$$

$$a_{min} \le a \le a_{max}, \tag{3}$$

$$T(X_l, \tau) \le T_{lim}^{l}, l = 1, \dots, L, \quad \tau \in (\tau_{min}, \tau_{max}]. \tag{4}$$

Плотность композиционного материала зависит от плотности материала, составляющего структуру ВПЯМ (стеклоуглерода) ρ_s, плотности углеродного аэрогеля ρ_a и пористости ВПЯМ δ:

$$\rho_n = (1 - \delta)\rho_s + \delta\rho_a.$$

Алгоритм решения оптимизационной задачи (1)–(4) основывается на методе спроектированного лагранжиана [1]. На каждой итерации данной вычислительной схемы возникает необходимость решения численными методами прямой краевой задачи и краевой задачи для приращений температуры. Предполагается, что процесс распространения тепла в многослойном теплозащитном покрытии является одномерным по пространственной координате.

Поле температуры в слое ВПЯМ, заполненного углеродным аэрогелем, описывается уравнением

$$C_n \frac{\partial T_n}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{cn} \frac{\partial T_n}{\partial x}\right) - \frac{\partial q_R(x)}{\partial x},$$

$$C_n = (1-\delta)\rho_s c_s + \delta \rho_a c_a,$$

$$\lambda_{cn} = \delta \lambda_a + \frac{1}{3}(1-\delta)\lambda_s.$$

Для определения плотности потока излучения в слое ВПЯМ используется метод Росселанда [2], применимый для сред с большой оптической толщиной. Влияние поглощения и рассеяния среды на радиационный теплообмен учитывается через средний по Росселанду коэффициент ослабления β_R, который рассчитывается в зависимости от среднего диаметра ячейки ВПЯМ [3, 4].

Применение разработанного алгоритма иллюстрируется задачей проектирования трехслойного теплозащитного экрана солнечного зонда. Тепловой экран состоит из слоя углеродного ВПЯМ, наполненного углеродным аэрогелем, расположенного между слоями углерод-углеродного композиционного материала. Оптимальные значения параметров, характеризующих слой ВПЯМ (толщина слоя и диаметр ячеек ВПЯМ), определены для плотности теплового потока солнечного излучения в диапазоне 10–1800 кВт/м^2, что соответствует орбитам с радиусами перигелия 0,374–0,084 а.е.

Обозначения

ρ – плотность, кг/м^3; δ – пористость ВПЯМ; d – толщина слоя, м; l – номер слоя; L – число слоев; a – диаметр ячейки ВПЯМ, м; T – температура, К; x – координата по пространству, м; X – координата границы слоя, м; τ – время, с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); β – коэффициент ослабления, м$^{-1}$; c – теплоемкость, Дж/(кг·К).

Литература

1. Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация: пер. с англ. М.: Мир, 1985. – 509 с.

2. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. – 616 с.

3. Cunsolo S., Coquard R., Baillis D., Chiu W. K. S., Bianco N. Radiative properties of irregular open cell solid foams // Int. J. of Thermal Sciences. 2017. Vol. 117. P. 77–89.

4. Coquard R., Rochais D., Baillis D. Conductive and radiative heat transfer in ceramic and metal foams at fire temperatures // Fire Technology. 2012. Vol. 48. P. 699–732.

УДК 536.24; 544.344.01

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПУЛЬСИРУЮЩИХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ ДЛЯ АЭРОКОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

О. М. Алифанов, А. В. Моржухина, А. Г. Викулов, В. В. Ильин

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Рассмотрен термодинамический цикл пульсирующей тепловой трубы. Приведены соотношения для расчёта процессов этого цикла. Построена вырожденная система алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов, которые являются значениями вириальных функций на дискретной температурной сетке. На основе метода регуляризации разработан вариационно-итерационный метод решения вырожденной системы уравнений. Проведён вычислительный эксперимент, подтверждающий работоспособность метода. Построено вириальное уравнение состояния для воды, с использованием которого выполнен термодинамический расчёт цикла Стирлинга.

Ключевые слова: *тепловые трубы, терморегулирование, космическая техника, обратные задачи теплообмена, вычислительный эксперимент, моделирование.*

Современная космическая техника характеризуется конструкциями, работающими в условиях интенсивных, зачастую экстремальных, тепловых воздействий. Общая тенденция развития аэрокосмической техники связана с увеличением количества ответственных теплонагруженных технических элементов, с ужесточением условий их теплового нагружения при одновременном повышении надежности и срока службы. Для космических аппаратов и многоразовых транспортных систем обеспечение теплового режима является одним из важнейших разделов проектирования, определяющим основные проектно-конструкторские решения. Работа посвящена разработке адекватных моделей теплопереноса в тепловых трубах как элементов перспективных систем терморегулирования.

Пульсирующая тепловая труба (ПТТ) отличается отсутствием капиллярной структуры, ограничивающей мощность, передаваемую от испарителя к конденсатору. Вместо работы непрерывно действующих капиллярных сил в ПТТ совершается работа периодической упругой силы инертного газа в конденсаторе, который после сжатия давлением испарившегося рабочего тела стремится вернуться в исходное состояние [1]. Инертный газ в конденсаторе может быть заменён или дополнен упругим элементом, который также периодически сжимается и расширяется. В такой компоновке ПТТ способна работать в произвольной ориентации при наличии силы тяжести или при её отсутствии, что делает ПТТ перспективным элементом системы терморегулирования для космических аппаратов.

Для построения термодинамической модели рассмотрена диаграмма цикла Стирлинга (рис. 1), но без регенерации, так как в ПТТ тепло передаётся в направлении от испарителя к конденсатору и не сохраняется внутри цикла.

Рассмотрим изохорный нагрев двухфазной смеси массой m в испарителе объёмом V. Удельный объём смеси равен [2]

$$\upsilon = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}, \tag{1}$$

где ρ – плотность двухфазной смеси. Степень сухости смеси определяется соотношением

$$x = \frac{\upsilon - \upsilon'}{\upsilon'' - \upsilon'}, \tag{2}$$

где υ″, υ′ – удельные объёмы соответственно сухого насыщенного пара и воды на линии насыщения при температуре T, υ – удельный объём двухфазной смеси в объёме V.

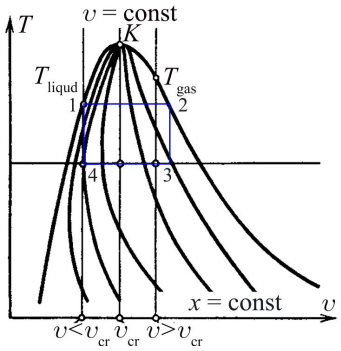


Рис. 1. Термодинамическая диаграмма цикла Стирлинга в ПТТ. *Tv*-диаграмма

Из-за наличия перегиба линий сухости левее критической точки на *Tv*-диаграмме (см. рис. 1) сухость двухфазной смеси изменяется по-разному в зависимости от соотношения удельного объёма двухфазной смеси υ и её критического удельного объёма υ_{cr} в изохорном процессе внутри постоянного объёма V. При удельном объёме двухфазной смеси $\upsilon < \upsilon_{cr}$ соотношение между количеством воды и пара изменяется так, что если температура ниже её значения в точках перегиба линий сухости, то изохорный нагрев приводит к увеличению сухости двухфазной смеси ($dx > 0$), а если выше, то к уменьшению ($dx < 0$). При удельном объёме $\upsilon > \upsilon_{cr}$ изохорный нагрев смеси всегда приводит к увеличению её сухости ($dx > 0$) [2]. По этой причине в процессе 23 изохорного охлаждения двухфазной смеси её степень сухости всегда уменьшается, в то время как при изохорном нагреве 41 сухость смеси уменьшается, только если температура выше определённого значения.

Предположим, что двухфазная смесь в испарителе полностью конденсируется, и рассмотрим изотермическое расширение 12, вновь приводящее к образованию смеси, состоящей из влажного пара и жидкости. Так как наибольшая работа совершается циклом при изотермическом расширении смеси от жидкости до сухого насыщенного пара, предположим также, что процесс 12 достигает линии насыщения, и жидкость полностью испаряется. Количество тепла, подведённое к смеси:

$$dq = du + dl = c_{\upsilon} dT + p d\upsilon = p d\upsilon = dl, \tag{3}$$

т.е. работа газа в изотермическом процессе равна количеству подведённого тепла:

$$q_{12} = l_{12} = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} p(\upsilon)\, d\upsilon. \tag{4}$$

Для её вычисления необходимо знать подынтегральную функцию давления от удельного объёма из уравнения состояния или экспериментальных данных. Для вычисления энтропии воспользуемся следующим выражением, как следствием из уравнения Максвелла:

$$s(\upsilon_2, T) - s(\upsilon_1, T) = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} \left(\frac{ds}{d\upsilon}\right)_T d\upsilon = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} \left(\frac{dp}{dT}\right)_{\upsilon} d\upsilon. \tag{5}$$

Таким образом, для вычисления работы и изменения энтропии в изотермическом процессе двухфазной смеси из жидкости и влажного пара необходимо уравнение состояния, связывающее между собой p, υ, T, или экспериментальные данные, аппроксимируемые приближённой зависимостью между параметрами состояния на ограниченных интервалах. Те же результаты справедливы и для изотермического процесса 34.

Количество тепла, подведённое к смеси при нагреве в изохорном процессе 41:

$$dq = du + dl = c_\upsilon dT + pd\upsilon = c_\upsilon dT = du, \tag{6}$$

равно изменению внутренней энергии. Для её вычисления необходимо знать подынтегральную функцию изохорной теплоёмкости от температуры из экспериментальных данных или расчёта:

$$q_{41} = u_{41} = \int_{T_4}^{T_1} c_\upsilon(T)dT. \tag{7}$$

По известным температурам T_4, T_1 вычисляется изменение энтропии:

$$s(T_1,\upsilon) - s(T_4,\upsilon) = \int_{T_4}^{T_1}\left(\frac{ds}{dT}\right)_\upsilon dT = \int_{T_4}^{T_1}\frac{c_\upsilon(T)}{T}dT. \tag{8}$$

Таким образом, для вычисления изменения внутренней энергии и энтропии в изохорном процессе двухфазной смеси из жидкости и влажного пара необходима функция изохорной теплоёмкости смеси от температуры $c_\upsilon = c_\upsilon(T)$. Аналогичные преобразования справедливы и для изохорного процесса 23. Зная изменение энтропии в термодинамическом процессе, по *h*s-диаграмме влажного пара данного вещества можно найти изменение энтальпии в этом процессе.

Для вычислительного эксперимента возьмём воду и водяной пар в интервале температур от 80 до 100 ºС. Давление влажного пара однозначно определяется его температурой (см. рис. 1), а из соотношения (2) для степени сухости влажного пара следует выражение удельного объёма:

$$\upsilon = \upsilon' + x(\upsilon'' - \upsilon'). \tag{9}$$

Поскольку удельные объемы сухого насыщенного пара и жидкости на линии насыщения также зависят от температуры, то удельный объём влажного пара является функцией температуры и степени сухости (рис. 2).

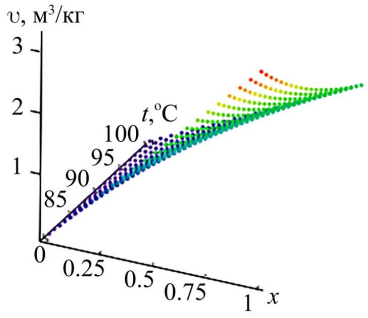


Рис. 2. Распределение удельного объёма влажного пара от температуры и степени сухости

Далее было найдено распределение вириальных функций. Непосредственное вычисление определителя для системы алгебраических уравнений показывает, что его значение практически равно нулю, поэтому решение системы нуждается в регуляризации. Параметр регуляризации и функция итерационного процесса в зависимости от номера итерации также были рассчитаны и проведено сравнение табличного распределения давления от температуры и расчётного, найденного по уравнению состояния. Удовлетворительное визуальное совпадение достигается уже на третьей итерации, но с ростом числа итераций уменьшается значение невязки между расчётным и табличным распределениями, что подтверждает регулирующие свойства метода.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 23-49-10060.

Литература

1. Смирнов Г. Ф., Савченков Г. А. Пат. на изобретение. Пульсирующая тепловая труба. 1976.

2. Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейдлин А. Е. Техническая термодинамика. М.: Наука, 1979. – 512 с.

УДК 621.45.038.74

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛОБОВОГО ТОРМОЗНОГО ЭКРАНА С НАБЕГАЮЩИМ ПОТОКОМ

И. А. Борисенко, М. О. Ивашиненко, А. В. Нетелев

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

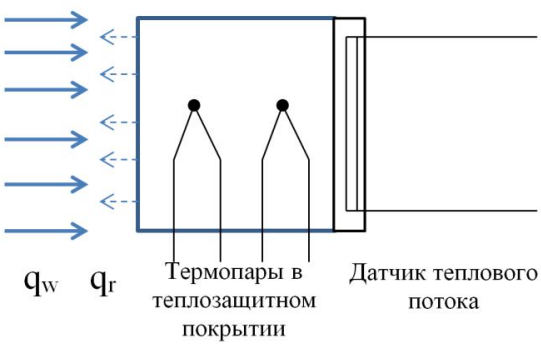
Представленный в работе метод может быть применим для исследования свойств набегающего газового потока при движении спускаемого аппарата в атмосфере планеты. В ситуациях, когда прямые измерения затруднительны или невозможны, для расчета характеристик потока могут быть использованы методики, основанные на обработке косвенных данных о тепловом состоянии лобового тормозного экрана. Такие методики базируются на решении обратных задач теплопереноса. В работе для оценки коэффициента аккомодации для формулы Фея–Риддела используется генетический алгоритм минимизации целевого функционала расчетных и измеренных температур в лобовом тормозном экране.

Ключевые слова: *параметры набегающего потока, формула Фея–Риддела, коэффициент аккомодации, обратная задача, генетические алгоритмы оптимизации.*

При проектировании новых исследовательских миссий на имеющие атмосферу планеты существует дополнительная возможность получения данных о распределении физических свойств атмосферы. Такая информация позволит увеличить точность математических моделей, описывающих взаимодействие спускаемого аппарата с набегающим газовым потоком, более качественно проводить оценку тенденций развития атмосферных явлений и глобальных планетарных процессов, а также и для многих других научно-прикладных задач. Прямые измерения свойств атмосферы датчиками непосредственно при спуске аппарата в атмосфере подчас невозможны или сопряжены с техническими сложностями, обусловленными высокими значениями температуры и давления, в пограничном слое газа. Выходом из этой ситуации будет использование косвенных данных о тепловом состоянии лобового тормозного экрана для расчета свойств набегающего газового потока, а именно температуры в некоторых точках теплозащитного экрана.

В качестве примера рассмотрим случай обтекания сферически затупленного конуса свободномолекулярным потоком. Для расчета величин конвективного теплового потока при различных режимах обтекания может быть использовано полуэмпирическое уравнение Фея–Риддела [1]

$$q_w = a_в P_\infty \left(\frac{RT_\infty}{2\pi\mu}\right)^{0.5} \left[\left(S^2 + \frac{k}{k-1} - \frac{1}{2}\frac{(k+1)}{(k-1)}\frac{\mathrm{T_w}}{\mathrm{T_\infty}}\right)\chi(S_\theta) - 0.5\exp\left(-S_\theta^2\right)\right]. \quad (1)$$



Пример схемы температурных измерений в лобовом тормозном экране

Использование уравнения Фея–Риддела (1) сопряжено с рядом трудностей. В частности, экспериментальное измерение коэффициента аккомодации крайне затруднено, даже в лабораторных условиях. В качестве дополнительной информации используются показания термопар, установленных во внутреннем объеме лобового тормозного экрана $f_m(\tau)$. Для получения граничного условия задачи на внутренней границе экрана монтируется датчик теплового потока (см. рисунок).

Кривизной поверхности можно пренебречь в силу того, что диаметр и радиус скругления лобового тормозного экрана значительно превышают его толщину.

Тепловое состояние системы (пограничный слой – лобовой тормозной экран) будет описываться совместным решением внешней и внутренней задач теплопереноса:

$$C(T)\frac{\partial T}{\partial \tau}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right], \qquad x\in(0,L), \qquad \tau\in(0,\tau_m], \tag{2}$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}_{x=0}=q_w(T)-q_r(T), \qquad \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}_{x=L}=q_{изм}, \qquad T(x,\tau_0)=T_0(x).$$

Расчет коэффициента аккомодации будет являться классической обратной задачей. В силу некорректности обратных задач для ее решения применяются специальные методы, позволяющие получить устойчивое решение [2]. При решении задачи в описанной постановке минимизируется функционал расчетных и измеренных температур:

$$J(a_в)=\frac{1}{2}\sum_{m=1}^{M}\int_0^{\tau_m}\left[T(x_m,\tau)-f_m(\tau)\right]^2 d\tau. \tag{3}$$

Существует большое количество методов решение обратных задач, основанных на методах минимизации второго порядка [2]. Такие методы подразумевают расчет производных целевого функционала, что в некоторых ситуациях бывает затруднительно. Генетические алгоритмы относятся к методам минимизации нулевого порядка [3, 4]. Они построены на имитации эволюционных процессов при поиске глобального экстремума. Их основным преимуществом является универсальность и то, что их алгоритм не зависит от процедур расчета целевой функции. Строго говоря, данная процедура может использоваться в алгоритме как «черный ящик». В основе генетических алгоритмов лежат две основные операции – кроссбридинг (скрещивание) и мутация. Для реализации генетического алгоритма выбирается начальное приближение искомых характеристик – родительская популяция. Каждому члену популяции соответствует целевая функция – функционал невязки. Искомые характеристики задаются набором параметров – отдельными табличными значениями либо коэффициентами параметризации (генов).

Для реализации процессов кроссбридинга и мутации коэффициенты представляются в двоичной кодировке. В искомой популяции выбирается доминирующая особь – член популяции с минимальным значением целевого функционала. Производится скрещивание доминантной особи с остальными членами популяции. Для этого двоичная запись каждого гена произвольным образом делится на две части и объединяется с соответствующими частями остальных особей. Таким образом, образуется популяция потомков. Для этой популяции так же производится оценка целевой функции и, в итоге, из двух популяций формируется новая родительская популяция, состоящая из членов с наименьшими значениями целевой функции.

Для того чтобы избежать попадания функции в локальный экстремум, используется операция мутации. Наиболее простым способом мутации является случай, когда у произвольного потомка произвольным образом меняется на противоположное значение одного из разрядов произвольного гена. Такой подход, в перспективе, может привести к обнаружению глобального экстремума, но будет иметь очень большое количество вычислительных циклов, прежде чем решение покинет область локального экстремума. Поэтому целесообразно также использовать операции мутации, построенные на других алгоритмах. Например, у произвольного потомка меняется местами первый и последний разряд в гене, или производится сдвиг всех разрядов на одну позицию.

Так как метод генетических алгоритмов не относится к детерминированным методам, то оценка эффективности может быть проведена по математическому ожиданию количества расчетных циклов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования, проект FSFF-2023-0007.

Обозначения

$\chi(x) = \exp(-x^2) + \pi^{0,5} x(1 + erf(x))$; x – координата вдоль криволинейной поверхности; $\mathrm{erf}(x) = 2\pi^{-0,5} \int_0^x \exp(-t^2)dt$ – функция ошибок; $S = \sqrt{(k/2)} M_\infty$ – скоростное отношение; $S_\theta = S\cos(\theta)$; θ – угол падения линии тока к поверхности обтекаемого элемента; $a_в = (E_i - E_r)/(E_i - E_w)$ – коэффициент термической аккомодации, E_i, E_r – энергия падающих и отраженных молекул, E_w – энергия отраженных молекул в случае их полного отражения с максвелловским распределением скоростей, при температуре поверхности тела T_w; $T(X_m, \tau)$ – расчетная температура в точках установки термодатчиков с координатой X_m, $m = \overline{1, M}$, m – номер датчика.

Литература

1. Алифанов О. М., Иванков А. А., Нетелев А. В., Финченко В. С. Применение аэроупругих устройств с гибкой тепловой защитой для торможения аппаратов в атмосфере планет // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6, № 7. С. 301–307.

2. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач и их приложения к обратным задачам теплообмена. М.: Наука, 1988. – 288 с.

3. Coley David A. Introduction to Genetic Algorithms for Scientists and Engineers. World Scientific Publishing, 1999. – 244 p.

4. Панченко Т. В. Генетические алгоритмы. Астрахань: Издательский дом «Астраханский университет», 2007. – 87 с.

УДК 535.391: 621.376

НАГРЕВАНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ МЕТАЛЛОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СО СЛОЖНОЙ ВРЕМЕННОЙ ФОРМОЙ

С. В. Васильев, И. К. Губаревич, А. Ю. Иванов, Э. А. Карпович, А. Л. Ситкевич

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, г. Гродно, Беларусь

Представлены результаты исследования воздействия лазерного излучения умеренной интенсивности на образцы из металлов (титан, медь, кадмий) при стандартных условиях атмосферного давления (10^5 Па) и температуры (300 К) через некоторое время после начала лазерного воздействия на твердое тело. Проведены расчеты нагревания облучаемого участка плоской поверхности образцов при различных значениях энергии отдельных пичков лазерного излучения. Построены временные зависимости температур на поверхности всех образцов. Получено удовлетворительное согласие результатов расчета с данными экспериментальных исследований. Приведенная в работе приближенная модель расчета периодического нагревания и охлаждения облучаемого образца может быть использована для качественного описания нагревания рассмотренных материалов, по крайней мере в случае небольшого числа воздействующих на образец импульсов лазерного излучения.

Ключевые слова: *импульсное лазерное излучение, поглощение излучения, нагревание, охлаждение, полиметилметакрилат, титан, медь, кадмий.*

Целью данной работы является моделирование временной зависимости температуры ΔT в пределах пятна фокусировки излучения на поверхности твердого тела под воздействием лазерного импульса.

Облучение образцов осуществлялось рубиновым лазером ГОР-100М. Форма лазерного импульса имела сложную временную структуру, что в свою очередь играет определяющую роль для расчёта изменения температуры на поверхности облучаемых образцов. Продолжительность воздействия лазерного импульса (ЛИ) в режиме свободной генерации достигала τ = 1,2 мс. Энергия отдельно взятых пичков ЛИ длительностью ~1 мкс варьировалась в промежутке E = 2–6 Дж. Нагревание материала описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T(\vec{r},t)}{\partial t} = a^2 \Delta T(\vec{r},t) + f(\vec{r},t). \tag{1}$$

Решение уравнения (1) с начальным условием

$$T(\vec{r},0) = T_0 = 300\text{K} \tag{2}$$

и граничным условием

$$\left(n \cdot \operatorname{grad} T(\vec{r})\right) = 0, \tag{3}$$

описывающего нагревание плоской пластины непосредственно в ходе воздействия лазерного импульса (до «включения» механизма теплопроводности), имеет вид

$$\Delta T = b\frac{d^2}{16l^2}, \quad b = \frac{E}{d^2}\frac{1-\rho_{от}}{c\gamma\sqrt{\alpha\tau^3}}, \tag{4}$$

где E – энергия лазерного импульса (2–6 Дж), d – диаметр пятна фокусировки ЛИ, l – толщина образца, $\rho_{от}$ – коэффициент отражения, c – удельная теплоемкость, α – коэффициент температуропроводности, τ – время импульса, γ – плотность вещества.

Предполагается, что нагревание образцов происходит именно только в момент воздействия лазерного излучения, во все другие времена идет процесс охлаждения (остывания) материала мишени.

Предложенная модель для расчёта изменения температуры поверхности образцов качественно описывает нагревание области пятна фокусировки ЛИ, хоть и не учитывает некоторые процессы, такие как затраты энергии на фазовые переходы, а также другие процессы, протекающие не только в облучаемых материалах, но и непосредственно вблизи их поверхности.

В промежутке времени $t \sim 10$ мкс между пичками лазерного импульса происходит охлаждение пластины посредством теплопередачи, которая в свою очередь является достаточно сложным процессом, состоящим из таких способов переноса теплоты как кондуктивный (теплопроводность), тепловое излучение и естественная конвекция.

Аналитическое решение уравнения теплопроводности (1), описывающего охлаждение плоской пластины, приводится в безразмерном виде

$$\theta = \sum_{1}^{\infty} \frac{2\sin(\mu_n)}{\mu_n + \sin(\mu_n)\cos(\mu_n)} \cos(\mu_n X) \exp(-\mu_n^2 F_0). \qquad (5)$$

Здесь $\theta = \frac{T(t) - T_в}{T_0 - T_в}$, $T(t)$ – температура в момент времени t в точке x, T_0 – начальная температура пластины, $T_в$ – температура охлаждающего воздуха (жидкости), $X = x/L$, $F_0 = at/L^2$ – число Фурье, $a = \lambda/(C\rho)$ – коэффициент температуропроводности, μ_n – n-й корень уравнения $\mathrm{ctg}(\mu) = \mu/\mathrm{Bi}$, где $\mathrm{Bi} = \alpha L/\lambda$ – число Био.

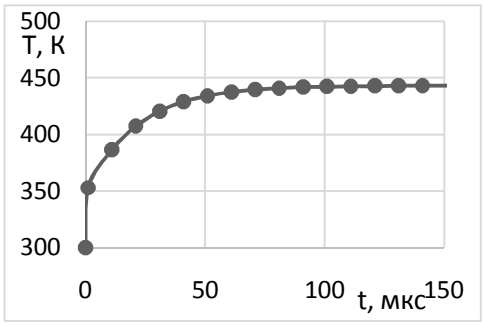
В таблице показано необходимое время воздействия лазерного импульса, приводящее к размягчению (T = 373 К), плавлению (T = 433 К) и воспламенению (T = 533 К) ПММА при различных энергиях излучения. Очевидно, что с ростом энергии лазерного излучения скорость нагревания образца возрастает. Видно, что температура горения достигается через $t \sim 0.5$ мс при энергии ЛИ E = 6 Дж. Если же энергия излучения устанавливается в пределе E = 2–3 Дж, то температура на поверхности образца не достигает температуры плавления. В свою очередь энергии лазерного излучения E = 4–5 Дж достаточно для плавления материала и недостаточно для его воспламенения.

Времена, приводящие к размягчению, плавлению и воспламенению ПММА при различных энергиях излучения

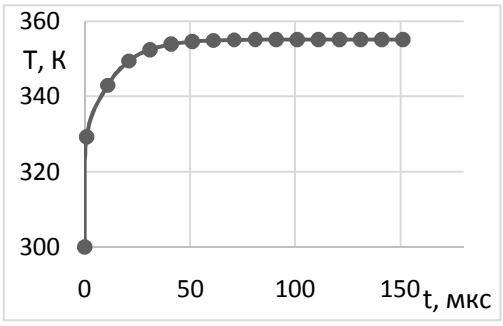
Процесс	E, Дж				
	2	3	4	5	6
Размягчение	350 мкс	140 мкс	90 мкс	70 мкс	50 мкс
Плавление	–	–	260 мкс	160 мкс	120 мкс
Горение	–	–	–	–	480 мкс

Временные зависимости температуры в области пятна фокусировки лазерного излучения на поверхности металлов при энергии воздействующего лазерного импульса E = 2 Дж представлены на рисунке.

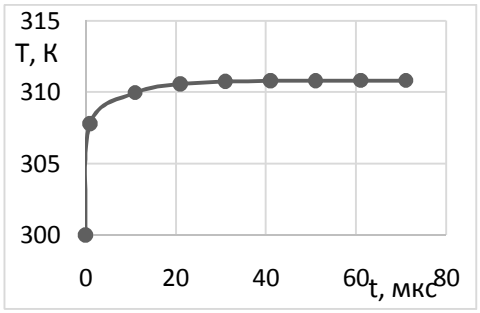
Таким образом, проведены расчеты нагревания облучаемого участка плоской поверхности образцов из металлов и диэлектрика (ПММА) при различных значениях энергии отдельных пичков лазерного излучения, определены времена воздействия, при которых происходит разложение ПММА на мономеры и, как следствие, испарение и возгорание облу-



а



б



в

Временная зависимость температуры в области пятна фокусировки ЛИ на поверхности пластины из титана (*а*), кадмия (*б*) и меди (*в*) в момент окончания воздействия излучения при энергии импульса $E = 2$ Дж

чаемого материала, построены временные зависимости температуры для всех образцов, а также рассчитаны максимально возможные достигаемые температуры при энергии лазерного импульса 2–6 Дж.

УДК 519.63: 621.039.534...23

РАЗРАБОТКА СУБКАНАЛЬНОГО ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОГО КОДА SC-CORE ДЛЯ РАСЧЕТА ПОЛНОМАСШТАБНЫХ АКТИВНЫХ ЗОН РЕАКТОРОВ С ВОДОЙ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Е. А. Вертиков, Д. А. Олексюк

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

Представлено математическое описание программы SC-Core, предназначенной для проведения стационарных теплогидравлических расчетов в субканальном (ячейковом) приближении активных зон ядерных реакторов с водой под давлением. Приведена система дифференциальных уравнений, описывающая течение двухфазного теплоносителя в одножидкостном приближении, а также ее дискретный аналог, полученный методом контрольных объемов с использованием смещенных сеток. Показана эффективность реализованного метода Ньютона для решения систем нелинейных алгебраических уравнений по сравнению с традиционными методами, использующимися в аналогичных расчетных кодах.

Ключевые слова: *теплогидравлический расчет, субканальное приближение, активная зона, метод контрольных объемов, метод Ньютона.*

Значительный объем материалов, обосновывающих безопасность реакторных установок, занимают теплогидравлические расчеты. Одним из способов проведения теплогидравлических расчетов активных зон является субканальный (ячейковый) метод, при котором исследуемая область пространства разбивается на множество параллельных подканалов, взаимодействующих между собой посредством турбулентного и конвективного поперечного перемешивания теплоносителя. Программные средства, использующие данный метод, широко распространены в России и за рубежом и применяются для обоснования теплотехнической надежности активных зон ядерных реакторов, так как, с одной стороны, в отличие от одномерных «системных» кодов позволяют учитывать неоднородность параметров теплоносителя в пределах поперечного сечения тепловыделяющих сборок, а с другой – обладают приемлемым, по сравнению с CFD-кодами, временем счета. В России наиболее известными представителями данного класса расчетных кодов являются такие программы как SC-1 [1] и SC-INT [2] (НИЦ «Курчатовский институт»), ВЯЗ–М [3] (ГНЦ РФ ФЭИ) и ТИГРСП [4] (ОКБ «ГИДРОПРЕСС»), КАНАЛ [5] («ОКБМ Африкантов»)

При проведении обоснования теплотехнической надежности активной зоны одной из определяющих величин является запас до кризиса теплоотдачи. В стационарных условиях эксплуатации для определения величины DNBR рассматривается наиболее напряжённая тепловыделяющая сборка, а режимные параметры (расход, давление, температура, тепловая мощность) отклоняются в неблагоприятную, с точки зрения величины запаса до кризиса теплоотдачи, сторону. Оставшаяся часть активной зоны либо не моделируется в целом, либо моделируется в виде определенного количества взаимосвязанных каналов, характерный размер которых увеличивается по мере отдаления от исследуемой ТВС. Использование данного подхода к описанию геометрии активной зоны исторически связано с ограничениями в вычислительных ресурсах. Данный подход имеет следующие недостатки:

– невозможность получения реалистичной картины перераспределения расхода теплоносителя между тепловыделяющими сборками вследствие их гидравлической и тепловой неравноценности, что является особенно важным при моделировании смешанных активных зон;

– невозможность учета неравномерности расхода теплоносителя между ТВС на входе в активную зону;

– отсутствие обоснованных замыкающих соотношений для расчета поперечных турбулентных перетоков между укрупненными каналами.

Для устранения описанных выше недостатков сотрудники отдела теплофизических исследований НИЦ «Курчатовский институт» разрабатывают субканальный теплогидравлический код SC-Core, математическое описание и верификация которого приводятся в настоящей работе. Заложенные в программу численные алгоритмы, реализованные с помощью библиотеки для параллельного решения линейных и нелинейных систем уравнений PETSc [6], позволяют осуществлять эффективное по времени моделирование полномасштабных активных зон реакторов с водой под давлением с детальным разбиением каждой ТВС. В программе заложена одножидкостная модель течения двухфазного теплоносителя. Исходя из комбинирования уравнений сохранения, записанных для жидкой и паровой фаз в отдельности, и последующего применения метода контрольных объемов на смещенных сетках, изображенных на рисунке, получается следующая система нелинейных алгебраических уравнений.

Уравнение сохранения массы:

$$m_{i,j+1/2} - m_{i,j-1/2} + \Delta z_j \cdot \sum_{k=1}^{N_k^i} w_{i,j,k} = 0. \tag{1}$$

Уравнение сохранения энергии:

$$\begin{gathered}[m \cdot h]_{i,j+1/2} - [m \cdot h]_{i,j-1/2} + \Delta z_j \cdot \sum_{k=1}^{N_k^i} [w \cdot h]_{i,j,k} = \\ = \Delta z_j \cdot \sum_{r=1}^{N_r^i} q_{i,j,k}^l + \Delta z_j \cdot \sum_{k=1}^{N_k^i} \lambda_{i,j,k} \cdot S_{i,j,k}^g \cdot \frac{T_{ik,j} - T_{i,j}}{L_{i,j,k}} + \Delta z_j \cdot \sum_{k=1}^{N_k^i} w_{i,j,k}^T \cdot \left(h_{ik,j} - h_{i,j}\right).\end{gathered} \tag{2}$$

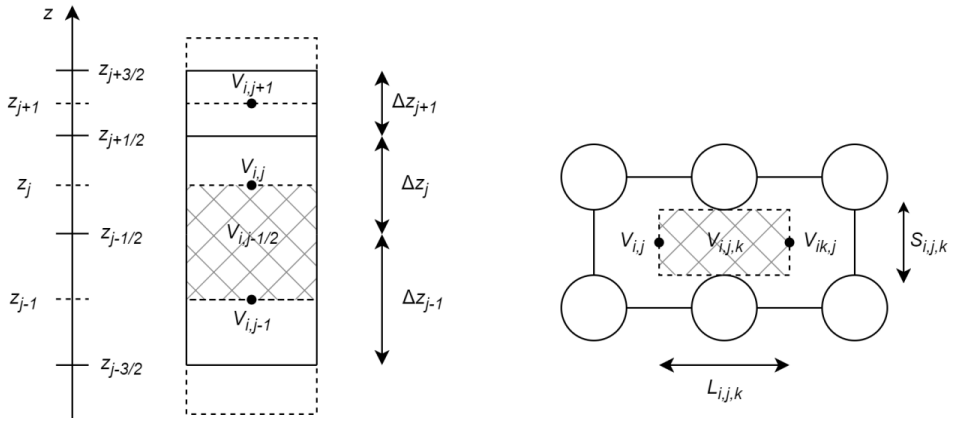
Уравнение сохранения проекции вектора импульса на аксиальное направление:

$$\begin{gathered}\left[\frac{m^2 \cdot v}{A}\right]_{i,j+1} - \left[\frac{m^2 \cdot v}{A}\right]_{i,j} + \Delta z_{j+1/2} \cdot \sum_{k=1}^{N_k^i} \left[w \cdot \frac{m \cdot v}{A}\right]_{i,j+1/2,k} = \\ = -V_{i,j+1/2} \cdot \rho_{i,j+1/2} \cdot g - A_{i,j+1} \cdot p_{i,j+1} + A_{i,j} \cdot p_{i,j} - \\ - \left(\Delta z_{j+1/2} \cdot \left[\frac{\lambda_f}{d_{hy}}\right]_{i,j+1/2} + \xi_{i,j+1/2}^{loc}\right) \cdot \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{m^2 \cdot v}{A}\right]_{i,j+1/2} + \\ + \Delta z_{j+1/2} \cdot \sum_{k=1}^{N_k^i} w_{i,j+1/2,k}^T \cdot \left(\left[\frac{m \cdot v}{A}\right]_{ik,j+1/2} - \left[\frac{m \cdot v}{A}\right]_{i,j+1/2}\right).\end{gathered} \tag{3}$$

Уравнение сохранения проекции вектора импульса на поперечное направление:

$$\left[L \cdot w \cdot \frac{m \cdot v}{A}\right]_{i,j+1/2,k} - \left[L \cdot w \cdot \frac{m \cdot v}{A}\right]_{i,j-1/2,k} = \Delta z_j \cdot S_{i,j,k}^g \cdot \left(p_{i,j} - p_{ik,j}\right) - \Delta z_j \cdot \xi_{i,j,k}^w \cdot \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{|w| \cdot w \cdot v}{S^g}\right]_{i,j,k}. \tag{4}$$

В системе алгебраических уравнений (1)–(4) основными неизвестными являются следующие величины: $h_{i,j}$, $p_{i,j}$, $m_{i,j+1/2}$ и $w_{i,j,k}$. Для переменных, расположенных в иных узлах расчетной сетки, используются соответствующие схемы интерполяции (схема против потока, центральная разность, или же схемы более высоких порядков точности). Параметры A, d_{hy}, Δz, L, S^g, V полагаются известными геометрическими характеристиками расчетной области и задаются пользователем программы в качестве входных данных. Для вычисления λ, λ_f, ρ, T, v, w^T, ξ^{loc}, ξ^w используются соответствующие замыкающие соотношения.



Взаимное расположение элементарных расчетных объемов в пространстве

В качестве особенностей, заложенных в программу SC-Core уравнений и численных алгоритмов их решения, можно отметить следующее:

– возможность проведения параллельного расчета полномасштабных активных зон ядерных реакторов в субканальном приближении с детальным разбиением каждой ТВС;

– возможность проведения расчетов с неравномерным аксиальным разбиением;

– возможность пользовательского выбора схем интерполяции, использующихся для нахождения величин в узлах вспомогательных расчетных сеток.

Также стоит отметить наличие препроцессора, позволяющего значительно упросить создание входного файла, содержащего геометрические характеристики расчетной области.

Разработанная программа может использоваться при обосновании теплотехнической надежности активных зон ядерных реакторов. Также она может выступать в качестве модуля расчета теплофизических параметров теплоносителя и тепловыделяющих элементов в связке с нейтронно-физическими диффузионными программами или же программами, использующими методы Монте-Карло, для уточнения характеристик топливных циклов.

Литература

1. Олексюк Д. А. Разработка и экспериментальное обоснование программы для поячейкового теплогидравлического расчета активных зон реакторов типа ВВЭР: дис. ... канд. техн. наук: 05.14.03. М., 2002. – 194 с.

2. Kireeva D. R., Oleksyuk D. A. Validation of the SC-INT code using experimental data on coolant mixing in a 37-rod fuel assembly with heat exchange intensifying spacer grids // Int. Conf. on Mathematics & Computational Methods Applied to Nuclear Science & Engineering M&C. – Jeju, Korea, 2017.

3. Гущин Е. В., Колмаков А. П. Программа поканального теплогидравлического расчета ВЯЗ-М и некоторые результаты расчетов // Теплофизика-2001. Отраслевая конференция «Теплогидравлические коды для энергетических реакторов (разработка и верификация)». Обнинск, 2001.

4. Степанов О. Е и др. Кроссверификация модели поячеистого расчета ТВС кода ТИГРСП с применением CFD кода на примере 7-стержневой сборки // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2016. № 2. С. 54–66.

5. Самойлов О. Б. и др. Экспериментальные исследования теплогидравлических характеристик на моделях ТВСА ВВЭР-1000 // Четвертая междунар. науч.-техн. конф. «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР». Подольск, 2005.

6. Balay S. et al. PETSc users manual. 2019.

УДК 532.517.4:532.574:536.25

БЕСКОНТАКТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ, ДАВЛЕНИЯ И ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЯЗКОСТИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ С ПОМОЩЬЮ АССИМИЛЯЦИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ДАННЫХ

Н. А. Винниченко, Ю. К. Руденко, А. В. Пуштаев, Ю. Ю. Плаксина, А. В. Уваров

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Предложена новая методика ассимиляции данных для турбулентных течений, позволяющая определять распределения турбулентной вязкости, давления и скорости по экспериментально измеренным полям температуры. Для турбулентной струи горячего воздуха из круглого сопла проведены измерения среднего по времени осесимметричного распределения температуры с использованием бесконтактного теневого фонового метода. Полученные результаты использованы как входные данные для определения полей скорости, давления и турбулентной вязкости. Таким образом, реализовано измерение скорости и давления без использования засева, а также измерение турбулентной вязкости без использования какой-либо конкретной модели турбулентности. Выполнено сравнение результатов с обычным моделированием RANS с моделями Спаларта–Аллмараса и k–ε. Показано, что погрешность ассимиляции данных по сравнению с обычным моделированием имеет тот же порядок, что и расхождение между различными моделями турбулентности.

Ключевые слова: *ассимиляция данных, турбулентная струя, турбулентная вязкость, теневой фоновый метод.*

Методы ассимиляции данных, сочетающие экспериментальные измерения и численное моделирование, стали активно применяться в гидродинамике в начале XXI века, после того как современные методы количественной визуализации, в первую очередь цифровая трассерная визуализация (PIV), позволили получать мгновенные поля гидродинамических величин. Поскольку одновременное измерение полей нескольких величин (например, скорости и температуры) представляет значительную трудность, а прямое измерение некоторых величин (давления и турбулентной вязкости) невозможно, ассимиляция данных используется для определения недостающих величин путем подстановки экспериментальных данных в уравнения гидродинамики. В настоящее время наиболее развиты методы определения мгновенных и средних полей давления по данным PIV [1, 2]. Нашей группой был предложен метод неполного численного моделирования [3], основанный на прямой подстановке в уравнения гидродинамики мгновенных полей температуры, измеренных теневым фоновым методом (ТФМ), позволяющим достаточно точно определять для задач естественной конвекции мгновенные поля скорости и давления без использования засева. Другой способ получить поля скорости и давления из данных трехмерного томографического ТФМ с помощью нейронных сетей, учитывающих уравнения гидродинамики, был предложен в [4]. Для турбулентных течений также необходимо уметь определять из экспериментальных данных поле турбулентной вязкости. Для статистически стационарного течения это можно делать по данным PIV напрямую, исходя из определений энергии турбулентных флуктуаций k и скорости ее диссипации ε, но точность определения ε (и турбулентной вязкости) невысока. Можно находить поле турбулентной вязкости и с помощью ассимиляции данных [5]. В настоящей работе предлагается метод определения распределений скорости, давления и турбулентной вязкости из полей температуры, измеренных ТФМ. Он основан на уравнении энергии (здесь для стационарного течения в приближении малых чисел Маха)

$$C_p \rho \left(\vec{v}\nabla\right) T = \nabla\left((\lambda + \lambda_t)\nabla T\right), \qquad (1)$$

которое можно записать как уравнение относительно полной теплопроводности $L = \lambda + \lambda_t$

$$\nabla T \nabla L + L\Delta T = C_p \rho \left(\vec{v}\nabla\right) T \,. \tag{2}$$

Турбулентная теплопроводность λ_t связана с турбулентной вязкостью η_t турбулентным числом Прандтля $\mathrm{Pr}_t = \eta_t C_p/\lambda_t$, которое полагается постоянным, равным 0.9. Если поле температуры известно из эксперимента, а поле плотности определено из него с помощью уравнения состояния, то уравнение (2) и уравнения непрерывности и движения образуют замкнутую систему, позволяющую найти распределения скорости, давления и турбулентной вязкости без использования какой-либо конкретной модели турбулентности. Пространственные производные температуры при этом играют роль коэффициентов уравнения (2). В областях течения, где они равны нулю, уравнение (2), очевидно, вырождается и не позволяет получить достоверные значения L. Чтобы избежать влияния таких областей на решение, необходима дополнительная регуляризация. В настоящей работе в уравнение (2) добавляется член, пропорциональный лапласиану L:

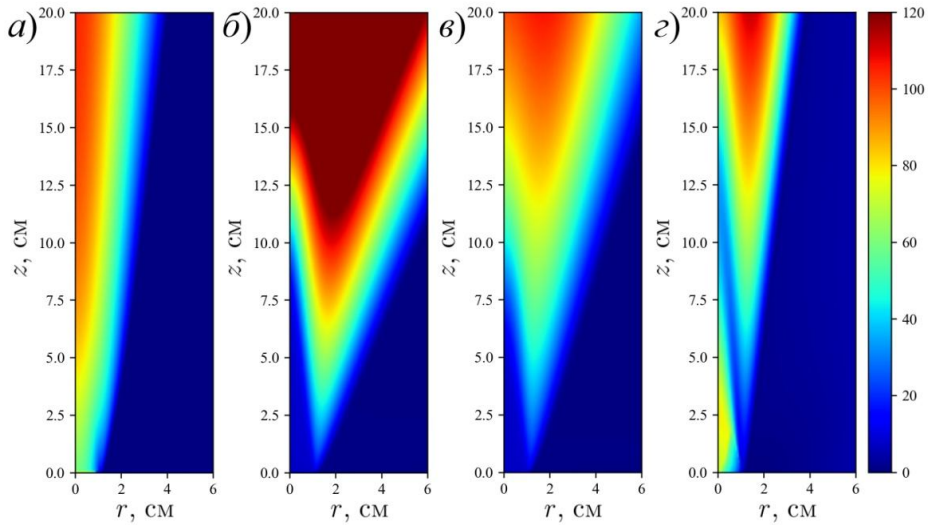
$$\nabla T \nabla L + L\Delta T = C_p \rho \left(\vec{v}\nabla\right) T + k\Delta L \,, \tag{3}$$

причем параметр k выбирается отрицательным, большим по модулю в зонах, где возмущения температуры малы, и относительно небольшим по модулю в зонах, где температура возмущена и уравнение (2) не вырождено. Это позволяет получить устойчивое решение полученной системы уравнений в среде Comsol Multiphysics 6.1.

Тестирование возможностей метода было проведено на примере струи горячего воздуха из круглого сопла диаметром 22 мм. Максимальная скорость струи на срезе сопла около 9 м/с. Температура струи варьировалась от 200 до 500 °C. Поля температуры были измерены ТФМ с использованием фурье-профилометрии и фона из регулярно расположенных пятен с периодом 8.5 пикс. В [6] было показано, что фурье-профилометрия обладает значительно лучшим пространственным разрешением по сравнению с кросскорреляционным методом, обычно используемым в ТФМ. Для усреднения по времени были использованы поля смещения для 399 рабочих снимков, сделанных с частотой 1 кадр/с. Поля пространственных производных показателя преломления $\partial n/\partial r$ и $\partial n/\partial z$ были определены с помощью обратного преобразования Абеля. Затем с помощью решения уравнения Пуассона в цилиндрических координатах было получено распределение показателя преломления, а из него – распределение температуры. Из-за наличия шумов в экспериментальных данных первые и вторые пространственные производные температуры, присутствующие в качестве коэффициентов в уравнениях (2) и (3), были определены по аппроксимации поля температуры в струе горячего воздуха

$$T_{fit}(r,z) = T_0 + \frac{A\exp\left(-\alpha\left(\dfrac{r}{z+z_0}\right)^2\right)}{z+z_1} \,. \tag{4}$$

На рисунке показано сравнение полученного поля турбулентной вязкости с результатами RANS моделирования с использованием моделей Спаларта–Аллмараса и k–ε. Оригинальная модель Спаларта–Аллмараса, как известно [7], заметно завышает угол расширения струи. Модифицированная модель Спаларта–Аллмараса также дает струю шире, чем k–ε модель. Ширина струи, полученная при ассимиляции экспериментального поля температуры, меньше, чем для модифицированной модели Спаларта–Аллмараса, но немного больше, чем для k–ε. Во всех трех случаях получено примерно одинаковое максимальное значение турбулентной вязкости. Для моделей Спаларта–Аллмараса и k–ε оно достигается при r около 1.5 см, а для ассимиляции данных – на оси. Это может быть связано с выбранным видом аппроксимации экспериментального поля температуры (4).



Распределения отношения турбулентной вязкости к молекулярной для ассимиляции данных (*а*), оригинальной модели Спаларта–Аллмараса (*б*), модифицированной модели Спаларта–Аллмараса [7] (*в*), *k*–ε модели (*г*)

Работа частично поддержана Российским научным фондом (грант 23-19-00591).

Руденко Ю. К. выражает благодарность также Фонду развития теоретической физики и математики «Базис» за личную финансовую поддержку (грант 22-2-2-5-1).

Литература

1. van Gent P. L., Michaelis D., van Oudheusden B. W. et al. Comparative assessment of pressure field reconstructions from particle image velocimetry measurements and Lagrangian particle tracking // Exp. Fluids. 2017. Vol. 58. P. 33.

2. Bobrov M., Hhrebtov M., Ivashchenko V. et al. Pressure evaluation from Lagrangian particle tracking data using a grid-free least-squares method // Meas. Sci. Technol. 2021. Vol. 32. P. 084014.

3. Vinnichenko N. A., Plaksina Yu. Yu., Pushtaev A. V., Uvarov A. V. Obtaining velocity and pressure distributions in natural convection flows using experimental temperature fields // Appl. Therm. Eng. 2022. Vol. 215. P. 118962.

4. Cai S., Wang Z., Fuest F., et al. Flow over an espresso cup: inferring 3-D velocity and pressure fields from tomographic background oriented Schlieren via physics-informed neural networks // J. Fluid Mech. 2021. Vol. 915. P. A102.

5. Brenner O., Piroozmand P., Jenny P. Efficient assimilation of sparse data into RANS-based turbulent flow simulations using a discrete adjoint method // J. Comput. Phys. 2022. Vol. 471. P. 111667.

6. Vinnichenko N. A., Plaksina Yu. Yu., Pushtaev A. V., Uvarov A. V. Performance of background oriented schlieren with different background patterns and image processing techniques // Exp. Therm. Fluid Sci. 2023. Vol. 147. P. 110934.

7. Spalart P. R., Garbaruk A. V. A new “λ2” term for the Spalart–Allmaras turbulence model, active in axisymmetric flows // Flow, Turbul. Combust. 2021. Vol. 107. P. 245–256.

УДК 621.7-97: 536.421

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ОБЪЁМНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СТЕКЛА ПРИ СЕЛЕКТИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ПЛАВЛЕНИИ

М. А. Гриднев, Р. С. Хмыров, А. В. Гусаров

Московский государственный технологический университет «Станкин», г. Москва, Россия

Кристаллизация при получении объёмных металлических стекол методом селективного лазерного плавления является дефектом. Степень кристаллизации зависит от свойств материала, его температуры и времени термического воздействия и может быть рассчитана по формуле Колмогорова. С помощью математического моделирования было найдено распределение температуры от времени, необходимое для вычисления кинетики кристаллизации. Результаты вычислений степени кристаллизации были валидированы экспериментально.

Ключевые слова: *аддитивные технологии, селективное лазерное плавление, лазерное воздействие, аморфные сплавы, объёмное металлическое стекло, VIT 106, кинетика кристаллизации, теплоперенос, математическое моделирование.*

Аморфные сплавы являются перспективными материалами для современной промышленности, поскольку обладают рядом уникальных свойств, таких как высокая коррозионная стойкость, прочность и твердость, стойкость к истиранию. Данные свойства обуславливаются отсутствием границ зерен и дислокаций. Однако для получения аморфного состояния данным сплавам нужна закалка из жидкого состояния. Получение объёмных изделий большого размера традиционными методами в данном случае не представляется возможным, поскольку материал кристаллизуется. Перспективным вариантом получения изделий из объёмных металлических стекол является селективное лазерное плавление (СЛП), которое может обеспечить необходимые скорости остывания материала, которые позволяют достигнуть аморфной структуры. Целью данной работы является разработка математической модели, позволяющей оценить степень кристаллизации при СЛП.

Скорость кристаллизации и скорость нуклеации для заданной точки зависят от температуры в ней, поэтому для нахождения кинетики кристаллизации необходимо знать распределение температур в материале.

Для определения распределения температур $T(x, r)$ в точке, отдаленной от источника нагрева на расстоянии R в среде, заполняющей полупространство, с постоянной теплопроводностью λ и удельной теплоемкостью C, обрабатываемую лазером с постоянной скоростью V и мощностью Q (схема представлена на рис. 1), поглощаемой обрабатываемым материалом, используется уравнение, описанное Розенталем в 1941 г. [1]:

$$T(x,r) - T_a = \frac{Q}{2\pi\lambda r} \exp\left(\frac{Vx}{2\alpha}\right) \exp\left(-\frac{Vr}{2\alpha}\right). \quad (1)$$

Зная распределение температур в материале, пользуясь классической теорией гомогенной нуклеации Зельдовича–Френкеля, можно вычислить скорость нуклеации [2]

$$I_{ss}(T) = AD_{eff}(T) e^{\frac{-\Delta G^*(T)}{k_B T}}. \quad (2)$$

Скорость роста кристаллов описывается по следующей формуле [2]:

$$U(T) = \frac{f D_{eff}(T)}{a_0}\left(1 - e^{\frac{-\Delta G^{l-x}(T)}{R_g T}}\right). \quad (3)$$

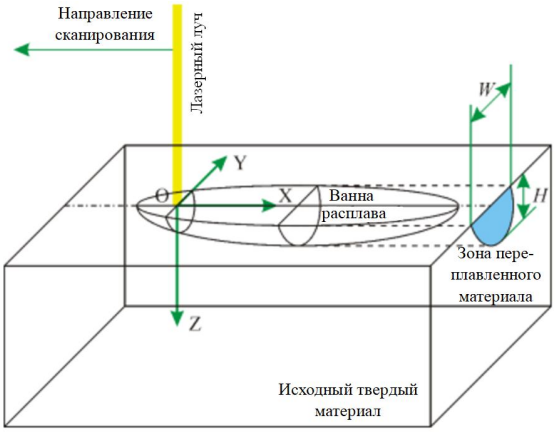


Рис. 1. Схема взаимодействия лазерного пучка с массивным объектом материала

Определив скорость роста кристаллов для каждой точки, с помощью формулы Колмогорова [3], проведя с ней преобразования, вычислим долю кристаллизировавшегося материала $Q(y)$ в зависимости от удаления от центра оси сканирования:

$$Q(y) = 1 - exp\left[-\int_{x_n}^{x_k}\left(\frac{I_{ss}(x,y)}{V}\frac{4\pi\int_{x}^{x_k}\frac{U_k(x,y)}{V}dx}{3}^{3}\right)dx\right]. \quad (4)$$

Затем в программной среде MathCad PTC Prime 7.0.0 было проведено математическое моделирование с помощью данных формул. Помимо этого, были подобраны значения кинетического коэффициента гомогенной нуклеации, а также эффективной атомной диффузии, которые помогли достигнуть валидации натурного эксперимента (рис. 2) и математической модели (рис. 3), так как ввиду малой изученности материала данные коэффициенты есть не для всех сплавов.

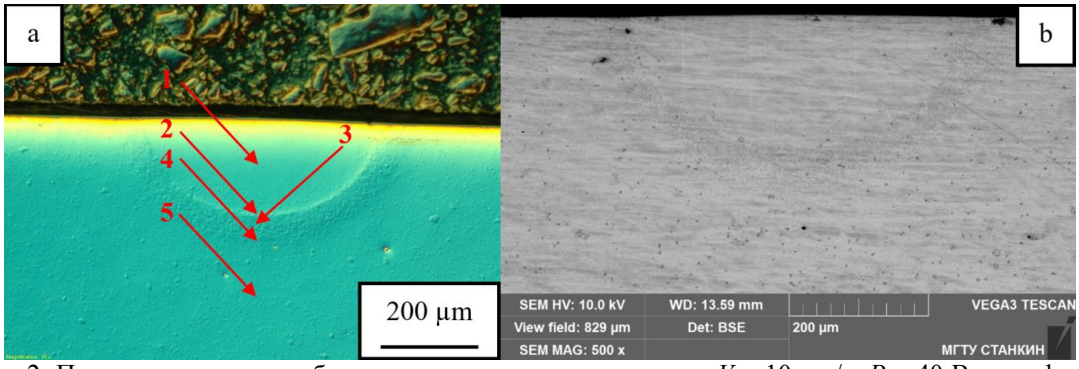


Рис. 2. Поперечное сечение образца, полученного при режимах V = 10 мм/с, P = 40 Вт: *а* – фотография с металлографического микроскопа; *б* – фотография со сканирующего электронного микроскопа

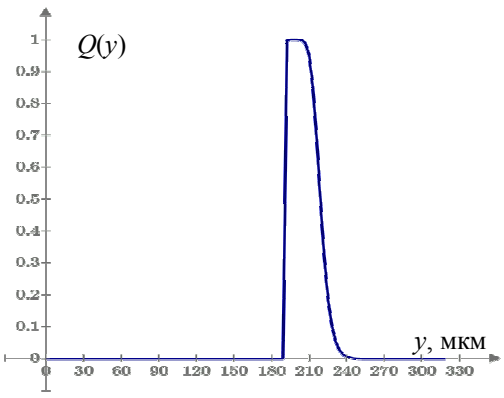


Рис. 3. Результат расчёта зависимости объёмной доли кристаллической фазы $Q(y)$ от расстояния y от цента оси сканирования

Таким образом, мы получаем, что согласно теоретической модели переплавленная зона является полукруглой, а зона, в которой присутствует кристаллизация, концентрична зоне переплавления. Расчётный радиус ванны расплава составляет 191 мкм, ширина зоны с кристаллизацией более 20% составляет 35 мкм. В то же время экспериментальный образец отличается от теоретического. Зона переплавления у него не является полукругой, при глубине в 185 мкм его ширина составляет 470 мкм, т. е. две глубины меньше ширины на 100 мкм. Зона с кристаллизацией более 20% также расширяется от нижней точки к поверхности и её ширина варьируется от 37 до 44 мкм соответственно. Исходя из этих данных, можно сделать вывод, что данная модель позволяет точно определить температуру материала в необходимой точке, но при условии, что точка находится под осью сканирования лазера, так как данная модель не учитывает влияние течения жидкого металла. Помимо этого, в математической модели используется упрощение, что источник энергии является точечным, в реальности диаметр лазерного пучка составляет 100 мкм.

Обозначения

$T(x, r)$ – температура в точке, расположенной на удалении r (м) от лазерного источника в плоскости YZ, находящейся на расстоянии x (м) от источника, К; T_a – комнатная температура К; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); C – удельная теплоёмкость Дж/(кг·К); Q – мощность, поглощаемая обрабатываемым материалом Вт; α – температуропроводность м^2/с; $I_{ss}(T)$ – скорость гомогенной нуклеации, м$^{-3}$/с; A – кинетический коэффициент гомогенной нуклеации, зависящий от материала, м$^{-5}$; $D_{eff}(T)$ – эффективная атомная диффузия м^2/с; $\Delta G^*(T)$ – энергия, необходимая для образования стабильного ядра критического размера и обычно называемая барьером нуклеации, Дж; k_B – постоянная Больцмана, Дж/К; f – доля зон на границе затвердевания; a_0 – свободный пробег диффузии, м; $\Delta G_v^{l\text{-}x}(T)$ – разность свободной энергии Гиббса на единицу объема между жидкой и кристаллической фазами, Дж/м^3; R_g – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К).

Литература

1. Poirier D. R., Geiger G. H. Transport Phenomena in Materials Processing. 2016.

2. Yang Z., Al-Mukadam R., Stople M., Markl M., Deubener J., Korner C. Isothermal crystallization kinetics of an industrial-grade ZR-based bulk metallic glass // J. of Non-Crystalline Solids. 2021. Vol. 573. P. 121145.

3. Уравнение Джонсона–Мела–Аврами–Колмогорова // Wikipedia [Электронный ресурс]. URL: https://ru.wikipedia.org/wiki/Уравнение_Джонсона_—_Мела_—_Аврами_—_Колмогорова (дата обращения: 23.10.2023).

УДК 534.04: 536.12: 51-7

ЭФФЕКТЫ «ПАМЯТИ» ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭПИДЕМИИ В УСЛОВИЯХ ВАКЦИНАЦИИ НАСЕЛЕНИЯ

П. С. Гринчук, С. П. Фисенко, А. И. Шнип

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Построена математическая модель влияния вакцинации на распространение эпидемии типа COVID-19 в достаточно большой популяции людей, учитывающая продолжительность инфицированного состояния при заболевании вследствие развития иммунитета у переболевших. Приведены результаты численного моделирования. Исследованы зависимости характеристик развития эпидемии от темпа вакцинации и времени начала вакцинирования

Ключевые слова: *инфекция, иммунитет, вакцинация, дискретная модель, запаздывающий аргумент, логистическое уравнение.*

Введение. Большинство существующих моделей распространения инфекции моделируют спонтанное развитие эпидемии и описывают все ее этапы. Существует три основных типа таких моделей, в которых популяция разбивается на несколько групп отличающихся состоянием членов группы в отношении инфекции. Это модели SIS («восприимчивый-инфекционный-восприимчивый»), SIR («восприимчивый-инфекционный-удаленный») и SEIR («восприимчивый-экспонированный-инфекционный-удаленный») (см., например, обзор [1]). Первые используют предположение о том, что выздоровевшие люди могут быть сразу же повторно инфицированы. Модели SIR основаны на предположении, что выздоровевшие люди обладают иммунитетом и не могут заражаться повторно. Большинство таких моделей представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих динамику изменения численности в этих группах.

Почти через год от начала пандемии было создано несколько видов вакцин против SARS CoV-2 и была начата относительно массовая вакцинация населения, что стимулировало интерес к математическому моделированию влияния вакцинации на динамику роста заболеваний. В настоящее время перечисленные выше базовые модели разрабатываются с учетом вакцинации [2, 3], в том числе и авторами настоящего сообщения [4]. Однако в [4] влияние вакцинации исследовалось на основе простейшей SIS модели, не учитывающей влияния иммунитета

Математическая модель. В отличие от [4], представленная здесь модель основана на положении о конечной продолжительности инфицированного состояния заразившегося человека, согласно которому после заражения заболевший человек становится заразным и при контактах может передавать инфекцию другим людям в течение некоторого количества дней τ, называемого средней продолжительностью инфицированного состояния. Предполагается, что по истечении этого периода человек выздоравливает, перестает быть заразным и приобретает иммунитет. В силу того, что параметры развития эпидемии являются дискретными (число людей и число дней), эта модель, представляется конечно-разностным уравнением логистического типа с запаздывающим аргументом. Такого типа модель была предложена в [5], где на примере пандемии COVID-19 была продемонстрирована ее предсказательная возможность прогнозирования развития эпидемии на период в несколько месяцев. Отметим, что почти одновременно с [5] независимо похожая модель, но в дифференциальной форме, была предложена в [6].

Если обозначить полное число заразившихся к текущему дню y_t (экспонированные), то число болеющих (инфекционных) в день t будет $z_t = y_t - y_{t-\tau}$, число удаленных, т. е. далее не влияющих на развитие эпидемии $r_t = y_{t-\tau}$, а число восприимчивых к заражению

$$u_t = N_\text{р} - y_t\,, \tag{1}$$

где $N_\text{р}$ – численность популяции. Тогда для развитой стадии эпидемии ($t > \tau$) при отсутствии вакцинации динамика эпидемии описывается с учетом (1) следующим конечноразностным уравнением логистического типа с запаздывающим аргументом в целых числах по времени t (дни) и полному числу заразившихся y_t [2, 3]:

$$y_{t+1} = y_t + \left\langle \lambda_{kb}\left(y_t - y_{t-\tau}\right)\frac{N_\text{р} - y_t}{N_\text{р}} \right\rangle \qquad \text{для } t > \tau\,. \tag{2}$$

Здесь символом λ_{kb} обозначено (названное индикатором роста (ИР)) произведение вероятности k заражения неболевшего человека при его однократном контакте с заразным на среднее по популяции число контактов для одного человека в день b. Разность в скобках равна числу болеющих (инфекционных) на данный день z_t. Угловыми скобками в (2) обозначена операция округления величины, заключенной в скобки, необходимая для того чтобы сохранить целочисленный результат.

Если в течение эпидемии проводится вакцинация, то выражение для числа восприимчивых в (2) вместо (1) принимает вид

$$u_t = N_\text{р} - y_t - V_t\,, \tag{3}$$

где V_t – число вакцинированных (т. е. прошедших полный курс вакцинации) к текущему дню t. Тогда для случая наличия вакцинации в предположении, что вакцинация начинается в развитой фазе эпидемии, уравнение модели (2) трансформируется к следующему:

$$y_{t+1} = y_t + \left\langle \lambda_{kb}\left(y_t - y_{t-\tau}\right)\frac{N_\text{р} - y_t - V_t}{N_\text{р}} \right\rangle. \tag{4}$$

На начальной фазе эпидемии, когда еще никто из заразившихся не выздоровел ($t \le \tau$), число болеющих определяется как $z_t = y_t$ и, следовательно, второй член в круглых скобках в (4) исчезает.

Результаты моделирования. Моделирование проводилось для случая популяции численностью $N_\text{р}$=10 000 000 и значения ИР λ_{kb} = 0,11, которое является типичным для развития пандемии COVID-19 [2]. Зависимость V_t от t задавалась следующим образом:

$$V_t = \begin{cases} 0 \quad \text{для} \quad t \le t_0 \\ v\left(t - t_0\right) \quad \text{для} \quad t > t_0 \end{cases}, \tag{5}$$

где t_0 – количество дней прошедших от начала эпидемии до начала вакцинации, v – число вакцинаций в день в течение периода вакцинации. Средняя продолжительность инфицированного состояния τ принималась равной 14 дней, также как и в [5], где были приведены убедительные обоснования для такого выбора. Моделирование показало (рис. 1), что при отсутствии вакцинации (v = 0) реализуется довольно напряженный сценарий, в котором эпидемия длится около года, в пике эпидемии болеет 13,4% населения и в пиковом периоде ее заражается около 1% в день, а в целом за эпидемию переболевает 61% населения.

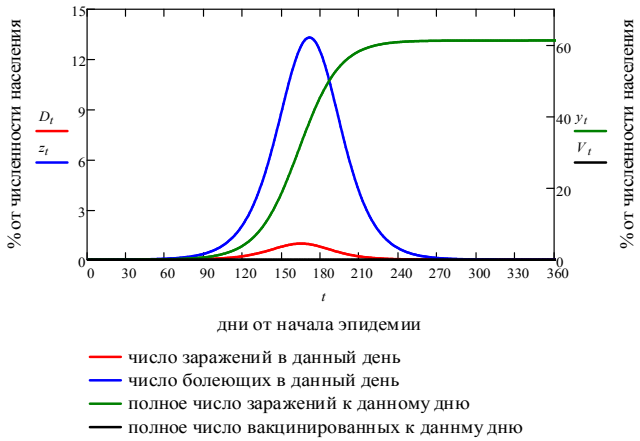


Рис. 1. Течение эпидемии при отсутствии вакцинирования

На рис. 2 показаны результаты моделирования при режиме вакцинации с темпом v = = 5 000 чел./день (0,05%/день). При этом пиковые значения параметров (число болеющих и число заражений в день) по сравнению с случаем отсутствия вакцинации уменьшаются примерно в полтора раза, а общее число переболевших снижается до 47,5%. Необходимые затраты вакцин составляют 14,9% от числа населения.

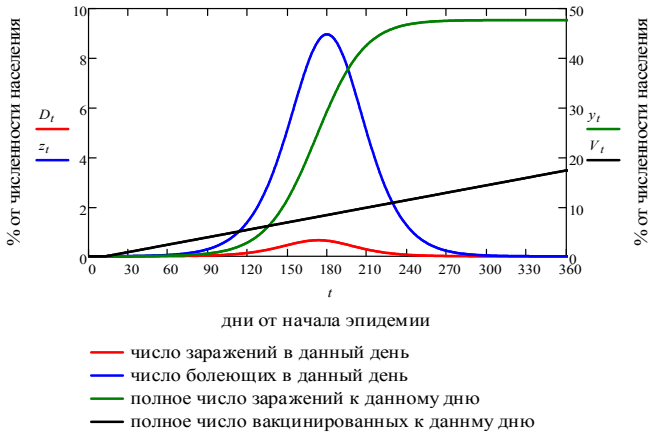


Рис. 2. Течение эпидемии при темпе вакцинирования v = 5000 чел./день. Необходимые затраты вакцин 14,9% от числа населения

На рис. 3 темп вакцинации повышен до v = 15 000 чел./день (0,15%/день). При этом пиковые значения параметров (число болеющих и число заражений в день) уменьшаются до 2,15 и 0,15 процентов соответственно, а общее число переболевших становится 16,2 %.

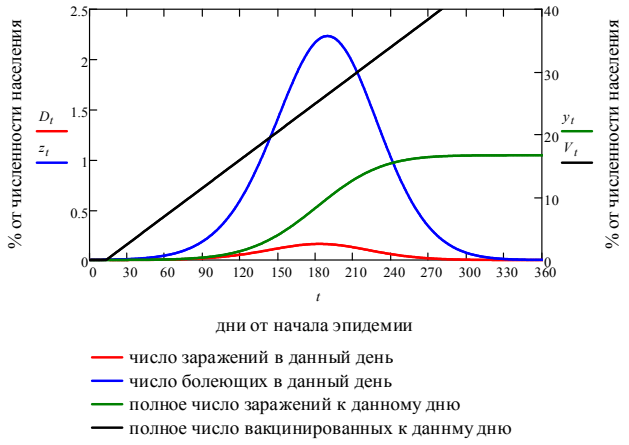


Рис. 3. Течение эпидемии при темпе вакцинирования v =15 000 чел./день. Необходимые затраты вакцин 49,35 % от числа населения

Рис. 4 иллюстрирует влияние на течение эпидемии задержки начала вакцинирования на 80 дней от начала эпидемии (например – из-за отсутствия необходимой вакцины). В этом

случае, несмотря на то, что темп вакцинации увеличен до v = 20 000 чел./день (0,2%/день) напряженность развития эпидемии не только не уменьшилась по сравнению с предыдущим случаем (рис. 3), но выросла почти в 2 раза.

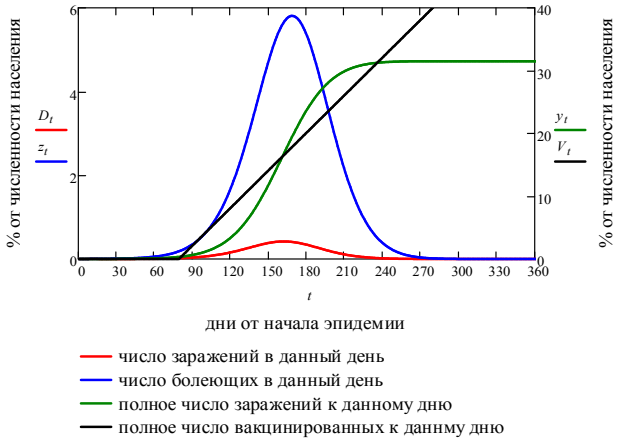


Рис. 4. Течение эпидемии при темпе вакцинирования v = 20 000 чел./день и начале вакцинации после 80 дней от начала эпидемии. Необходимые затраты вакцин 40,4 % от числа населения

На рис. 5 представлены обобщенные данные о том, как влияет темп вакцинации на основные характеристические параметры эпидемии в широком диапазоне изменения числа вакцинаций в день v. Видно, что зависимость этих параметров от v близка к экспоненциальной: меняя v в разы можно изменять параметры эпидемий на порядки.

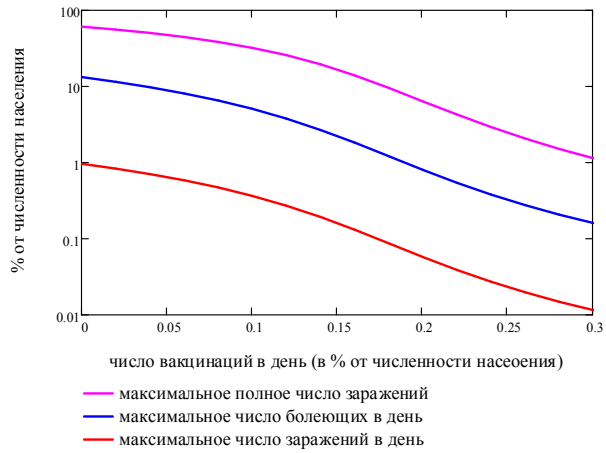


Рис. 5. Зависимость предельных параметров эпидемии от темпа вакцинации v

Заключение. На основе построенной математической модели исследованы зависимости характеристик развития эпидемии от темпа вакцинации и времени начала вакцинирования. Установлено, что вакцинирование не сильно влияет на продолжительность эпидемии, но позволяет значительно (в разы) ослабить ее последствия. При этом очень важную роль играет своевременное начало вакцинирования. Даже небольшая задержка с началом вакцинирования приводит к значительному росту тяжелых последствий эпидемии и необходимых затрат вакцин. Показано, что характер зависимости показателей тяжести эпидемии от темпа вакцинации близок к экспоненциальному.

Обозначения

y_t – число заразившихся к текущему дню t; u_t – число восприимчивых к заражению на день t; z_t – число болеющих в день t; x_t – число выздоровевших ко дню t; N_p – численность популяции; τ – продолжительность инфицированного состояния, дни; r_t – число получив-

ших иммунитет ко дню t; λ_{kb} – индикатор роста, V_t – число вакцинированных ко дню t; t_0 – количество дней прошедших от начала эпидемии до начала вакцинации; v – число вакцинаций в день.

Литература

1. Bedford J., Farrar J., Ihekweazu C., Kang G., Koopmans M., Nkengasong J. A new twenty-first century science for effective epidemic response // Nature. 2019. Vol. 575. P. 130.

2. Martínez-Rodríguez, Gonzalez-Parra D. G., Villanueva R. J. Analysis of key factors of a SARS-CoV-2 vaccination program: a mathematical modeling approach // Epidemiologia. 2021. Vol. 2, No. 2. P. 140–161.

3. Rella S. A., Kulikova Y. A., Dermitzakis E. T. et al. Rates of SARS-CoV-2 transmission and vaccination impact the fate vaccine-resistant strains // Sci. Rep. 2021. Vol. 11. P. 15729.

4. Гринчук П. С., Фисенко С. П., Шнип А. И. Математическое моделирование влияния вакцинации на распространение эпидемии COVID-19 // Докл. НАН Беларуси. 2022. Т. 66, № 3. С. 274–279.

5. Shnip A. I. Epidemic dynamics kinetic model and its testing on the Covid-19 epidemic spread data // J. Eng. Phys. Thermophys. 2021. Vol. 94, No. 1. P. 6–17.

6. Trigger S. A., Czerniawski E. B. Equation for epidemic spread with the quarantine measures: application to COVID-19 // PhysicaScripta. 2020. Vol. 95. P. 105001.

УДК 536.242

РАСЧЁТ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ ПЛИНТУСНЫХ СИСТЕМ ОБОГРЕВА ПОМЕЩЕНИЙ

Ю. М. Гришин, Н. А. Хандрамай

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия
bagamawa@gmail.com

Представлены результаты численного 3-D моделирования естественно-конвективных процессов теплообмена в малогабаритной системе отопления помещения типа «теплый плинтус». Рассчитаны теплогазодинамические параметры свободно-конвективного потока нагреваемого воздуха в вертикальных каналах плинтусной системы. Установлена зависимость эффективного коэффициента теплоотдачи от основных конструктивных и режимных параметров системы.

Ключевые слова: *естественная конвекция, плинтусная система обогрева, вертикальный канал, коэффициент теплоотдачи.*

Современные приборы отопления по способу теплообмена с окружающей средой подразделяются на два основных типа: конвекционные и панельно-лучистые. К наиболее перспективным панельно-лучистым системам отопления относятся плинтусные обогреватели [1], размещаемые по периметру наружных стен. Теплообменный модуль таких систем, состоящий из двух горизонтальных нагреваемых водой (или электротенами) труб с насаженными на них металлическими пластинами, обеспечивает нагрев проходящего через систему воздуха за счет естественно-конвективного механизма и формирование теплого потока вдоль стены. Теплые стены и нагретый защитный экран модуля обеспечивают радиационный нагрев объектов помещения и, как следствие, комфортность ощущения человека в помещении.

В данной работе на основе численного моделирования проведено исследование теплообменных процессов в обогревателе типа «теплый плинтус». Дана оценка влияния различных конструктивных и режимных параметров теплообменного модуля плинтусной системы (ПС) на величину генерируемых тепловых потоков.

Расчётная модель. Плинтус размещен на расстоянии 10 мм от пола и своей тыльной стороной вплотную примыкает к вертикальной стене комнаты. Габаритные размеры ПС: высота $H_{общ}$ = 140 мм (от пола) и ширина $W_{общ}$ = 30 мм (от стены). Латунные ребра (шириной W = 25 мм и высотой H = 60 мм) теплообменника установлены поперечно водяным трубам. Ребра имеют П-образную форму с длиной отогнутых «крыльев» 6 мм. Протяженность расчётной области в направлении осей труб выбрана равной межрёберному расстоянию. При проведении расчетов варьировались величины расстояния между ребрами b = 6–30 мм и внешнего диаметра медных труб d = 4–24 мм.

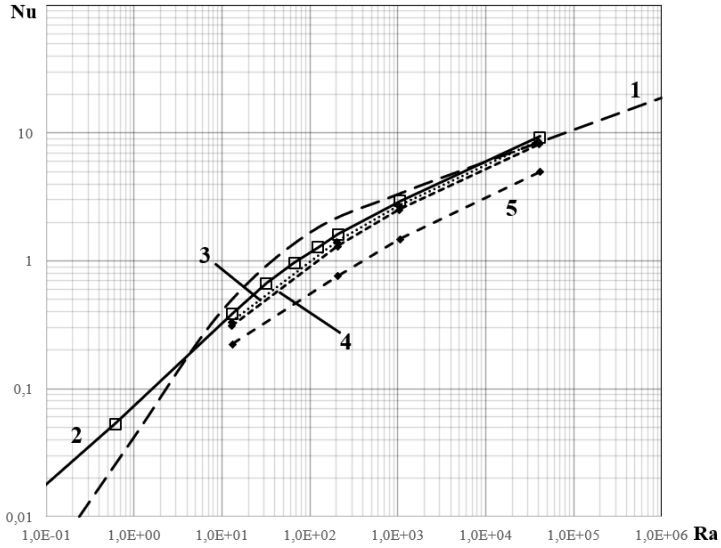
Система уравнений для расчёта конвективного теплообмена в ламинарно текущем воздухе состоит из стандартной системы трехмерных стационарных уравнений неразрывности, движения и энергии [2] с системой краевых условий. Для расчёта температурного поля в твердых элементах плинтуса использовано стационарное уравнение Фурье–Кирхгофа. Теплофизические параметры воздуха и материалов элементов ПС заданы как функции температуры. Поверхности стены и пола считались адиабатически изолированными.

Система уравнений решена численно в ПК ANSYS методом конечных объемов. При построении сеток использовалась блочная гексагональная структура HEXA_8 и тетраэдрическая TET_4.

Результаты и обсуждение. В работе подробно обсуждаются особенности гидродинамики и теплового состояния восходящего потока воздуха в системе. Обтекание труб носит

типичный вид для «коридорной» системы расположения труб. В частности, на верхней трубе наблюдается значительно более сильная зона отрыва потока на тыльной части трубы и сложная структура лобовой зоны течения. Поток воздуха, выходящий из верхней щели ПС, смешивается с восходящим естественно-конвективным потоком теплого воздуха формирующегося на поверхности вертикального экрана. Над выступом около поверхности вертикальной стенки формируется зона отрывного течения с пониженным давлением. Это приводит к повороту всего потока из района выходного сечения ПС в сторону вертикальной стены и формированию восходящего потока теплого воздуха вдоль стены. Воздух, выходящий из внутренних областей ПС, нагрет до 57–60 °С. Отметим, что формирующийся на внешней поверхности экрана восходящий поток имеет несколько меньший уровень температуры – 47–50 °С.

Величина среднего (по площади) коэффициента теплоотдачи α от греющих элементов к свободно-конвективному потоку воздуха является сложной функцией температурного напора $T_{mp} - T_0$ и геометрических параметров ПС, среди которых важнейшими являются межреберное расстояние b и диаметр трубы d. Результаты расчетов теплообмена внутри ПС представлены в виде зависимости числа Нуссельта $\mathrm{Nu}_b = \alpha b/\lambda$ от модифицированного числа Релея $\mathrm{Ra} = g\beta(T_{mp} - T_0)b^4 \big/ \nu a H$. На рисунке представлены расчетные зависимости Nu_b от Ra. Проведены специальные расчеты идеализированного случая, в котором трубы отсутствуют ($d \to 0$), а ребра имеют температуру труб. Линия этой зависимости Nu_{b0} от Ra также приведена на рисунке. Видна тенденция к снижению коэффициента теплоотдачи с увеличением d.



Зависимость Nu от Ra: 1 – зависимость Эленбааса для вертикального канала; 2 – расчётная для ПС без труб; 3 – расчётная для ПС с трубами d = 8 мм; 4 – расчётная для ПС с трубами d = 12 мм; 5 – расчётная для ПС с трубами d = 20 мм

Необходимо отметить, что зависимость Nu_{b0} от Ra, соответствующая без трубному плоскому каналу хотя и качественно близка к [3], но имеет существенные расхождения в форме аппроксимирующих линий:

для $\mathrm{Ra} = 10^{-1} - 10^{2}$, $\mathrm{Nu}_{b0} = 0,075\,\mathrm{Ra}^{0,65}$, для $\mathrm{Ra} = 10^{2} - 10^{5}$, $\mathrm{Nu}_{b0} = 0,265\,\mathrm{Ra}^{0,34}$

Для расчета среднего внутреннего коэффициента теплоотдачи для плинтусной трубной системы с учетом диаметра греющих труб можно предложить формулу

$$\mathrm{Nu}_b = \mathrm{Nu}_{b0} \cdot \left(0,996 - 0,11(d/W) - 0,6355(d/W)^2\right).$$

Теплообмен на внешней стороне экрана ПС описывается известной формулой [3] для свободной конвекции на вертикальной стенке высотой H и температурой $T_э$:

$$\alpha_э H \big/ \lambda = \varphi\left(g\beta(T_э - T_0)H^3 \big/ \nu a \right),$$

для непосредственного применения которой установлена приближенная зависимость для определения температуры $\theta = \left(T_э - T_0\right)\big/\left(T_{тр} - T_0\right)$:

$$\text{для } \mathrm{Ra} = 10^{-1} - 2\cdot 10^2,\ \theta = 0.77\,\mathrm{Ra}^{-0{,}001},\ \text{ для } \mathrm{Ra} = 2\cdot 10^2 - 10^5,\ \theta = 1.28\,\mathrm{Ra}^{-0{,}09},$$

где $\theta = \dfrac{T_э - T_0}{T_{тр} - T_0}$.

Отметим, что полная (на единицу длины плинтуса) конвективная тепловая мощность системы $Q_\ell = \alpha\left(T_{тр} - T_0\right)F_{тр} + \alpha_э\left(T_э - T_0\right)F_э$ с учетом зависимости площади трубно-реберных элементов $F_{тр}$, α и $T_э$ от b характеризуется наличием максимального значения при некотором оптимальном b_{opt}, величина которого для конкретной промышленной плинтусной системы [4] составляет 7–8 мм.

Заключение. На основании результатов численного 3-D моделирования исследованы естественно-конвективные процессы теплообмена в одном из конструктивных вариантов систем отопления типа теплый плинтус. Изучено влияние основных геометрических параметров на величину эффективного коэффициента теплоотдачи и удельного теплоотвода ПС. Приведены зависимости для вычисления данного коэффициента.

Литература

1. Ploskic A., Holmberg S. Performance evaluation of radiant baseboards (skirtings) for room heating – an analytical and experimental approach // Applied Thermal Engineering. 2014. Vol. 62. P. 382–389.

2. Incropera F. P., Dewitt D. P., Bergman T. L., Lavine A. S. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. Danvers: John Wiley & Sons, Inc., 2007. – 1069 p.

3. Elenbaas W. Heat dissipation of parallel plates by free convection // Physica. 1942. Vol. 9, No. 1. P. 1–28.

4. Гришин Ю. М., Хандрамай Н. А. Численное моделирование естественно-конвективных процессов теплообмена в системах отопления типа «теплый плинтус» // РНКТ 8: Восьмая Российская национальная конференция по теплообмену (17–22 октября 2022 г.): Материалы / НИУ «МЭИ». 2022. Т. 1. С. 121–124.

УДК 534.04: 536.12: 51-7

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНФИЦИРОВАНИЯ SARS-COV-2 В АТМОСФЕРЕ СО СЛУЧАЙНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ВИРИОНОВ

И. В. Деревич, А. А. Панова

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), Россия

Представлена математическая модель инфицирования индивидов в атмосфере со случайной концентрацией вирионов. Флуктуации концентрации вирионов в атмосфере являются следствием случайного перемещения индивидов, среди которых есть инфицированные. Случайный поток вирионов, абсорбируемый легкими индивида, моделируется логарифмически-нормальным случайным процессом. В модели учитываются макро- и микропроцессы переноса, основанные на клеточной модели инфицирования. В эпидемиологической клеточной модели включены начальный иммунитет и поток микрочастиц патогена из окружающей среды в организм. Показано, что иммунитет уменьшает степень поражения клеток организма и увеличивает интервал времени между началом инфицирования и взрывным ростом концентрации микрочастиц патогена. Начальный иммунитет обеспечивает критическую начальную концентрацию вирионов в организме, превышение которой приводит к интенсивному росту концентрации микрочастиц вируса. Моделирование инфицирования в атмосфере со случайной концентрацией вирионов основано на решении системы стохастических обыкновенных дифференциальных уравнений. Показано, что для детерминированного и случайного потоков вирионов динамика инфицирования качественно отличается. Представлены результаты расчетов эмпирической функции плотности вероятности распределения концентрации патогена в организме индивидов после эвакуации из области с зараженной атмосферой.

Ключевые слова: *клеточная модель COVID-19, начальный иммунитет, поток вирионов, стохастическое обыкновенное дифференциальное уравнение, критическая концентрация, случайный процесс, функция плотности вероятности.*

Вирусные заболевания представляют существенную опасность для здоровья человека. Примером заболевания, которое поражает жизненно важные органы, является штамм коронавируса SARS-CoV-2 (COVID 19) [1]. Несмотря на то, что ВОЗ объявило о прекращении пандемии коронавируса в мире, в ряде стран наблюдаются локальные вспышки эпидемии с новыми штаммами коронавируса. Распространение вирусной инфекции происходит воздушно-капельным путем. Заражение атмосферы может происходить как в результате дыхания инфицированных индивидов, находящихся в коллективе, так и вследствие террористической биологической атаки.

Модифицированная двухпараметрическая клеточная модель инфицирования имеет вид

$$\frac{\mathrm{d}\mathrm{T}^*\left(t^*\right)}{\mathrm{d}t^*} = -\mathrm{B}^*\mathrm{X}^*\left(t^*\right)\left[\frac{\mathrm{X}^*\left(t^*\right)}{1+\alpha_{\mathrm{im}}^*\mathrm{X}^*\left(t^*\right)}-1\right]\mathrm{T}^*\left(t^*\right), \quad \alpha_{\mathrm{im}}^* = \frac{\Gamma^*}{1+\Gamma^*}\alpha_{\mathrm{im}}, \tag{1}$$

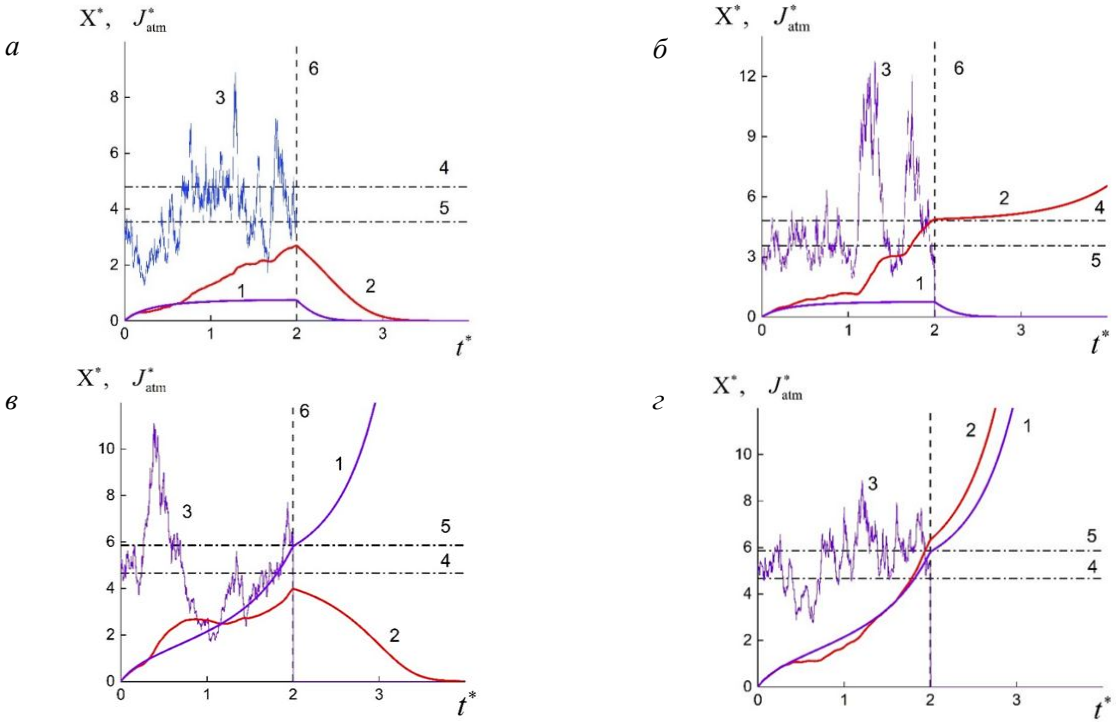
$$\frac{\mathrm{d}\mathrm{X}^*\left(t^*\right)}{\mathrm{d}t^*} = \Gamma^*\mathrm{X}^*\left(t^*\right)\left[\frac{\mathrm{X}^*\left(t^*\right)}{1+\alpha_{\mathrm{im}}^*\mathrm{X}^*\left(t^*\right)}-1\right]\mathrm{T}^*\left(t^*\right)-\mathrm{X}^*\left(t^*\right)+J_{\mathrm{atm}}^*\left(t^*\right). \tag{2}$$

Ввиду описания в модели как макропроцессов, связанных с флуктуациями концентрации вирионов в атмосфере, так и микропроцессов, проходящих на клеточном уровне, уравнения записаны в безразмерной форме. Уравнение (1) описывает уменьшение поражаемых клеток организма в результате внедрения внутрь клеток микрочастиц вируса. Микрочастицы вируса модифицируют механизм репликации клеток организма, и пораженные клетки генерируют новые поколения вирионов (2). В результате концентрация микрочастиц вируса в те-

чение нескольких дней увеличивается от ~ 1 копий/мл до $\sim 10^8$ копий/мл. В уравнении (2) включен механизм естественного вымирания вируса в организме (второй член справа) и поток вирионов из атмосферы в организм (последний член справа). В отличие от стандартной модели [2] в первом члене в правой части уравнения (2) учитывается начальный иммунитет, характеризуемый параметром $0 < \alpha_{im} < 1$. Начальный иммунитет описывает сопротивляемость организма вирусному заражению. Инфицирование клеток организма начинается только с начальной концентрации патогена, превосходящей критическое значение

$$X^*_{cr} = \left[\left(1+\Gamma^*\right)/\Gamma^*\right]\left(1-\alpha_{im}\right)^{-1}.$$

В докладе представлены результаты сопоставления с экспериментальными данными [3]. Показано, что существует постоянный критический поток вирионов из атмосферы $J^*_{atm_cr}$, превышение которого приводит к монотонному взрывному росту концентрации патогена в организме. При меньшей величине потока в организме устанавливается постоянная концентрация, значение которой меньше критического уровня X^*_{cr}.



Динамика концентрации патогена в организме индивида в зараженной атмосфере с постоянной и случайной концентрацией вирионов и изменение концентрации патогена после выхода из зараженной зоны. Время пребывания в зараженной атмосфере $t^*_{exit} = 2$: 1 – атмосфера с постоянной концентрацией вирионов; 2 – концентрация патогена в организме; 3 – случайный поток вирионов в зараженной атмосфере $J^*_{atm}\left(t^*\right)$, 4 – критическая концентрация патогена в организме; 5 – среднее значение потока; 6 – время эвакуации t^*_{exit}

Представлена модель медицинской помощи в результате вакцинации на ранней стадии заболевания, когда концентрация патогена в организме не достигла максимального значения. Эффект вакцинации заключается в снижении вероятности поражения целевых клеток организма микрочастицами вируса [2].

Рассматривается следующий сценарий. Индивиды, среди которых есть инфицированные в различной стадии заболевания, находятся в помещении в течение времени t^*_{exit}. В результате

случайного движения группы меняется концентрация вирионов в локальной атмосфере [4]. После этого времени t^*_{exit} индивиды покидают зараженную зону. Мы прогнозируем дальнейшее развитие заболевания в организме. Показано, что динамика начального инфицирования в атмосфере с постоянной и случайной концентрацией вирионов качественно отличаются.

Случайный поток вирионов моделируется логарифмически-нормальным случайным процессом, структурированным во времени (цветной шум). Система стохастических обыкновенных дифференциальных уравнений клеточной динамики (1), (2) и уравнений генерации случайного потока вирионов интегрируется численно на основе модифицированных методов Рунге–Кутта.

На рисунках *а*, *б* показано изменение концентрации микрочастиц вируса в организме при пребывании индивида в атмосфере с постоянной и случайной концентрацией вирионов; средний поток вирионов из атмосферы меньше критического $J^*_{\text{atm_cr}}$. В случае постоянного потока вирионов (рисунки *а* и *б*, кривая 1) концентрация патогена за время пребывания в зараженной атмосфере не достигнет критического значения и после эвакуации из зараженной зоны вирус в организме выродится естественным путем. При случайном потоке вирионов из атмосферы возможны сценарий как деградации вируса после эвакуации из зараженной зоны, так и тяжелого протекания заболевания. На рисунках *в*, *г* представлена динамика концентрации патогена, когда средний поток вирионов из атмосферы превосходит критическое значение (кривая 1). В этом случае за время пребывания в зараженной атмосфере концентрация патогена после эвакуации будет выше критического значения и ожидается тяжелая форма заболевания. В атмосфере со случайной концентрацией вирионов также могут реализоваться два противоположных сценария (рисунки *в* и *г*, кривые 2).

Для анализа основных тенденций инфицирования в атмосфере со случайной концентрацией вирионов в работе предложен подход, основанный на расчете эмпирической функции плотности вероятности (ФПВ) распределения случайной концентрации патогена в организме. Для времен, превосходящих время эвакуации t^*_{exit}, бимодальная структура ФПВ иллюстрирует долю индивидов, которые после эвакуации попадут в тяжелую стадию заболевания.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 2329-00243.

Обозначения

T^* – концентрация поражаемых клеток организма; X^* – концентрация патогена; B^* – интенсивность поражения клеток организма микрочастицами вируса; Γ^* – интенсивность репликации микрочастиц вируса из зараженных клеток организма; α_{im} – степень начального иммунитета; J^*_{atm} – поток вирионов из зараженной атмосферы.

Литература

1. Hartenian E., Nandakumar D., Lari A., et. al. The molecular virology of coronaviruses // J. Biol. Chem. 2020. Vol. 11, No. 295 (37). P. 12910–12934.

2. Kim K. S., Ejima K., Iwanami S., et al. A quantitative model used to compare within-host SARS-CoV-2, MERS-CoV, and SARS-CoV dynamics provides insights into the pathogenesis and treatment of SARS-CoV-2 // PLoS Biol. 2021. Vol. 19, No. 3. P. 3001128.

3. Wölfel R., Corman V. M., Guggemos W., at al. Virological assessment of hospitalized patients with COVID-2019 // Nature. 2020. Vol. 581, P. 465–469.

4. Derevich I. V., Panova A. A. Stochastic model of the movement of a group of individuals in a space with boundaries taking into account their social behavior // Math. Mod. Comp. Simul. 2023. Vol. 15, No. 6. P. 1084–1091.

УДК 504.064.3:517.95:004.032.26

РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДИК ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРУБОПРОВОДОВ И ОБОРУДОВАНИЯ РУ ВВЭР НА ОСНОВЕ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И РЕКУРРЕНТНОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

И. А. Дерябин, В. В. Королев, Г. С. Сорокин

АО ОКБ «Гидропресс», г. Подольск, Россия

В настоящее время в системе автоматического контроля остаточного ресурса (САКОР) оборудования РУ типа ВВЭР для определения температуры внутренней поверхности в тех местах, где отсутствуют установленные погружные термопары, используется методика, основанная на решении обратной задачи теплопроводности методом последовательной функциональной аппроксимации. Тестовые расчеты показывают, что данная методика при некотором наборе входных параметров может терять устойчивость, а при высоких скоростях изменения температуры наблюдается сильный рост погрешности получаемых результатов. С этой точки зрения развитие альтернативных методов расчета данной температуры представляет определенный интерес. В данной работе рассмотрены две такие методики, одна из которых, предложенная ранее, основана на решении обратной задачи теплопроводности путем разложения неизвестной температуры в ряд ортогональных функций, а другая, новая методика, на применении рекуррентной нейронной сети типа NARX. Проведено сравнение результатов, определены сильные и слабые стороны каждого из подходов и оценено влияние погрешности входных данных.

Ключевые слова: *температура внутренней поверхности, обратная задача теплопроводности, рекуррентная нейронная сеть.*

Применительно к АЭС в ряде случаев не представляется возможным получить температуру теплоносителя, а возможно только измерить температуру наружной поверхности оборудования. Одним из возможных способов получения недостающей информации по температуре на внутренней поверхности в таком случае является решение обратной задачи теплопроводности (ОЗТ). ОЗТ является некорректно-поставленной задачей, что проявляется в большой ее чувствительности к погрешностям измерений из-за отсутствия единственного решения, что, собственно, и приводит к неустойчивости.

При рассмотрении ОЗТ зачастую рассматриваемая геометрия ограничивается простыми конструкциями, а температура является одномерной функцией в пространстве координат. Задача рассматривается при постоянных теплофизических свойствах, что справедливо для стали, из которой сделаны большинство трубопроводов РУ типа ВВЭР. Также будем считать, что процесс измерения температуры на наружной поверхности начинается с некоторого начального состояния стенки трубопровода, соответствующего стационарному состоянию.

ОЗТ в цилиндрической системе координат может быть сформулирована следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{a}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right),\quad T(R,t)=T_{н},\quad \frac{\partial T(R,t)}{\partial x}=0,\quad T(x,0)=T_0,$$

где T – температура, °C; r – координата по толщине, м; t – время, с; a – коэффициент температуропроводности, м^2/с, R – наружный радиус трубопровода.

На основании решения такой задачи с помощью интеграла Дюамеля при использовании дельта-функций Дирака основывается решение ОЗТ в текущей версии САКОР [1]. Решение данного уравнения предполагает использование методов регуляризации и решается с помощью метода последовательной функциональной аппроксимации, который предполагает ис-

пользование ряда параметров, таких как число шагов стабилизации, существенно влияющих на результаты расчета.

Предлагаемая новая альтернативная методика, основанная на решении ОЗТ, базируется на том, что на конечном временном отрезке граничное значение температуры на внутренней поверхности трубопровода можно всегда представить в виде ряда [2]

$$f(t) = \sum_{j=0}^{m} y_j \cos\left(\frac{j\pi t}{t_k}\right).$$

Данная функция образуют полную систему в пространстве L_2. Таким образом, неизвестная температура раскладывается в ряд по полной системе ортогональных функций, заданных на отрезке времени измерения. В отличие от предыдущей методики, данная не требует процедуры регуляризации, однако число гармоник и время начала расчета являются неопределенными параметрами и требуют уточнения.

Кроме указанных выше методик решения ОЗТ, в данной работе предложена принципиально новая методика определения внутренней температуры в трубопроводах и оборудовании РУ ВВЭР. Она основана на применении рекуррентной нейронной сети. В настоящее время рекуррентные нейронные сети активно используются для прогнозирования данных временных рядов.

Для нахождения зависимости между показаниями датчика на наружной и внутренней поверхностях трубопровода рассмотрим нелинейную авторегрессивную рекуррентную нейронную сеть с внешними входными сигналами (NARX) [3].

По результатам предварительных расчетов нами была выбрана структура нейронной сети, представленная на рис. 1. Данная сеть состоит из $n1 + n2$ нейронов во входном слое, одного внутреннего нейрона с гиперболическим тангенсом в качестве активационной функции и одного выходного нейрона с линейной функцией активации. Под x и y понимаются известные входные и неизвестные выходные сигналы сети соответственно.

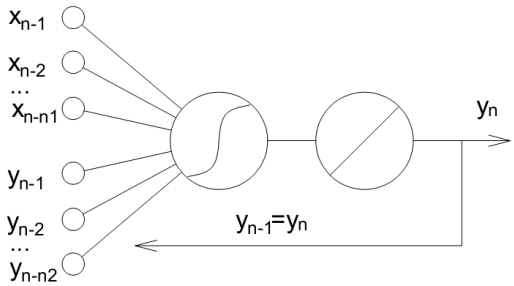


Рис. 1. Рассматриваемая нейронная сеть типа NARX

Математически данная нейронная сеть может быть записана как

$$y_n = f(x_{n-1}, x_{n-2} \ldots x_{n-n1}, y_{n-1}, y_{n-2}, y_{n-n2}).$$

Для обучения нейронной сети было сгенерированы случайные наборы данных и с помощью метода конечных элементов (МКЭ) были получены решения прямой задачи, которые составили тренировочную базу данных нейронной сети. При обучении моделей использовался алгоритм обратного распространения ошибок Левенберга–Марквардта. Также в процессе обучения моделей было замечено, что небольшое смещение входных данных влево по временной шкале положительно сказывается на обучаемости моделей, что связано с эффектом температурного запаздывания. Это смещение, обозначим его $n3$, также как $n1$ и $n2$ является подбираемым параметром нейронной сети. Пример оптимизации параметра $n1$ приведен на рис. 2.

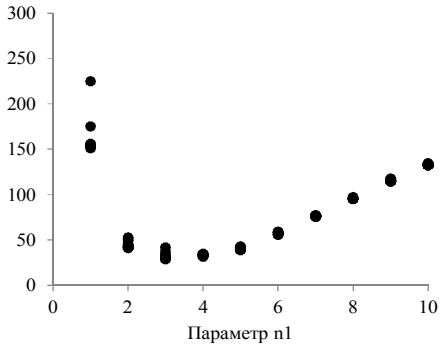


Рис. 2. Поиск оптимального параметра $n1$

На рис. 3 приведен пример решений ОЗТ и предсказанных температур на основе нейронной сети для трубопровода питательной воды парогенератора как одного из наиболее проблематичного трубопровода с точки зрения определения температуры на внутренней поверхности при внезапном температурном ударе (рядом приведены отклонения температуры от истинных значений, полученных с помощью МКЭ). Дополнительно в рамках данной работы была произведена оценка чувствительности результатов расчетов к погрешностям в исходных данных и способу обработки входных сигналов.

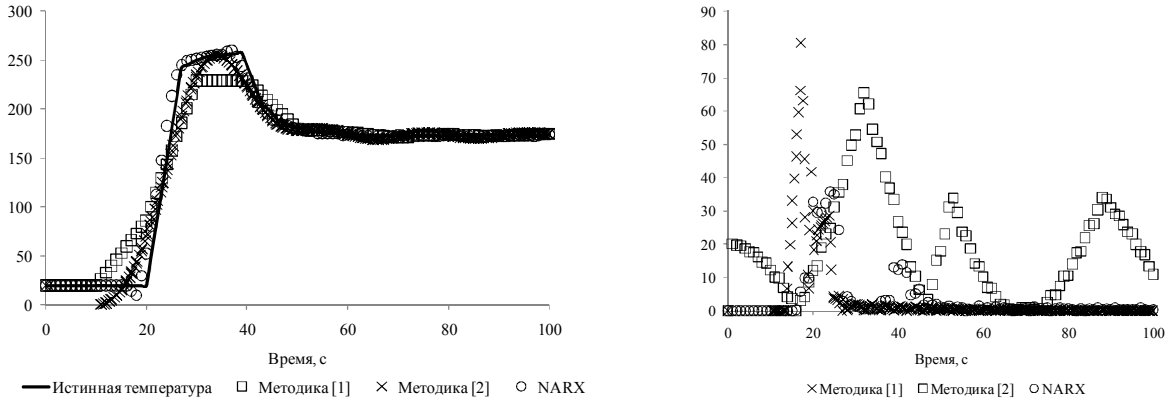


Рис. 3. Расчет температуры внутри трубопровода по различным методикам

К преимуществам новой методики на основе рекуррентной нейронной сети можно отнести независимость от продолжительности рассматриваемого промежутка времени и возможность определения температуры в сложных конструкциях, в которых изменение температуры является существенно неодномерным, а решение ОЗТ является трудноосуществимым.

Литература

1. Богачев В., Дранченко Б. Н., Семишкин В. П., Беркович В. Я. Развитие системы САКОР-М // ВАНТ. Серия «Обеспечение безопасности АЭС». Вып. 15. Реакторные установки ВВЭР. Подольск, 2006.

2. Королев В. В. Методика обработки результатов контроля температур и давления в элементах оборудования реакторных установок // ВАНТ. Серия «Обеспечение безопасности АЭС». Вып. 17. Реакторные установки ВВЭР. Подольск, 2007.

3. Ruiz L. G. B., Cuéllar M. P., Calvo-Flores M. D., Jiménez M. D. C. P. An Application of Non-Linear Autoregressive Neural Networks to Predict Energy Consumption in Public Buildings // Energies. 2016. Vol. 9. P. 684.

УДК 536.2

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ КОНТАКТНОГО ТЕПЛООБМЕНА В СБОРНЫХ УЗЛАХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК НА ОСНОВЕ ЦИФРОВОГО ДВОЙНИКА ПОВЕРХНОСТЕЙ

А. Д. Ежов, Л. В. Быков, В. П. Киселёв, П. И. Талалаева

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия
ezzhov@gmail.com

Проведены исследования и разработана регрессионная модель контактного теплообмена на основе результатов численного моделирования порядка 1000 вариантов контактных пар с изменяемыми механическими и теплофизическими параметрами, а также результатов натурных экспериментов отечественных и зарубежных исследователей.

Ключевые слова: *конечно-элементный анализ, моделирование шероховатости, контактное термическое сопротивление, регрессионная модель.*

Одна из основных проблем моделирования тепловых режимов различных технологических систем в энергетике, электронике, аппаратах космической техники и др., сводится к корректности предсказания контактного теплового сопротивления в различных диапазонах температур – от криогенных до тысяч градусов, реализующихся в газотурбинных и плазменных технологиях. Прямые тепловые измерения являются крайне дорогостоящими, трудоемкими и зачастую имеют недостаточную точность. В связи с этим разрабатываемые методы предсказания на основе математического моделирования имеют крайне высокую значимость.

Исследованию процессов теплопередачи через соприкасающиеся поверхности посвящено достаточно много работ – как зарубежных, так и отечественных. Следует отметить, что большинство исследователей проводят работы в совершенно разных, но тесно связанных, областях. Анализируя доступные статьи и материалы конференций, можно прийти к выводу, что лишь малая часть авторов проводит полный термомеханический расчет соприкосновения шероховатых поверхностей. Значительное число работ посвящено моделированию контактного взаимодействия шероховатых поверхностей, расчету площади фактического касания и межконтактного объема, но в статьях, посвященных расчету и прогнозированию контактного термического сопротивления (КТС), информации о них практически нет.

В задачах теплового проектирования пластинчатых теплообменных аппаратов, сверхпроводящих магнитов, разнообразных конструкций космических аппаратов практически всегда теплопроводность через зону контакта является основным механизмом передачи теплового потока [1–4]. Количество публикаций по данному направлению также подтверждает актуальность затрагиваемой тематики.

Условно публикации можно разделить на следующие направления:

– публикации, в которых термическое сопротивление рассматривается в чисто физическом аспекте;

– экспериментальные работы, направленные на изучение новых типов контакта и на разработку различных методов определения термической проводимости контакта;

– статьи, в которых обсуждаются специальные проблемы, касающиеся геометрии контакта, цикличности нагрузок, сопутствующих явлений в зоне соединений различных материалов;

– прикладные работы, описывающие внедрение передовых разработок в различные отрасли промышленности с целью снижения непроизводительных потерь температурного напора в различных конструктивных соединениях.

Поскольку физический смысл контактной термической проводимости таков, что это, прежде всего, явление поверхностного и объемного (вблизи поверхности контакта) стягивания линий теплового потока к фактическим площадям контакта, образованным соприкосновениями микровыступов за счет приложенной внешней нагрузки, то большинство авторов различных методик прогнозировании КТС опираются на электрическую аналогию контакта. Часть из них являются продолжением теории, разработанной Рагнаром Хольмом [5] для электрических контактов и распространенной им на тепловые соединения, в которой обобщаются результаты его публикаций, начиная с [6]. Тем не менее в процессе переноса энергии через контакт тепло- и электропроводностью существуют важные отличия [7]. Отличие процессов теплопроводности от электропроводности состоит в трудности управления распространением теплоты. Применяемые в ракетном двигателестроении материалы допускают изменение электрической проводимости до 14 порядков, в то время как теплопроводность меняется лишь на 4 порядка [8]. Также существует ряд различий между электрической емкостью и теплоемкостью [9].

Состояние шероховатости контактирующих поверхностей является одним из определяющих факторов, влияющих на величину тепловой проводимости контакта. Развитие теории контакта реальных поверхностей началось при использовании дискретной модели шероховатости [2, 10, 11], отличительной чертой которой являются параметры распределения, определяемые экспериментально в результате обработки профилограммы.

В большинстве случаев микротопография поверхности контакта моделировалась аналитически, с использованием различного вида допущений и упрощений [2, 10–16]. Микрорельеф моделировался в виде различных геометрических форм, при этом поведение одной контактирующей пары микровыступов переносилось на описание поведения всех пар взаимодействующих поверхностей.

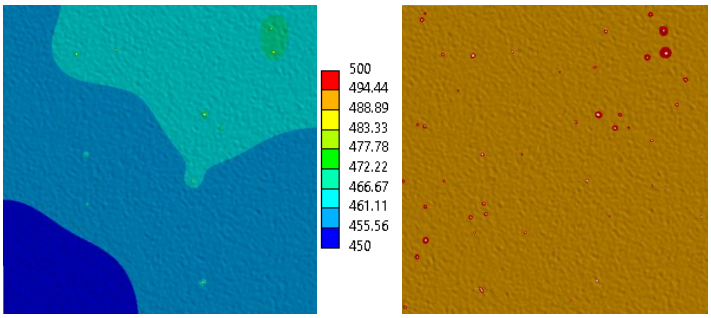
Перемещение контактирующих поверхностей относительно друг друга (как правило, сближение) и, как следствие, фактическая площадь касания во многом определяют такие характеристики контакта как прочность, жесткость, термическое и электрическое сопротивление. Силы трения и износа, характерные для контактного взаимодействия, зависят от перечисленных выше факторов и также определяют эксплуатационные свойства соединений.

Расчет фактической площади контакта весьма важен для многих технических приложений контактной механики [17]. Именно в местах фактического контакта происходят процессы адгезионного и фрикционного взаимодействий, локальное разрушение поверхностей, перенос электрического заряда и тепловой энергии. Экспериментальные исследования по определению площади контакта и величины сближения поверхностей сложны в реализации и не дают достаточно достоверных данных о величине сближения, плотности контакта и объеме зазора в стыке. В известных работах для определения указанных характеристик предлагается использовать метод опорных кривых [2, 18–21].

Очевидно, что одним из важнейших параметров, влияющих на характеристики контактного соединения, является шероховатость контактирующих поверхностей. Некоторые авторы [22–24] полагают, что профилограмма поверхности в оригинальном виде сложна для дискретизации в виде конечно-элементной сетки из-за непредсказуемости рельефа и трудностей его математического описания. В то же время в большинстве известных работ существует допущение, которое может оказывать заметное влияние на результаты расчета КТС, а именно выбор характерного размера для исследования шероховатости: выбираются площадки для исследования с характерным размером 100 мкм, а в некоторых случаях и 0,1 мкм [17, 25], что явно недостаточно для корректного определения характеристик контактного взаимодействия реальных объектов.

Анализируя существующие подходы, следует отметить, что они трудно применимы для инженерных расчетов, так как либо не обеспечивают необходимую точность расчетов площадей контакта, либо имеют сложный математический аппарат. Задача поиска взаимного распо-

ложения двух поверхностей контакта и фактической площади их соприкосновения наиболее полно может быть решена в трехмерном виде. Нами разработана и успешно применяется инженерная методика по определению КТС, основанная на конечно-элементном анализе механического и теплового взаимодействия соприкасающихся поверхностей. В качестве примера на рисунке представлен результат численного моделирования температурного поля по упомянутой методике для контактной пары 12Х18Н10Т-12Х18Н10Т с шероховатостью поверхностей Ra = 1,9 мкм при температуре «горячей» стороны T = 500 °С.



Распределение полей температур контактирующей поверхности при сжимающей нагрузке 1 МПа (слева) и 6 МПа (справа)

Таким образом, шероховатость поверхности является ключевым фактором при решении ряда контактных задач. Эксплуатационные характеристики контактирующих деталей конструкции напрямую определяются свойствами контакта сопряженных поверхностей. Процессы трения и изнашивания происходят именно на фактической площади контакта и зависят не только от свойств материала, но и от давления на этой площади, поскольку величина фактического давления определяет разрушение поверхностных пленок и возникновение адгезионных связей на контакте.

Многочисленные публикации в области прогнозирования проводимости контакта и интерпритации микротопографии поверхности свидетельствуют об актуальности тематики, её незавершённости и в явном виде невозможности использования имеющихся публикаций при решении задач контактного теплообмена. В работе представлено решение задачи контактного теплообмена в сборных узлах энергетических установок для базового случая – теплообмена в вакууме, на основе цифрового двойника поверхностей в виде итоговой регрессионной модели, основанной на результатах численного моделирования порядка 1000 вариантов контактных пар с изменяемыми механическими и теплофизическими параметрами, а также на результатах натурных экспериментов отечественных и зарубежных исследователей.

Литература

1. Tengfei C., Qiang L., Yimin X. Characterization and application of engineered regular rough surfaces in thermal contact resistance //Applied Thermal Engineering. 2014. Vol. 71, № 1. P. 400–409.

2. Демкин Н. Б. Контактирование шероховатых поверхностей. М.: Наука, 1970. – 228 с.

3. Bykov L. V., Ezhov A. D., Martynyuk L. A., Afanas’ev D. B., Mezentsev M. A. Thermal analysis of a composite centrifugal compressor impeller // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2022. Vol. 95, № 3. P. 625–635.

4. Ежов А. Д., Быков Л. В., Меснянкин С. Ю., Богачев Е. А., Разина А. С. Доработка и оптимизация элементов конструкции с учетом тепловых деформаций // Тепловые процессы в технике. 2015. № 11. С. 510–516.

5. Holm R. Electric Contacts: Theory and Applications. New York: Springer-Verlag, 1967. – 486 p.

6. Holm R. Contact resistance especially at carbon contact // Zeitschrift fur Technische Physik. 1922. Bd. 3, No. 9. S. 290–294.

7. Мурашов М. В., Панин С. Д., Климов С. М. Численное моделирование электрической проводимости контактов шероховатых тел // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2015. № 1. С. 189–200.

8. Carrete J., Gallego L. J., Varela L. M. Surface roughness and thermal conductivity of semiconductor nanowires: Going below the Casimir limit // Physical Review B. 2011.Vol. 84, No. 24.

9. Maxwell J. C. A treatise on electricity and magnetism. Vol. 1. Oxford: Clarendon press, 1873. – 453 p.

10. Демкин Н. Б., Рыжов Э. В. Качество поверхности и контакт деталей машин. М.: Машиностроение, 1981. – 224 с.

11. Свириденок А. И., Чижик С. А., Петроковец М. И. Механика дискретного фрикционного контакта. Минск: Наука и техника, 1990. – 272 с.

12. Витенберг Ю. Р. Шероховатость поверхности и методы ее оценки. Л.: Судостроение, 1971. – 108 с.

13. Nayak P. R. Random process model of rough surfaces // J. of Lubrication Technology. 1971. P. 398–407.

14. Семенюк Н. Ф. Сиренко Г. А. Описание топографии анизотропных шероховатых поверхностей трения с помощью модели случайного поля // Трение и износ. 1980. Т. 1, № 6. С. 1010–1020.

15. Хусу А. П., Витенберг Ю. Р., Пальмов В. А. Шероховатость поверхностей, теоретико-вероятностный подход. М.: Наука, 1971. – 340 с.

16. Суслов А. Г. Технологическое обеспечение контактной жёсткости соединений. М.: Наука, 1977. – 102 с.

17. Измайлов В. В., Новоселова М. В. О фактической и физической площадях дискретного контакта // Механика и физика процессов на поверхности и в контакте твердых тел, деталей технологического и энергетического оборудования. 2015. № 8. С. 4–10.

18. Огар П. М., Корсак И. И. Влияние характеристик тяжело нагруженного стыка шероховатых поверхностей на герметичность. Деп. в ВИНИТИ, № 6109-В89. Братск: БрИИ, 1989.

19. Рыжов Э. В. Контактная жесткость деталей машин. М.: Машиностроение, 1966. – 352 с.

20. Осипов А. П. Моделирование шероховатой поверхности методом суперпозиции относительных опорных кривых. // Вестник Самарского гос. техн. ун-та. Серия: Физико-математические науки. 2002. № 16. С. 168–174.

21. Пашовкин С. А. Модель контакта шероховатых поверхностей с учетом маслоемкости в зоне контакта. // Изв. ВУЗов. Машиностроение. 2008. № 12. С. 67–72.

22. Bhushan B. Principles and Applications of Tribology. A Wiley-Interscience Publication, 1999. – 1020 p.

23. Peng W. and Bhushan B. A numerical three-dimensional model for the contact of layered elastic/plastic solids with rough surfaces by variational principle. // Translate ASME J. Tribology. 2001. № 123. P. 330–342.

24. Лазарев В. Е., Грамм М. И., Лазарев Е. А., Лаврик А. Н., Франек Ф., Паушитц А., Форлауфер Г., Джейза Р. Математическая модель шероховатой поверхности контактного трибосопряжения // Вестник Южно-Уральского гос. ун-та. Серия: Машиностроение. 2006. № 11 (66). С. 54–58.

25. Мешков В. В., Зоренко Д. А. CAE-моделирование температурных полей поверхности трения с учетом экспериментально определенной субмикрогеометрии // Механика и физика процессов на поверхности и в контакте твердых тел, деталей технологического и энергетического оборудования. 2014. № 7. С. 25–29.

УДК 532.517

УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ, ФОРМИРУЕМЫХ ИМПУЛЬСНЫМИ СТРУЯМИ

М. А. Засимова, В. В. Рис, Н. Г. Иванов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Численно исследовано образование и движение турбулентных вихревых структур, формируемых в результате воздействия импульсной струи на затопленное пространство. Представлены данные об изменении во времени основных характеристик сформированных вихревых структур – пространственного положения и поля скорости. Определены пространственные и временные границы участка движения вихревых структур, на котором выполняются универсальные временные зависимости для положения центра вихревых структур ($z_c \sim t^{0.25}$) и снижения скорости в центре ($V_c \sim t^{-0.75}$).

Ключевые слова: *импульсная струя, вихревые течения, URANS и LES моделирование.*

Рассматривается задача о турбулентном течении несжимаемой вязкой среды, сформированном импульсной струей, которая вытекает со средней скоростью V_0 за время T_0 через отверстие диаметром d в открытое пространство, заполненное той же неподвижной средой (рис. 1, а). Согласно [1] режим течения, формируемого струей, определяется числом Рейнольдса струи $\mathrm{Re} = dV_0/\nu$ и поршневым числом $P = (Vol/Vol_d)^{1/3}$ ($Vol = V_0 T_0 \pi d^2/4$ – объем вытекающей жидкости, $Vol_d = \pi d^3/4$ – референсный объем). Известно [1], что при $P < 1$ в затопленном пространстве формируются вихревые кольца, при $1.6 < P < 8$ – вихревые облака и при $P > 9$ – нестационарные струи. Наши расчеты проведены для $\mathrm{Re} = 1.2 \cdot 10^4$ и трех значений P из диапазона 0.8–11, соответствующих трем типам формирующихся турбулентных структур. Изменение параметра P осуществлялось за счет изменения времени подачи импульсной струи, варьируемого в широком диапазоне.

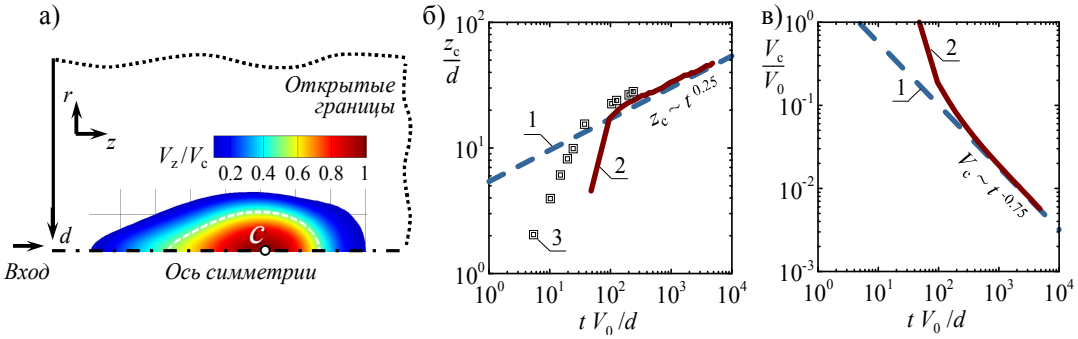


Рис. 1. Расчетная область и поле скорости на основном участке движения вихревого облака при $P = 3.6$ (а); положение точки с максимальным значением скорости (б) и значения максимальной скорости (в); 1 – аппроксимирующие зависимости, 2 – данные расчета при $P = 3.6$ [2], 3 – данные эксперимента при $P = 4$ [1]

Задача решалась в осесимметричной и трехмерной постановках. Граничные условия показаны на рис. 1, а. Размеры расчетной области варьировались в зависимости от типа течения, так при моделировании распространения вихревых колец они составили $10d \times 20d$, вихревых облаков – $50d \times 80d$ и нестационарных струй – $240d \times 150d$. Моделирование течения проводилось на основе подхода, основанного на численном решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (метод URANS) с использованием модели RNG k–ε и вихреразрешающего подхода (метода LES). Расчеты выполнены в пакете ANSYS Fluent с привлечением ресурсов СКЦ «Политехнический» (https://scc.spbstu.ru/).

Развитие течения под действием импульсной струи можно разделить на три этапа. Первый этап ($t \le T_0$) – истечение импульсной струи. При увеличении параметра P дальность распространения импульсной струи повышается. При большом P в момент времени $t = T_0$ поле скорости близко к полю в стационарной струе. В конце истечения струи ($t \approx T_0$) формируются вихревые структуры. Для случая $P = 3.6$ на рис. 1, б сплошной линией показано изменение во времени положения центра вихревого облака. Полагается, что центр облака $z_c(t)$ находится в точке на оси z, где продольная скорость максимальна, $V_z = V_c(t)$. Изменение максимальной скорости во времени, $V_c(t)$ для этого случая показано на рис. 1, в. Начальная точка линии 2 (рис. 1, б, в) соответствует времени окончания первого этапа.

На втором этапе вихревые структуры двигаются с замедлением, при этом зависимости $z_c(t)$ и $V_c(t)$ приближаются к зависимостям $z_c \sim t^{0.25}$ и $V_c \sim t^{-0.75}$, изображенным штриховой линией. На третьем этапе, при $0.005 < V_c/V_0 < 0.07$, в разные моменты времени профили скорости подобны (см., к примеру, рис. 1, а). При этом движение вихревых структур отвечает по универсальным зависимостям $z_c/d = C_z(tV_0/d)^{0.25}$ и $V_c/V_0 = C_V(tV_0/d)^{-0.75}$. По данным расчетов определены значения констант C_z и C_V (рис. 2). Штриховой линией показаны зависимости $C_z = 1.9P^{0.8}$ и $C_V = P^{0.9}$, которые определяют характеристики вихревых структур при изменении P.

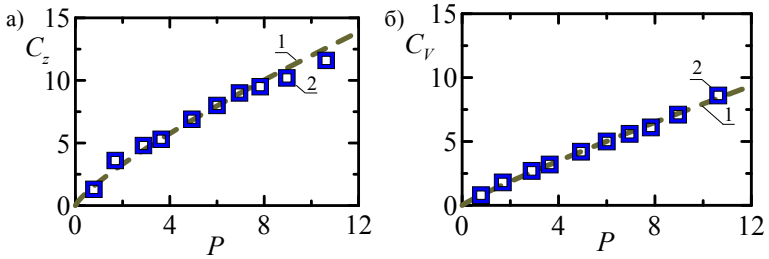


Рис. 2. Зависимости констант C_z и C_V от величины P; 1 – данные URANS, 2 – степенная зависимость

Границы выполнения универсальных зависимостей на третьем этапе движения вихревых структур можно проиллюстрировать диапазоном изменения безразмерного времени (рис. 3, а) и значениями величины z_c/d (рис. 3, б). Данные о диапазоне изменения величины z_c/d, в частности, показывают дальность продвижения вихревой структуры в зависимости от P.

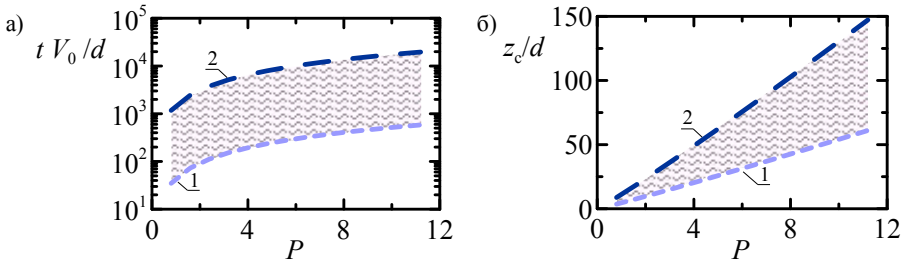


Рис. 3. Временные (а) и пространственные (б) области, внутри которых выполняются универсальные зависимости движения вихревых структур; 1, 2 – нижняя и верхняя границы третьего этапа движения структур

Литература

1. Sangras R., Kwon O. C., Faeth G. M. Self-preserving properties of unsteady round nonbuoyant turbulent starting jets and puffs in still fluids // ASME. J. Heat Transfer. 2002. Vol. 124, No. 3. P. 460–469.

2. Засимова М. А., Рис В. В., Иванов Н. Г. Численное моделирование формирования и движения турбулентных вихревых облаков // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 5. С. 57–69.

УДК 629.7.036.34

ПРОРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ И СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО СОСТОЯНИЯ ОХЛАЖДАЕМОЙ ЛОПАТКИ ТУРБИНЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ГАЗОТУРБИННОГО ДВИГАТЕЛЯ

В. М. Зубанов, С. А. Мельников, А. И. Щербань, Синь Лю

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, г. Самара, Россия

Показан процесс совершенствования конструкции охлаждаемой лопатки турбины высокого давления газотурбинного двигателя для гражданской авиации. Получены распределения температуры и эффективности охлаждения по поверхностям и сечениям охлаждаемой лопатки. Показан процесс совершенствования лопатки и представлена итоговая схема охлаждения. Средние значения коэффициента эффективности охлаждения для спроектированной лопатки при различных расходах охлаждающего воздуха сравнивались со статистическими данными, и на основании сравнения сделан вывод, что рассмотренная в работе охлаждаемая лопатка турбины высокого давления соответствует современному уровню эффективности охлаждения.

Ключевые слова: *авиационный двигатель, охлаждение турбины, охлаждаемые лопатки, коэффициент эффективности охлаждения.*

В качестве исходных данных использовался результат расчета теплового состояния первоначального варианта схемы охлаждения лопатки турбины высокого давления (ТВД). Эта схема охлаждения названа «базовой», на ее основе были созданы модифицированные схемы каналов охлаждения. Геометрическая модель «базовой» лопатки приведена на рис. 1.

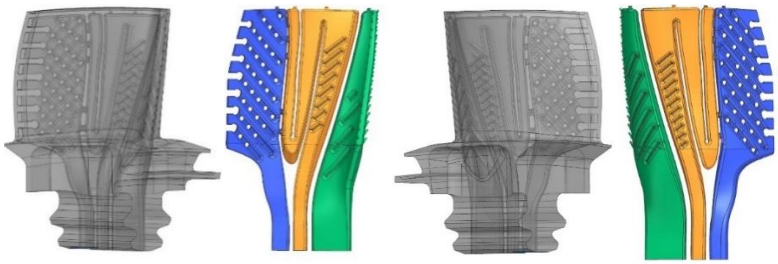


Рис. 1. Геометрия «базовой» лопасти ротора и ее внутренней полости

Подробно особенности использованных интенсификаторов теплообмена описаны в литературе, например [1]. На внутренних поверхностях лопатки выполнены полурёбра в канале плёночного охлаждения и среднем канале, в области выходной кромки организована вихревая матрица для организации эффективного конвективного теплообмена. Была выполнена доводка теплового состояния лопатки с использованием «базовой» схемы охлаждения за счёт изменения положения рядов отверстий для повышения эффективности плёночного охлаждения лопатки. На рис. 2 представлено прогнозируемое распределение температуры на внешних поверхностях рабочей лопатки ТВД, полученное с помощью программного комплекса Ansys CFX. Рекомендации для настройки сеточной и расчётной моделей сформированы по итогам анализа литературы [2, 3]. Максимальное значение расчетной температуры 1136,8 °С, оно не превышает предельно допустимую в течение длительного времени для выбранного материала из условия жаростойкости, но в области высоких температур вблизи выходной кромки (>980 °С) при прочностном анализе были обнаружены зоны пониженного коэффициента запаса по местной прочности. В области кончика пера лопатки коэффициент запаса по местной прочности был меньше требуемого значения 1,45 для небандажированных лопаток.

После итерационного процесса доводки внутренних каналов и схемы расположения отверстий плёночного охлаждения на поверхности лопатки была получена конструкция лопатки с новой схемой охлаждения (рис. 3).

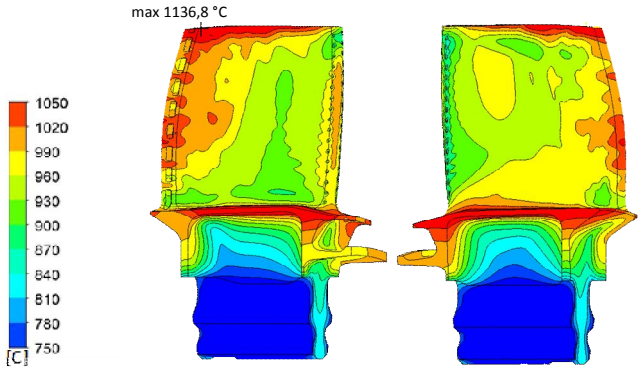


Рис. 2. Температурное состояние лопатки с «базовой» схемой охлаждения

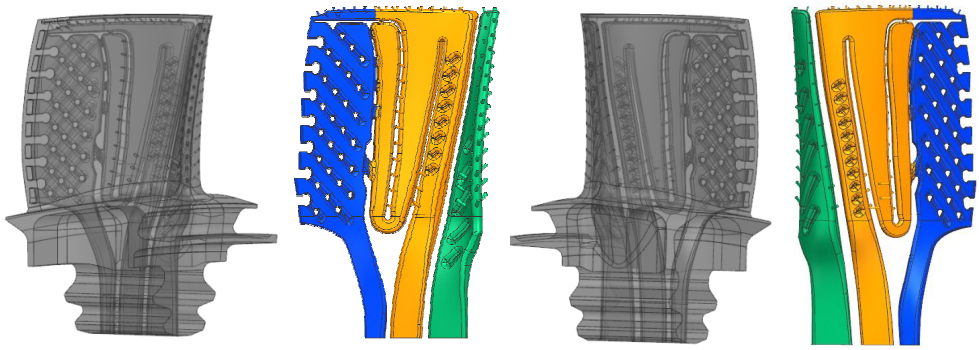


Рис. 3. Геометрия доведённой лопасти ротора и ее внутренней полости

Отверстия плёночного охлаждения на входной кромке расположены так, чтобы выдувать охлаждающий воздух ближе к застойной точке, но при этом не допускать втеканий горячего газа во внутренние полости лопатки. Вертикальный ряд отверстий плёночного охлаждения на средней части корыта сформирован таким образом, чтобы создать равномерную завесу пленочного охлаждения до поверхности выходной кромки со стороны корыта. Горизонтальный ряд отверстий плёночного охлаждения на корыте вблизи периферии пера необходим, чтобы не допустить образований локальных зон на периферии с температурой больше предельно допустимой из условий жаростойкости для используемого материала. Для обеспечения давления, необходимого для работы этого горизонтального ряда, был организован проточный канал по периферии, ответвляющийся от среднего канала.

Канал плёночного охлаждения входной кромки было решено оставить изолированным для упрощения доводки его как отдельного элемента и из условия создания необходимого давления в нём для предотвращения затеканий горячего газа. Форма каналов и несущих рёбер лопатки были скорректированы по результатам прочностных расчётов. Проходные сечения всех трёх каналов подбирались взаимосвязанно для создания необходимого распределения охлаждающего воздуха по лопатке. Результирующее температурное состояние исследуемой лопатки на взлётном режиме приведено на рис. 4.

По результатам расчётов «базовой» и доведённой лопаток были определены коэффициенты эффективности охлаждения лопаток по среднему сечению:

$$\Theta_{лоп} = \frac{T^*_{w\,газ} - T_{лоп}}{T^*_{w\,газ} - T^*_{w\,возд}} \quad (1)$$

Результаты были сопоставлены со статистическими данными из литературы [4] (рис. 5).

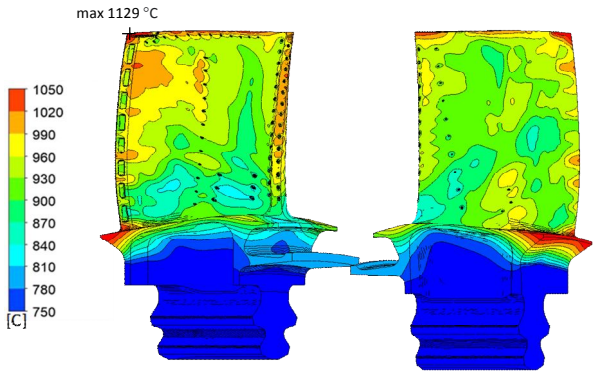


Рис. 4. Температурное состояние лопатки с доведённой схемой охлаждения

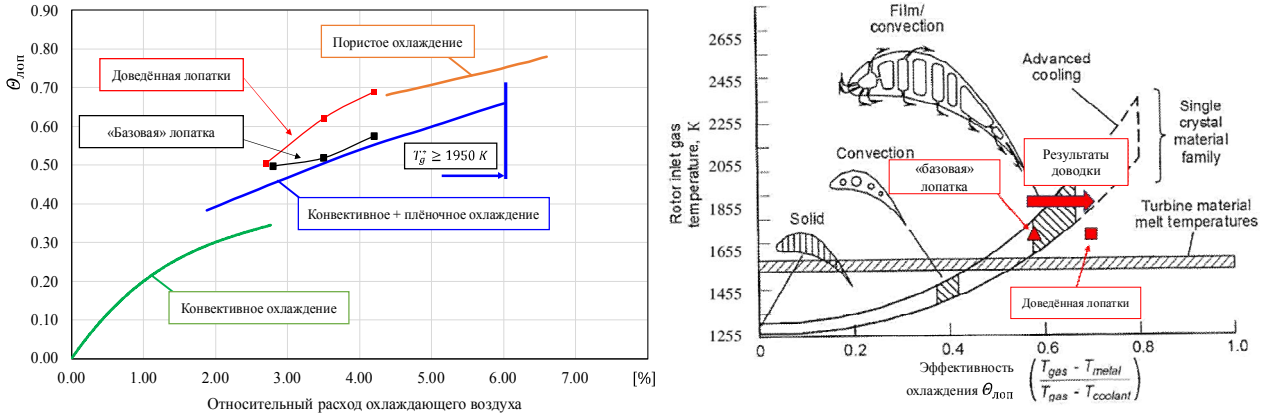


Рис. 5. Сопоставление результатов доводки со статистическими данными

В результате работы получена конструкция лопатки для перспективного двигателя гражданской авиации, удовлетворяющая условиям жаростойкости и прочности, при этом соответствующая уровню современных двигателей по эффективности охлаждения. Проработанная схема охлаждения может применяться при проектировании новых газотурбинных двигателей.

Обозначения

$T^*_{w\,газ}$ – полная температура газа в относительном движении перед рабочей лопаткой на соответствующем радиусе, K; $T^*_{w\,возд}$ – полная температура воздуха в относительном движении на входе в нижний торец рабочей лопатки, K; $T_{лоп}$ – температура лопатки, K; $\Theta_{лоп}$ – коэффициент эффективности охлаждения.

Литература

1. Нагога Г. П. Эффективные способы охлаждения лопаток высокотемпературных газовых турбин: учеб. пособие. М.: Изд-во МАИ, 1996 – 100 с.

2. Ansys CFX-Solver Modeling Guide. (2021). Ansys Inc.

3. Vieser W. & Esch Thomas & Menter F. Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models. ANSYS CFX Validation Report. 2004. P. 1-62.

4. Mustapha Hany, Zelesky Mark F., Baines Nicholas C., Japikse David. Axial and radial turbines // Concepts NREC. 2003. ISBN 0-933283-12-0.

УДК 629.7.036.34

ДОВОДКА ТЕПЛОВОГО СОСТОЯНИЯ БАНДАЖИРОВАННОЙ ОХЛАЖДАЕМОЙ ЛОПАТКИ С ЦЕЛЬЮ УВЕЛИЧЕНИЯ ЕЁ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАПАСА ПО МЕСТНОЙ ПРОЧНОСТИ

В. М. Зубанов, С. А. Мельников, Г. М. Попов, Е. С. Горячкин

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, г. Самара, Россия

При разработке современных газотурбинных двигателей для гражданской авиации проблема обеспечения работоспособности турбин на этапе проектирования решается с использованием высокоуровневых трёхмерных расчётных моделей. В работе представлена доводка теплового состояния рабочей лопатки турбины среднего давления с целью обеспечения требуемого коэффициента запаса по местной прочности на периферии лопатки в области галтельного перехода к бандажной полке с использованием трёхмерных расчётных моделей в программном комплексе ANSYS. Структура внутренних каналов охлаждаемой лопатки была переработана таким образом, чтобы снизить температуру в областях с пониженным коэффициентом запаса по перу лопатки и увеличить несущую способность пера. В результате введённых мероприятий получена конструкция лопатки с величинами коэффициента запаса в пере, удовлетворяющими нормам прочности.

Ключевые слова: *авиационный двигатель, охлаждение турбины, охлаждаемые лопатки, рабочая лопатка.*

В процессе доводки лопаток турбин совместно анализируется как температурное, так и прочностное состояние. Рассматриваемая лопатка турбины среднего давления удовлетворяла требованиям жаростойкости, температура по поверхности не превышала предельно допустимую температуру для используемого материала 1150 C при долговременной эксплуатации. [1]. Результаты сопряжённого моделирования с целью определения температурного состояния исследуемой лопатки приведены на рис. 1.

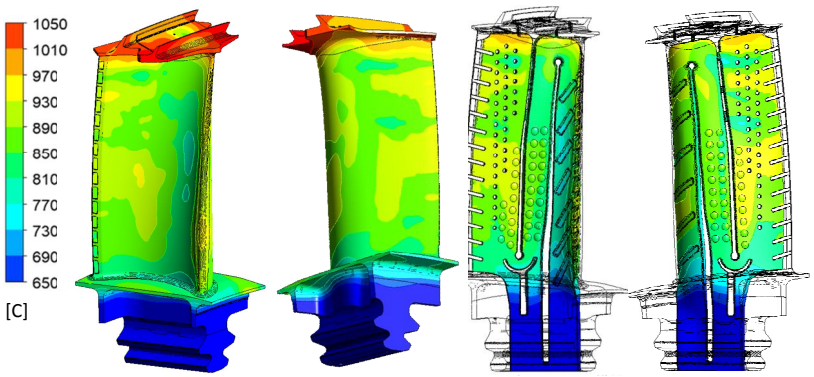


Рис. 1. Температурное состояние лопатки турбины среднего давления

Полученные по итогам теплогидравлического анализа распределения температуры по телу лопатки и давления по внутренним и наружным поверхностям были переданы для расчёта прочности лопатки. Результаты расчёта коэффициента запаса по местной прочности приведены на рис. 2.

При решении задачи обеспечения норм прочности была выделена зона на пере лопатки с величиной коэффициента запаса по местной прочности, не удовлетворяющей нормам прочности для бандажированных лопаток (требуется не менее 1,35). Был сформулирован перечень мероприятий для уменьшения температуры лопатки в области галтельного перехода от пера к бандажной полке, что позволит увеличить предел длительной прочности, завися-

щий от температуры металла. Также были рассмотрены мероприятия добавления дополнительных рёбер или изменения структуры существующих рёбер во внутренних каналах охлаждения лопатки для увеличения несущей способности в проблемном месте. Перечень мероприятий представлен на рис. 3.

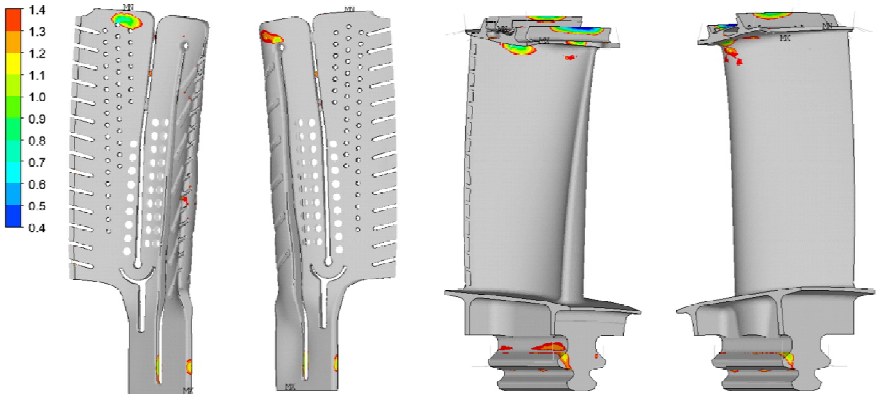


Рис. 2. Распределение коэффициента запаса по местной прочности по поверхностям рабочей лопатки

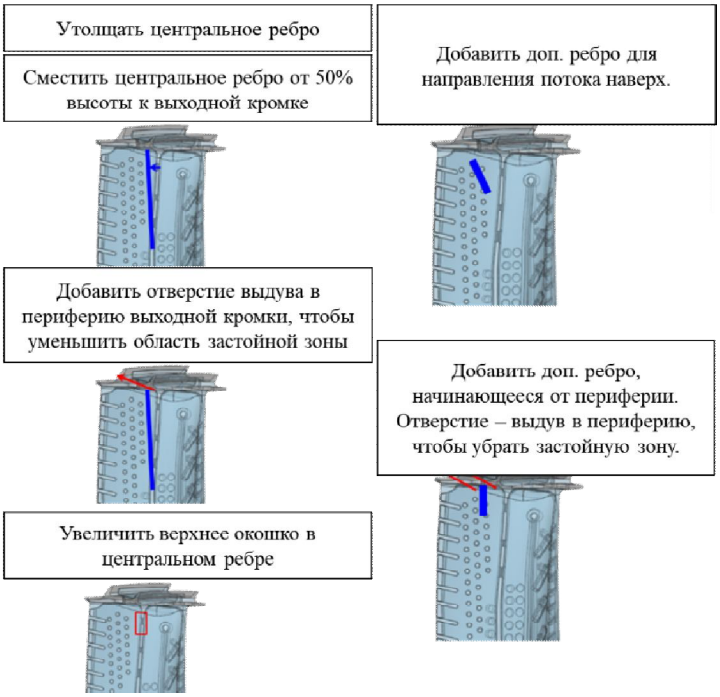


Рис. 3. Рассмотренные в ходе работы мероприятия по доводке пера лопатки

В результате оценки мероприятий на тепловое и прочностное состояние лопатки некоторые из них были выбраны для создания варианта лопатки с устраненными проблемными зонами. В лопатке был добавлен Y-образный вырез ближе к выходной кромке для увеличения несущей способности пера. Рядом с этим Y-образным вырезом добавлено косое ребро для интенсификации теплообмена с охлаждающим воздухом. Добавлено отверстие для продувки застойной зоны, образованной добавлением Y-образного выреза, воздух из этой зоны выдувается на периферию бандажной полки ближе к выходной кромке. На рис. 4 приведено распределение температуры по поверхностям лопатки после выполненных мероприятий.

Таким образом, была снижена температура в области галтельного перехода от пера к бандажной полке на 100 °C, так как была устранена застойная зона в каналах охлаждения лопатки и увеличена эффективность охлаждения при добавлении интенсификаторов тепло-

обмена [2]. На рис. 5 показано распределение коэффициента запаса по местной прочности по поверхностям исследуемой лопатки для доработанной с точки зрения теплового состояния конструкции. Коэффициенты запаса на ребрах бандажной полки не являются опасными, поскольку в этих местах реализуются напряжения сжатия.

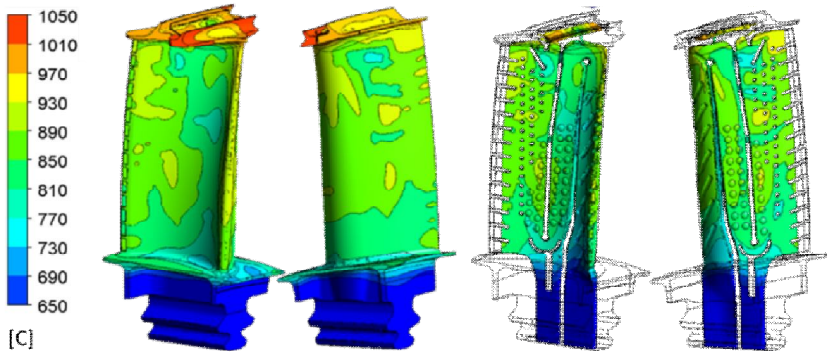


Рис. 4. Результирующее температурное состояние лопатки турбины среднего давления

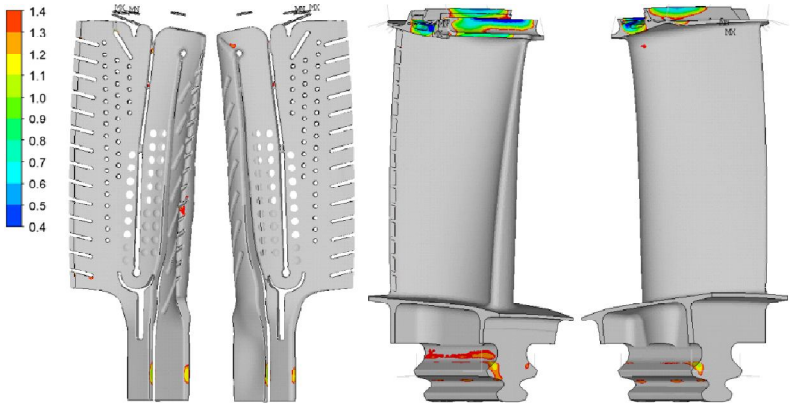


Рис. 5. Результирующее распределение коэффициента запаса по местной прочности по поверхностям рабочей лопатки

В результате апробации и внедрения мероприятий по улучшению теплового и прочностного состояний рабочей лопатки турбины среднего давления область с пониженным коэффициентом запаса по местной прочности лопатки была устранена.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 23-79-10266.

Литература

1. Жаропрочные никелевые литейные и деформируемые сплавы. Каталог. – Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт». Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов, 2022. – 37 с.

2. Нагога Г. П. Эффективные способы охлаждения лопаток высокотемпературных газовых турбин: учеб. пособие. М.: Изд-во МАИ, 1996. – 100 с.

УДК 532.517

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПАРАМЕТРЫ ТЕПЛОВОГО КОМФОРТА В ВЕНТИЛИРУЕМЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ

Н. Г. Иванов[1], М. А. Засимова[1], А. Д. Подмаркова[1], Д. Марков[2]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Софийский технический университет, г. София, Болгария

Представляются результаты численного моделирования турбулентного течения и теплообмена в климатической камере с сидящим тепловым манекеном. Рассмотрены условия практически вертикальной подачи воздуха через решетчатый настил над полом камеры. Расчеты проведены на основе URANS подхода с использованием RNG k-ε модели турбулентности. Эффекты плавучести учитывались в приближении Буссинеска. Валидация результатов численного моделирования выполнена на основе сопоставления с результатами термоанемометрических измерений. Показано, что расчетные и экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии по локальным и интегральным характеристикам. Выявлены колебания воздушного потока, возникающие за счет действия силы плавучести. Получены оценки влияния крупномасштабных пульсаций на характеристики теплообмена от поверхности теплового манекена.

Ключевые слова: *численное моделирование, смешанная конвекция, климатическая камера, тепловой манекен.*

При вентиляции помещений может реализоваться нестационарный режим течения с крупномасштабными колебаниями воздушного потока, четко выраженными на фоне мелкомасштабной турбулентности. Развитие относительно регулярных макроскопических колебаний может существенно повлиять на локальные и интегральные характеристики тепло- и массообмена. Согласно литературным данным нестационарные эффекты могут определяться проявлением гидродинамической неустойчивости струйного течения [1], действием силы плавучести в неизотермических условиях [2], а также изменением во времени расхода приточного воздуха [3]. При этом до настоящего времени нет полного понимания причин, вызывающих глобальную нестационарность течения.

Настоящая работа направлена на исследование условий возникновения автоколебаний в вентиляционном течении при существенном влиянии эффектов плавучести. В докладе представлены результаты расчетов воздухораспределения в климатической камере, т. е. замкнутом тестовом помещении, с возможностью обеспечивать параметры подводимого воздуха и контролировать параметры внутри камеры и на выходе из нее. В камере размещен тепловой манекен – модель, позволяющая воспроизводить тепловые условия на поверхности тела человека. Расчетная модель соответствовала условиям экспериментов, проведенных в Софийском техническом университете.

Климатическая камера [4], фотография которой представлена на рис. 1, а, имеет высоту $H = 2.62$ м и одинаковые поперечные размеры L и W, равные 1.9 м. На передней стенке в небольшом углублении находится дверь. Объем камеры позволяет свободно разместить в ней один тепловой манекен с набором мебели и комплексом измерительной аппаратуры. Воздух поступает в камеру через два круглых приточных отверстия диаметром $d_{in} = 0.2$ м, размещенных в нижней части задней стенки под решетчатым настилом. Настил, установленный над полом камеры на высоте 0.39 м (рис. 1, б), был специально спроектирован для выравнивания поля скорости в рабочем объеме камеры. Четыре вытяжных квадратных отверстия площадью 0.25×0.25 м^2 каждое расположены в верхней части камеры симметрично на двух боковых стенках.

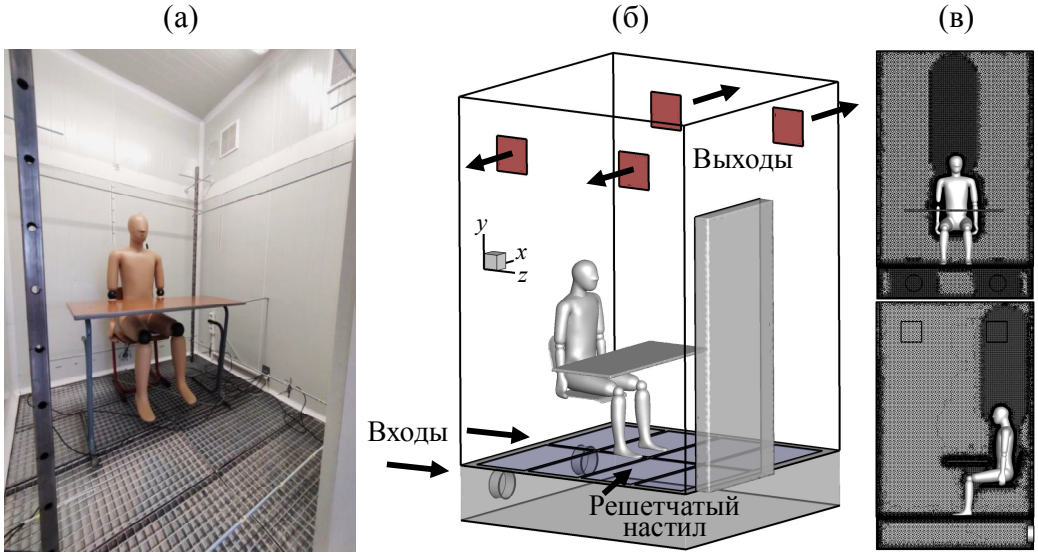


Рис. 1. Вид климатической камеры со стороны двери (а), расчетная область (б), сечения расчетной сетки (в)

Экспериментальные данные получены в ходе измерений в камере без загромождения, камере с загромождающими элементами (стол и стул), камере с изотермическим манекеном и камере с нагреваемым манекеном. Тепловой манекен размещался в камере, сидя за столом, лицом к передней стенке помещения. Высота манекена в принятом в ходе измерений положении (рис. 1, а) составляет 1.32 м, ширина плеч – 0.52 м. Эксперименты проводились для двух положений манекена, в которых варьировалось расстояние между ним и задней стенкой камеры. Измерения скорости и температуры воздуха выполнены термоанемометрическими датчиками. Расход подаваемого в камеру воздуха измерялся балометром. Измеренное датчиком значение скорости через одно из приточных отверстий удовлетворительно коррелировало с показаниями балометра.

При постановке численного исследования средняя скорость на срезе приточных отверстий в соответствии с экспериментальными значениями расхода воздуха задавалась равной $V_0 = 1.6$ м/с, этому соответствует число Рейнольдса приточной струи $2.1 \cdot 10^4$. Для неизотермических вариантов температура воздуха на входе задавалась равной $T_{in} = 22$ °C. Температура поверхности манекена при этом составляла $T_w = 32.5$ °C. Число Грасгофа, рассчитанное по перепаду температуры $T_w - T_{in}$ и высоте манекена, составило $3.6 \cdot 10^9$. Течение сквозь решетчатый настил моделировалось заданием перепада давления (опция «porous-jump»). Оценки [5] показали, что значение коэффициента гидравлического сопротивления настила $\zeta = 24$.

Пространственное в среднем нестационарное турбулентное течение воздуха в камере моделировалось на основе решения нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (метод URANS), замкнутых при помощи RNG k-ε модели турбулентности. Уровень турбулентности на входе определялся интенсивностью турбулентности $I = 5\%$ и отношением турбулентной вязкости к молекулярной, TVR = 10. Эффекты плавучести учитывались в приближении Буссинеска, физические свойства полагались постоянными. Расчеты проводились в гидродинамическом пакете ANSYS Fluent с использованием СКЦ «Политехнический» (scc.spbstu.ru). В расчетах использовались неструктурированные сетки размерностью от 1 до 3 млн ячеек, степень пространственного разрешения области течения для варианта с манекеном проиллюстрирована на рис. 1, в.

Результаты численного моделирования подтвердили роль решетчатого настила в обеспечении однородности поля скорости воздуха, подаваемого в рабочую часть камеры: значения скорости под настилом (рис. 2, а) и над ним (рис. 2, в) отличаются более чем на порядок, при этом гасятся развивающиеся в пространстве под настилом крупномасштабные колебания

струйного течения (о развитии колебаний свидетельствует график пульсаций скорости вдоль оси струи на рис. 2, б). Валидация результатов численного моделирования выполнена на основе сопоставления с результатами термоанемометрических измерений. Показано, что расчетные и экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии по локальным и интегральным характеристикам, однако плотность размещения экспериментальных точек оказывается недостаточной для описания локальных неоднородностей поля скорости в окрестности решетчатого пола (рис. 2, в, г).

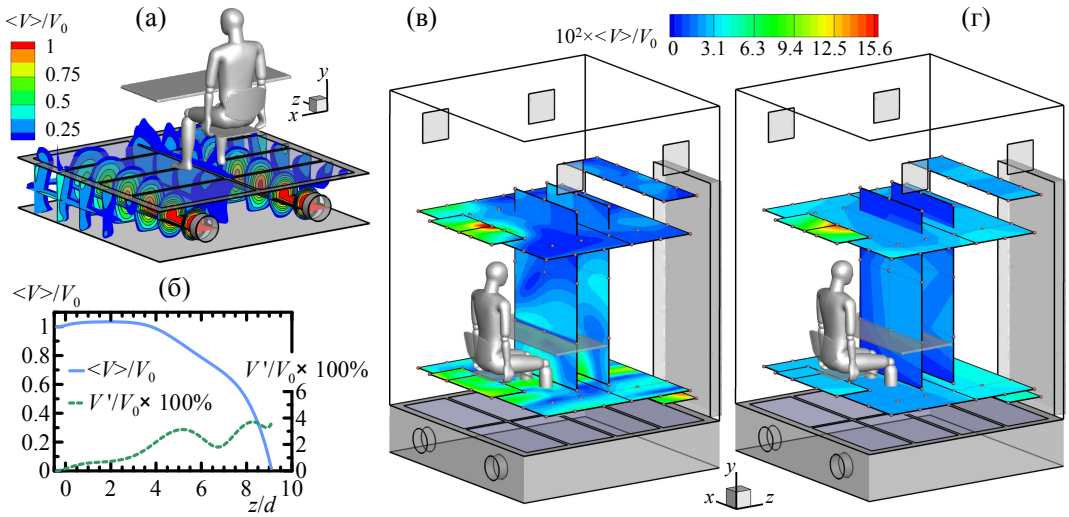


Рис. 2. Поля средней скорости в пространстве под решетчатым настилом (а); распределения средней скорости и пульсаций скорости вдоль оси одной из приточных струй (б); поля средней скорости в сечениях климатической камеры, где проводились измерения: по результатам расчетов (в) и по экспериментальным данным (г)

Результаты расчетов показали, что в климатической камере реализуется сложное трехмерное нестационарное турбулентное течение, при этом в случае неизотермической постановки поля скорости и температуры характеризуются существенной пространственной и временной неоднородностью в области теплового факела над манекеном. Для рассмотренных условий крупномасштабные пульсации в тепловом факеле не оказали существенного влияния на характеристики теплообмена от поверхности теплового манекена.

Исследование выполнено за счет РНФ, грант 24-19-00437.

Литература

1. Rockwell D., Naudasher E. Self-sustained oscillations of impinging free shear layers // Annual Review of Fluid Mechanics. 1979. Vol. 11. P. 67–94.

2. Davies Wykes M. S., Chahour E., Linden P. F. The effect of an indoor-outdoor temperature difference on transient cross-ventilation // Building and Environment. Vol. 168. 2020. P. 106447.

3. Mesenhoeller E., Vennemann P., Hussong J. Unsteady room ventilation – a review // Building and Environment. 2020. Vol. 169. P. 106595.

4. Angelova R. A., Mijorski S., Markov D., Stankov P., Velichkova R., Simova I. Numerical modelling of the draught rate in a mechanically ventilated climate chamber // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. Vol. 1730.

5. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение. 1975. – 559 с.

УДК 621.45.038.74, 629.728

РАСЧЕТ КОМПЛЕКСА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМА ГЕНЕТИЧЕСКОГО ПОИСКА

М. О. Ивашиненко, И. А. Борисенко, А. В. Нетелев

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Представлены результаты исследования возможности использования генетических алгоритмов для расчета теплофизических свойств материала. Существует множество работ, посвящённых определению коэффициентов математических моделей [1–3]. По своей постановке такие задачи относятся к классу обратных задач [4]. Для их решения используются специальные методики, позволяющие снизить влияние погрешностей входных данных и обеспечить устойчивое решение. Большинство классических методов основано на поиске решения посредством минимизации целевого функционала. Такой подход подразумевает использование достаточно сложного математического аппарата. При решении инженерных задач, когда сложная структура задачи или ее иерархичность не позволяют рассчитать производные целевого функционала, для получения решения может быть использован генетический алгоритм. Он относится к эвристическим алгоритмам оптимизации [5-7], концепция которых основана на естественном отборе в биологических системах. Особенностью генетического алгоритма является то, что он не гарантирует нахождения глобального решения, которое может быть найдено только путем перебора. Однако использование генетического алгоритма позволяет получить «близкое по точности решение» за существенно меньшее время, чем при использовании метода перебора.

Ключевые слова: *генетический алгоритм, расчет теплофизических характеристик, генетическая оптимизация, обратная задача, теплофизические характеристики материалов.*

Для разработки эффективных цифровых моделей современных летательных аппаратов необходимо знать значения множества входящих в эти модели параметров. Прямое определение параметров очень часто бывает невозможно по тем или иным причинам. В таких ситуациях для расчета параметров модели может применяться методика, основанная на решении обратной задачи с использованием косвенных данных о состоянии модели. Так как обратные задачи некорректны, то их решение сопряжено с определенными трудностями. Одним из таких методов является метод, основанный на алгоритме генетического поиска. Реализация и апробация алгоритма генетического поиска проводилась для одномерной математической модели теплопереноса в теплозащитном материале, Неизвестные характеристики модели коэффициенты C и λ:

$$C(T)\frac{\partial T}{\partial \tau}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right],\ x\in(0,L),\ \tau\in(0,\tau_m], \tag{1}$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}_{x=0}=q_w(T)-q_r(T), \tag{2}$$

$$\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}_{x=L}=q_{изм}, \tag{3}$$

$$T(x,\tau_0)=T_0(x). \tag{4}$$

Дополнительной информацией, необходимой для решения задачи, является измеренная температура в некоторых точках материала. Такая информация может быть получена посредством прямых измерений датчиками температуры:

$$T\left(x_m,\tau\right)=f_m\left(\tau\right),\quad m=\overline{1,M}\,, \tag{5}$$

где M – количество точек с координатами x_m, в которых измеряется температура $x_m(\tau)$.

Для решения задачи (1)–(5) используется минимизация целевого функционала разности расчетных и измеренных температур

$$J\left(\lambda,C\right)=\frac{1}{2}\sum_{m=1}^{M}\int_0^{\tau_m}\left[T\left(x_m,\tau\right)-f_m\left(\tau\right)\right]^2 d\tau. \tag{6}$$

Алгоритм генетической оптимизации предусматривает наличие четырех основных этапов расчета: выбор начального приближения решения (исходной популяции, которая будет определять область поиска решений, а также будет являться «родителями» первого поколения), скрещивание «родителей» с образованием новых эволюционных решений («потомков»), мутация одного или нескольких «потомков», выбор членов новой популяции (которые будут являться родителями следующего поколения).

Для задачи (1)–(6) задается несколько начальных приближений вектора искомых параметров $u(\lambda, C)$. По аналогии с биологическими системами одно такое решение называется «особью», а их совокупность – «популяцией». Составляющие вектора неизвестных характеристик называются «генами». Гены записываются в бинарном представлении. Одна позиция в бинарной записи гена – «аллель». Каждой особи соответствует своя целевая функция, характеризующая близость этой особи к точному решению. Для поставленной задачи такой целевой функцией является функционал невязки (6). При расчете целевой функции для каждой особи приходится определять расчетное поле температур $T(x, \tau)$ из решения прямой задачи (1)–(4).

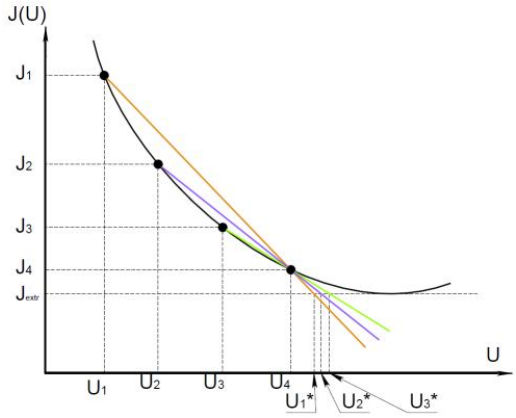
Процесс скрещивания (кроссбридинг) представляет собой получение новых приближений решения путем рекомбинации генов особей популяции. В разработанном алгоритме для задачи (1)–(6) процесс выбора особей для скрещивания осуществлялся следующим способом: а) в результате ранжирования популяции выбирается «доминантная особь», которой соответствует минимальная целевая функция (6); б) гены особей популяции случайным образом делятся на две части; в) формируются особи потомков путем совмещения частей генов доминантной особи и остальных особей популяции.

Процесс мутации может быть построен путем замены у случайной особи аллели одного из генов на значения разряда на противоположный. Также возможна мутация путем сдвига значения всех разрядов гена на соседний разряд или замена последнего разряда в гене на первый.

Комбинация описанных способов позволяет избегать попадания решения в локальные экстремумы и способствует скорейшей сходимости решения. Новое приближение формируется в результате обмена между родителями частями генетического кода. Получившиеся в результате такого скрещивания потомки наследуют часть свойств родительской популяции.

В результате отработки алгоритма на задаче (1)–(6) было определено, что при попадании решения в локальный экстремум механизму мутации может понадобиться очень большое количество расчетных циклов, для того чтобы решение покинуло область локального экстремума. Эта проблема может быть решена глобальным рестартом решения или методом «глобальной мутации». «Глобальная мутация» основана на экстраполяции решения методом сплайнов. Для этого строится семейство прямых по двум точкам (рисунок). Одной из точек будет доминантная особь. Новыми особями популяции будут являться решения уравнений прямых относительно минимального значения функции приспособляемости:

$$U^*=\frac{\left(J_{extr}-J^{(1)}\right)}{\left(J^{(2)}-J^{(1)}\right)}\left(U^{(2)}-U^{(1)}\right)+U^{(1)}. \tag{7}$$



Расчет новых приближений популяции посредством построения прямых

По завершении всех операций проводится оценка целевой функции новых потомков и формируется новая популяция. Итерационный цикл повторяются до тех пор, пока не будет достигнута требуемая точность решения.

Описанный алгоритм позволяет организовать итерационный процесс поиска решения с существенно меньшими затратами машинного времени, нежели методом простого перебора. Оценка эффективности алгоритма проводится путем расчета математического ожидания в серии расчетов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 23-19-00764.

Литература

1. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач и их приложения к обратным задачам теплообмена. М.: Наука, 1988. – 288 с.

2. Самарский А. А., Вабищевич П. Н. Численные методы решения обратных задач математической физики. М.: Изд-во ЛКИ, 2009. – 480 с.

3. Резник С. В., Денисов О. В., Просунцов П. В., Денисова Л. В., Бондалетов Д. Н., Петров Н. М. Отработка методики исследования коэффициента теплопроводности анизотропных композитов // Проблемы управления и моделирования в сложных системах. Тр. XXI междунар. конф. В 2-х т. / Под ред. С. А. Никитова, Д. Е. Быкова, С. Ю. Боровика, Ю. Э. Плешивцевой. 2019. С. 443–446.

4. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. – 288 с.

5. Chambers Lance D. The Practical Handbook of Genetic Algorithms. Chapman and Hall/CRC, Second Edition, 2000. – 544 p.

6. Coley David A. Introduction to Genetic Algorithms for Scientists and Engineers. World Scientific Publishing, 1999. 244 p.

7. Панченко Т. В. Генетические алгоритмы. Астрахань: Издательский дом «Астраханский университет», 2007. – 87 с.

УДК 532.65:536.252

ДВИЖЕНИЕ ВЯЗКОГО ЖИДКОГО СЛОЯ В ПЕРЕМЕННОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОЛЕ НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

П. Н. Конон[1], А. В. Жук[1], В. Я. Шкадов[2]

[1]*Белорусский государственный университет, г. Минск*
[2]*Московский государственный университет, г. Москва, Россия*

В предположении длинных волн вдоль оси цилиндра исследовано плоское движение нетонкого слоя вязкой жидкости на внутренней поверхности горизонтального вращающегося с постоянной угловой скоростью цилиндра в поле сил поверхностного натяжения, гравитации и инерции с учетом изменяющегося температурного поля.

***Ключевые слова*:** *вращающийся цилиндр, эволюция возмущений, нетонкий слой, поверхностное натяжение.*

Течения вязкой жидкости на внутренней поверхности цилиндра в поле центробежных сил являются важной частью многих технологических процессов. В некоторых из них, как в процессах центробежного литья, нанесениях изоляций, покрытий на внутреннюю цилиндрическую поверхность методом вращения, течения являются неизотермическими. Эволюция возмущений определяется силами инерции, массовыми силами, влиянием температурного поля, а также поверхностным натяжением.

Исследование изотермической задачи возмущенного течения тонкого плоского слоя на внешней вращающейся цилиндрической поверхности в приближении Стокса начато в работах [1, 2]. Возмущенное движение нетонкого изотермического вязкого слоя на внешней и внутренней оболочках цилиндра с учетом сил инерции изучено в работах [3, 4]. Обширные экспериментальные исследования слоев на внутренней вращающейся цилиндрической оболочке проведены в [5]. Результаты первых исследований неизотермической задачи даны в работах [6, 7].

Предполагается, что в общем случае нетонкий слой остывает вследствие меньшей внешней температуры среды, а вязкость жидкости μ существенно зависит от температуры T. В случае достаточно быстрого вращения цилиндра в относительной полярной системе координат $O,\ \eta,\ \varphi$ в приближении типа пограничного слоя из уравнений движения вязкой жидкости, энергии, неразрывности и свободной поверхности получена преобразованная система уравнений с граничными условиями на твердой границе, свободной поверхности и начальными условиями. В уравнениях Навье–Стокса учтены силы инерции, а в уравнениях энергии – конвективные составляющие и диссипативные члены. Уравнения обезразмерены по радиусу цилиндра R_0, скорости $\omega_0 R_0$. В качестве безразмерной температуры используется величина $T = (T_p - T_c)/T_c$, где T_p – размерная температура жидкости, T_c – температура окружающей среды. Система уравнений с граничными условиями имеет вид

$$p_\eta = (\omega + 1)^2\eta; \tag{1}$$

$$\omega_\tau + \nu\omega_\eta + \omega\omega_\varphi + 2\eta^{-1}\nu(\omega + 1) = -\eta^{-2}p_\varphi + k(T)\mathrm{Re}_0^{-1}\left(\omega_{\eta\eta} + 3\eta^{-1}\omega_\eta\right) +$$

$$+(dk/dT)\ \mathrm{Re}_0^{-1}T_\eta\omega_\eta - \eta^{-1}\mathrm{Fr}^{-1}\cos(\varphi + \tau); \tag{2}$$

$$T_\tau + \nu T_\eta + \omega T_\varphi = \mathrm{Pe}^{-1}\left(T_{\eta\eta} + \eta^{-1}T_\eta\right) + 2k(T)\mathrm{Re}_0^{-1}\mathrm{Eck}\,\eta^2\omega_\eta^2; \tag{3}$$

$$(\eta v)_\eta + (\eta\omega)_\varphi = 0; \tag{4}$$

$$\eta = h(\varphi,\tau), \quad h_\tau + \omega h_\varphi = v; \tag{5}$$

$$\eta = 1, \quad v = 0, \quad \omega = 0; \quad \eta = h(\varphi,\tau), \quad \omega_\eta = 0; \tag{6}$$

$$\eta = h(\varphi,\tau), \quad -\mathrm{We}^{-1}(h^{-1} - h^{-2}h_{\varphi\varphi}) = p - p_a; \tag{7}$$

$$\eta = 1, \quad -T_\eta = \mathrm{Nu}_1 T; \quad \eta = h(\varphi,\tau), \quad T_\eta = \mathrm{Nu}_2 T; \tag{8}$$

$$\tau = 0, \quad h = h_0(\varphi), v = v_0(\eta,\varphi), \ \omega = \omega_0(\eta,\varphi), T = T_0(\eta,\varphi). \tag{9}$$

Уравнения (1)–(9) содержат следующие безразмерные параметры: начальное число Рейнольдса, числа Фруда, Вебера, отношение вязкостей, Пекле, Эккерта и два числа Нусельта соответственно:

$$\mathrm{Re}_0 = \mathrm{R}_0^2\omega_0\nu_0^{-1}, \ \mathrm{Fr} = \mathrm{R}_0\omega_0^2 g^{-1}, \ \mathrm{We} = \rho \mathrm{R}_0^3\omega_0^2\sigma^{-1},$$

$$k(T) = \mu(T)\mu_0^{-1}, \quad \mathrm{Pe} = \rho c R_0^2\omega_0\lambda^{-1}, \quad \mathrm{Eck} = R_0^2\omega_0^2(cT_c)^{-1}, \tag{10}$$

$$Nu_1 = \alpha_1 R_0\lambda^{-1}, \quad Nu_2 = \alpha_2 R_0\lambda^{-1}.$$

Условия теплообмена на поверхности цилиндра и жидкости, а также жидкости и внешней воздушной среды (10) определяются эмпирическими формулами [8].

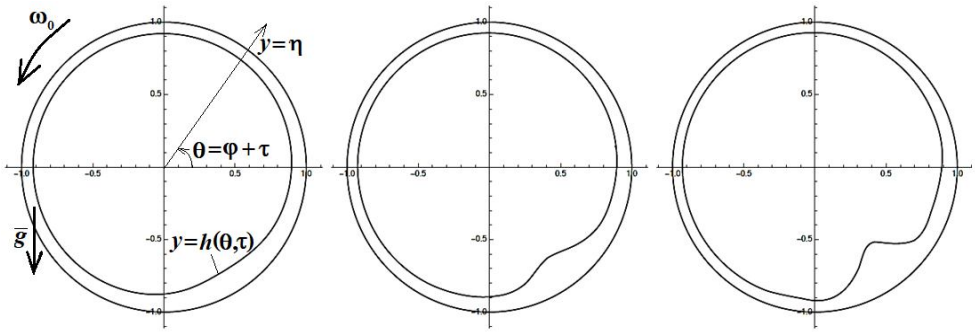
Разработан метод решения задачи (1)–(9). На первом этапе применяется прямой метод Капицы–Шкадова [9]. Далее предложен численно-аналитический метод решения, в ходе которого представлена система дифференциальных уравнений в частных производных для определения эволюции свободной поверхности плоского слоя в поле центробежных сил с учетом изменяющегося температурного поля в жидкости. Полученная система позволяет исследовать движение слоев любой толщины при произвольных числах Рейнольдса. В случае постоянного температурного поля система получена в работе [4]. Она упрощается в случае тонкого слоя $\delta(\varphi,\tau) = 1 - \mathrm{h}(\varphi,\tau)$, $\delta << 1$ и принимает вид

$$\delta_\tau = \frac{1}{3}(\delta N_\varphi + N\delta_\varphi),$$

$$N_\tau = \left(\frac{N^2}{15\delta} - 2N + 3\right)\delta_\varphi + \left(\frac{7N}{15} - 2\delta\right)N_\varphi + \frac{3}{We}(\delta_\varphi + \delta_{\varphi\varphi\varphi}) + \frac{3}{Fr}cos(\varphi+\tau) - \frac{3}{Re}\frac{N}{\delta^2}. \tag{11}$$

В системе (11) неизвестная функция $N(\varphi,\tau)$ непосредственно связана с расходом жидкости.

Полученные эволюционные уравнения исследованы численно, как и в работах [3, 4]. На рисунке показано развитие возмущений слоя на вращающейся поверхности цилиндра в переменном температурном поле при $\delta_0 = 0.1$, $\mathrm{Re}_0 = 8.25$, $\mathrm{Fr} = 0.1$, $\mathrm{We} = 1.1$, $\mathrm{Eck} = 3.5\cdot10^{-8}$, $\mathrm{Pe} = 42\,390$, $\mathrm{Nu}_1 = 1.30$, $\mathrm{Nu}_2 = 11.2$, $T_0 = 0.034$ в моменты времени $\tau = 0.4\pi, 0.6\pi, 0.8\pi$. Эти параметры определяют вращение слоя глицерина с начальной толщиной 0.25 см внутри цилиндрической поверхности радиуса 2.5 см скоростью $\omega_0 = 2\pi$ рад/с, начальной температурой $T_0 = 303°K$ и температурой среды $T_c = 293°K$. Наименьшую толщину слой имеет в окрестности угла $\theta = \varphi + \tau = \pi$. Развитые нелинейные волновые процессы в слое отмечены на правой части цилиндра при вращении его против часовой стрелки и обусловлены влиянием силы тяжести и градиента температуры на форму поверхности при остывании среды. С увеличением угловой скорости вращения возмущения со временем стабилизируются и толщина слоя становится близка к постоянной.



а *б* *в*

Развитие возмущений на вращающейся поверхности цилиндра в моменты времени: *а* – τ = 0.4π, *б* – 0.6π; *в* – 0.8π

Работа выполнена при финансовой поддержке ГПНИ Республики Беларусь «Энергетические и ядерные процессы и технологии», задание 2.11 «Волновые течения капиллярных струй, слоев, пленок в центробежных, постоянных и переменных температурных полях и их применение в технологических процессах».

Обозначения

$\omega = w/\eta - 1$ – отклонение угловой скорости вращения слоя от случая вращения цилиндра и жидкости как единого целого, ω_0 – угловая скорость цилиндра, ν – радиальная компонента скорости, p – давление в слое, $\eta = h(\varphi, \tau)$ – неизвестная свободная поверхность, σ – постоянный коэффициент поверхностного натяжения жидкости, g – ускорение свободного падения, c – удельная теплоёмкость, λ – коэффициент теплопроводности жидкости, α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи, ν_0 – начальный коэффициент кинематической вязкости жидкости при температуре среды $T = T_c$, $\mu(T)$ – динамическая вязкость жидкости, аппроксимируемая полиномом по табличным значениям.

Литература

1. Moffat H. K. Behavior of a viscous film on the outer surface of rotatin cylinder // J. de Mehanique. 1977. Vol. 16, № 8. P. 651–673.

2. Пухначев В. В. Движение жидкой пленки на поверхности вращающегося цилиндра в поле тяжести // ПМТФ. 1977. № 3. С. 78–88.

3. Епихин В. Е., Конон П. Н., Шкадов В. Я. О возмущенном движении слоя вязкой жидкости на поверхности вращающегося цилиндра // ИФЖ. 1994. Т. 66, № 6. С. 689–694.

4. Конон П. Н., Жук А. В. Напряжения на внешней и внутренней поверхности вращающейся цилиндрической оболочки, частично заполненной жидкостью // Механика машин, механизмов и материалов. 2013. № 4. С. 32–37.

5. Thoroddsen S. T., Mahadevan L. Experimental study of coating flows in a partially-filled horizontally rotating cylinder // Experiments in Fluids. 1997. Vol. 23. P. 1–13.

6. Konon P. N., Shkadov V. Y., Zhuk A. V. Non-isothermal motion of viscous fluid layer on outer surface of horizontal rotating cylinder // J. of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1268. P. 012036.

7. Zhuk A. V., Shkadov V. Y., Konon P. N. Hydrodynamic and thermal processes of applying coating and lubrication on the inner surface of the cylinder by rotation // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2021. Vol. 9. P. 61–74.

8. Лыков А. В. Тепломассообмен. М.: Энергия, 1978. – 480 с.

9. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести// Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 43–48.

УДК 533.6

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕВЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НА ТЕПЛООБМЕН НА ПОВЕРХНОСТИ СВЕРХЗВУКОВЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Т. В. Константиновская, А. Е. Луцкий, Я. В. Ханхасаева

Федеральный исследовательский центр Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия

Рассматривается сверхзвуковое обтекание тандема крыльев. Исследуются тепловые нагрузки на основное крыло в зависимости от интенсивности вихревых образований и числа Маха набегающего потока. Рассмотрены режимы: числа Маха набегающего потока M = 3 и M = 4, углы установки генератора 10° и 20°. Показано, что в определенных условиях при взаимодействии вихревых структур с крылом температура поверхности значительно снижается.

Ключевые слова: *сверхзвуковое обтекание, ударная волна, концевой вихрь, температура крыла.*

В настоящее время одной из актуальных задач аэрокосмической отрасли является создание высокоскоростных летательных аппаратов, которые в процессе длительного атмосферного полета испытывают значительные тепловые нагрузки. В силу большой практической значимости вопросы тепловых нагрузок привлекали внимание многих отечественных и зарубежных исследователей с середины XX века. Основные физические механизмы изложены в многочисленных статьях и в ряде отечественных и зарубежных монографий (например, [1–3]). Обтекание летательных аппаратов, как правило, сопровождается образованием многочисленных вихревых структур, которые могут существенно влиять на величину и распределение тепловых нагрузок. Одним из важнейших примеров таких структур являются концевые вихри, формирующиеся на боковых кромках крыльев. Свойства концевых вихрей и их взаимодействие с различными объектами активно изучаются, практически с момента возникновения авиации. Основное внимание при этом уделялось дозвуковым режимам в целях обеспечения безопасности полетов гражданской авиации [4–6]. Концевым вихрям на сверхзвуковых режимах полета вплоть до настоящего времени было уделено значительно меньшее внимание (см., например, [7–9]). Между тем эта область исследований становится все более актуальной. Современные сверхзвуковые летательные аппараты различного назначения имеют достаточно сложную форму, характеризующуюся наличием многих конструктивных элементов. Концевые вихри, возникшие в передней зоне течения, могут существенно повлиять на обтекание, включая теплообмен, элементов конструкции, расположенных вниз по потоку.

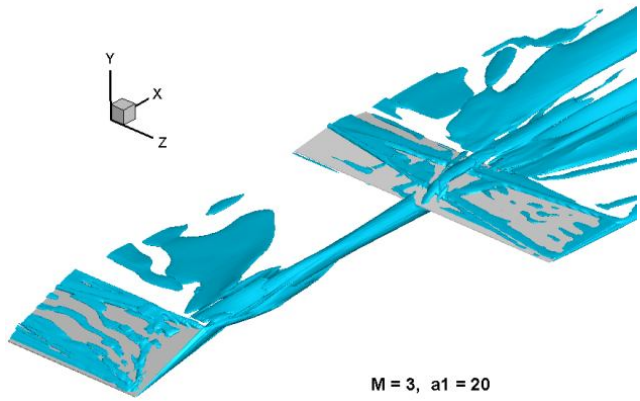


Рис. 1. Концевой вихрь и его взаимодействие с основным крылом. Изоповерхности модуля ротора скорости

В настоящей работе численно исследуется сверхзвуковое обтекание тандема крыльев (крыло-генератор вихря и основное крыло) (рис. 1). Основное крыло имеет прямоугольную форму с ромбовидным профилем и максимальной относительной толщиной 13.3%, его полуразмах l = 0.095 м, хорда b = 0.03 м. На расстоянии четырех хорд крыла выше по потоку расположено крыло-генератор, имеющее аналогичный профиль, но вдвое меньший размах. В расчетах на поверхности обоих крыльев ставится условие адиабатической стенки. Рассмотрены режимы: число Маха набегающего по-

тока M = 3 и M = 4, углы установки генератора 10° и 20°. При обтекании крыла-генератора формируется вихревая пелена за задней кромкой и концевой вихрь, сходящий с боковой кромки. Относительное расположение генератора и основного крыла выбрано таким образом, чтобы указанные вихревые структуры пересекали основное крыло.

Как видно на рис. 1, концевой вихрь представляет собой достаточно компактную область в пространстве, в которой газодинамические величины существенно отличаются от параметров набегающего потока. Так для режима M = 3, $\alpha = 20°$ вблизи оси вихря плотность составляет 0.196 по отношению к величине в набегающем потоке, давление – 0.231 (рис. 2). Однако температура несколько превышает величину в набегающем потоке ($T = 1.179$). В области вихревой пелены и вблизи оси концевого вихря местное число Маха (M ~ 2.3) меньше, чем в набегающем потоке. Этот факт влияет на распределение температуры на поверхности основного крыла.

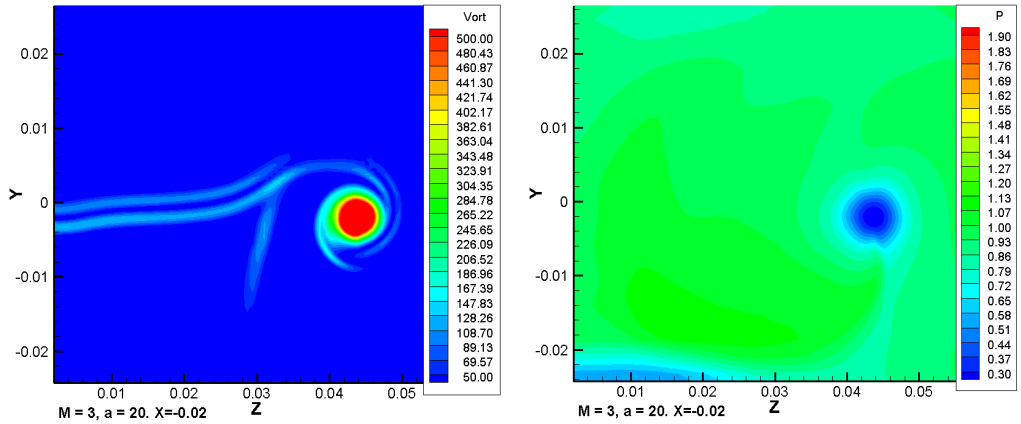


Рис. 2. Вихревые структуры за крылом-генератором. Распределение модуля ротора, плотности, давления в сечении $x = –0.02$ перед основным крылом. Режим M = 3, $\alpha = 20°$

Влияние вихревых структур крыла-генератора приводит к значительному снижению температуры на поверхности основного крыла (рис. 3).

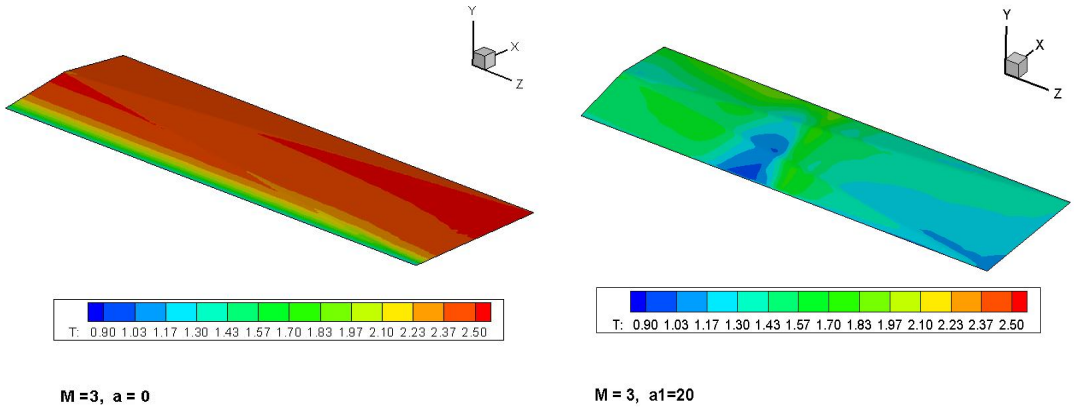


Рис. 3. Распределение температуры на поверхности основного крыла. Обтекание невозмущенным потоком слева, при наличии крыла-генератора – справа. Режим M = 3, $\alpha = 20°$

При обтекании основного крыла невозмущенным потоком $T_{min} = 1.110$, $T_{max} = 2.556$, $T_{ave} = 2.380$. Эффект снижения средней температуры при $\alpha = 20°$ проявляется значительно сильнее, чем при меньшем угле ($\alpha = 10°$) установки генератора (таблица), что определяет меньшую интенсивность вихревых структур. Увеличение интенсивности вихревых структур приводит к уменьшению местного числа Маха в области перед основным крылом (рис. 4), что и приводит к снижению температуры на поверхности крыла.

Влияние угла установки генератора на температуру поверхности основного крыла (минимальное, максимальное, среднее значения по отношению к температуре набегающего потока)

Угол установки	T_{min}	T_{max}	T_{ave}
10°	1.017	2.578	2.140
20°	0.896	2.016	1.391

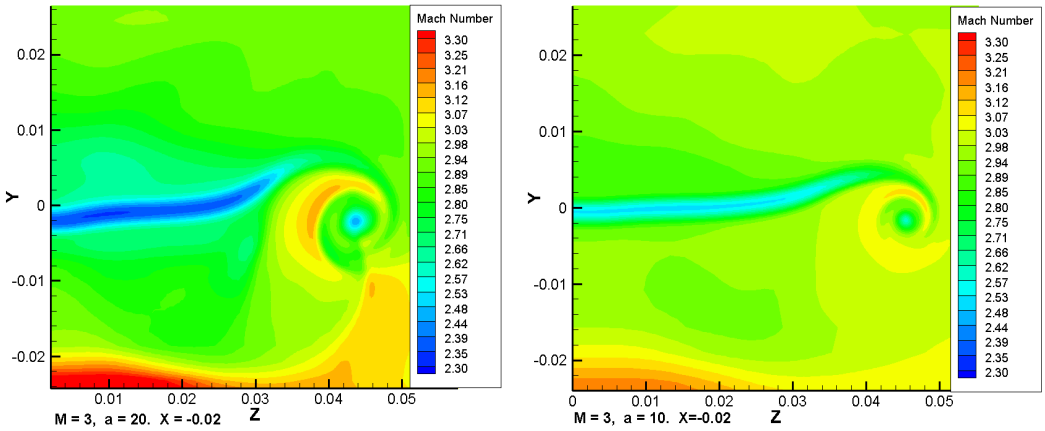


Рис. 4. Распределение местного числа Маха в области перед основным крылом. Режим M = 3, α = 20° слева, режим M = 3, α = 10° справа

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект 22-11-00126.

Литература

1. Лыков А. В., Алексашенко А. А., Алексашенко В. А. Сопряженные задачи конвективного теплообмена. Минск: Наука и техника, 1971. – 346 с.

2. Землянский Б. А., Лунев В. В., Власов В. И., Горшков А. Б., Залогин Г. Н., Ковалев Р. В., Маринин В. П., Мурзинов И. Н. Конвективный теплообмен летательных аппаратов / Под науч. ред. Б. А. Землянского. М.: Физматлит, 2014. – 380 с.

3. Hirschel E., Weiland C. Selected Aerothermodynamic Design Problems of Hypersonic Flight Vehicles. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2009. – 518 p.

4. Гиневский А. С., Желанников А. И. Вихревые следы самолетов. М.: Физматлит, 2008. – 172 с.

5. Вышинский В. В., Судаков Г. Г. Вихревой след самолета и вопросы безопасности полетов // Тр. МФТИ. 2009. Т. 1, № 3. С. 73–93.

6. Гайфуллин А. М. Вихревые течения. М.: Наука, 2015. – 319 с.

7. Smart M. K., Kalkhoran I. M., Bentson J. Measurements of supersonic wing tip vortices // AIAA J. 1995. Vol. 33, No. 10. P. 1761–1768.

8. Боровой В. Я., Кубишина В. Я., Скуратов А. С., Яковлева Л. С. Вихрь в сверхзвуковом потоке и его влияние на течение и теплообмен на затупленном теле // Механика жидкости и газа. 2000. № 5. С. 66–76.

9. Borisov V. E., Davydov A. A., Konstantinovskaya T. V., Lutsky A. E., Shevchenko A. M., Shmakov A. S. Numerical and experimental investigation of a supersonic vortex wake at a wide distance from the wing // AIP Conference Proceedings. 2018. Vol. 2027. P. 030120.

УДК 614.841.12

ОГНЕЗАЩИТНОЕ ПОКРЫВАЛО ПРИНЦИПИАЛЬНО НОВОГО ТИПА КАК РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СО СТОКОМ ТЕПЛА

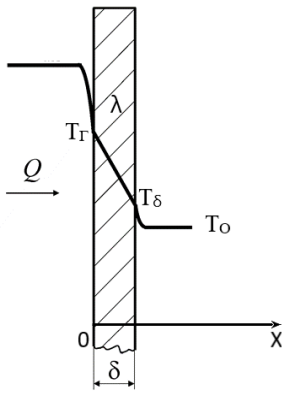
С. Н. Копылов

Всероссийский НИИ противопожарной обороны МЧС России, г. Балашиха, Россия
Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

Получено и проанализировано решение стационарного уравнения теплопроводности для плоского слоя со стоком тепла. Результаты расчета свидетельствуют о высокой теплозащитной эффективности слоя, позволяющего долговременное удержание в нем жидкости со сравнительно невысокой точкой кипения и ее испарение при воздействии внешнего теплового потока. Предложен вариант технической реализации слоя со стоком тепла в огнезашитном покрывале с использованием микрокапсулированного перфторэтил-изопропилкетона, на основании результатов сравнительных испытаний показаны его преимущества перед традиционными изделиями.

Ключевые слова: *покрывало, кошма, огнезащита, теплопроводность, уравнение, сток, квазистационарность, испарение, тушение, эффективность.*

Огнезащитные покрывала, используемые как средство защиты человека и конструкций от генерируемых пламенем тепловых потоков и подавления небольших очагов горения, имеют широкую область применения, вплоть до защиты зданий от ландшафтных пожаров. В настоящее время к традиционным льняным, войлочным и брезентовым полотнам добавились базальтовые, стекловолоконные, из арамидных, кремнеземных и углеродистых продуктов [1]. В основном применяются однослойные кошмы, рассчитанные на небольшое время воздействия температур от 600 °С до 1400 °С. Применительно к огнезащитному полотну задача блокировки им части падающего теплового потока за счет его теплопроводящих, теплоотражающих свойств и излучательной способности никогда не решалась со стоком тепла. Решению одномерного квазистационарного уравнения теплопроводности со стоком тепла для случая теплопередачи через плоский слой и описанию вытекающих из него технических возможностей посвящена настоящая работа.



Теплопередача через плоский слой

Запишем стационарное уравнение теплопроводности для случая теплопередачи через плоский слой толщины δ (рисунок) с коэффициентом теплопроводности λ и стоком тепла q_V:

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{q_v}{x} = 0. \qquad (1)$$

Граничные условия: при $x = 0$ $T = T_Г$; при $x = \delta$ выполняется условие

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial x} = \alpha(T - T_0),$$

где α – коэффициент теплоотдачи. Введем безразмерную температуру $\theta = (T_Г - T)/(T_Г - T_0)$ и безразмерную координату $\xi = x/\delta$ и преобразуем уравнение (1) к виду

$$\frac{\mathrm{d}^2\theta}{\mathrm{d}\xi^2} + \frac{q_v\delta^2}{\lambda(T_Г - T_0)} = 0, \qquad (2)$$

Граничные условия после замены переменных: при $\xi = 0$ $\theta = 0$; при $\xi = 1$ выполняется

$$\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}\xi = \mathrm{Bi}(1 - \theta),$$

где $\mathrm{Bi} = \alpha\delta/\lambda$ – критерий Био.

Обозначив второе слагаемое в уравнении (2) символом Δ (безразмерный сток тепла) и решив уравнение (2) с учетом граничных условий, получим

$$\theta = -\frac{\Delta\xi^2}{2} + \frac{\Delta(1+2\gamma)+2}{2(1+\gamma)}\xi,$$

где γ – обратная величина к Bi.

Перейдя к размерным величинам, после преобразований получим выражение для T_δ – температуры на внутренней границе слоя, имеющего сток тепла:

$$T_\delta = T_\Gamma - \frac{(T_\Gamma - T_0)\mathrm{Bi}}{1+\mathrm{Bi}} - \frac{q_v\delta^2}{2\lambda(1+\mathrm{Bi})}. \quad (3)$$

Второй член в правой части выражения (3) определяет уменьшение T_δ в отсутствие стока тепла ($q_V = 0$), а третий – уменьшение T_δ за счет стока тепла.

Получим выражение для удельного теплового потока через плоский слой. Так как

$$\frac{\partial\theta}{\partial\xi} = -\Delta\xi + \frac{\Delta(1+2\gamma)+2}{2(1+\gamma)}\xi,$$

а при $\xi = 1$ производная безразмерной температуры принимает вид

$$\frac{\partial\theta}{\partial\xi} = \frac{2-\Delta}{2(1+\gamma)},$$

нетрудно получить, что удельный тепловой поток через плоский слой со стоком тепла

$$q = -\lambda\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\mathrm{Bi}}{1+\mathrm{Bi}}\frac{\lambda(T_\Gamma - T_0)}{\delta} - \frac{\mathrm{Bi}}{1+\mathrm{Bi}}\frac{q_v\delta}{2}. \quad (4)$$

В (4) уменьшаемое определяет тепловой поток q_1, обусловленный теплопроводностью слоя, вычитаемое описывает уменьшение теплового потока q_2 за счет внутреннего стока тепла.

Оценим T_δ при прохождении теплового потока через слой, насыщенный жидкостью (вода и перфторэтил-изопропилкетон), при $T_\Gamma = 2300$ К, $T_0 = 300$ К, $\delta = 2\cdot10^{-3}$ м. Сток тепла в слое осуществляется за счет кипения и испарения жидкости. По формуле Г. П. Кружилина для кипения жидкости на вертикальной поверхности [2] с использованием данных [3–5] получено, что для воды $\alpha = 1{,}86\cdot10^{-5}$ Вт/(м² · К), для $C_6F_{12}O$ $\alpha = 2{,}39\cdot10^{-3}$ Вт/(м² · К). Для слоя, насыщенного водой, $\mathrm{Bi} = 5{,}45\cdot10^{-8}$, $q_1 < q_2$ на 30%, т. е. все поступающее в слой тепло отводится через сток и T_δ будет оставаться неизменной и равной T_0, пока вся жидкость не испарится. Сток тепла работает и в случае с $C_6F_{12}O$, хотя и несколько хуже: для него $\mathrm{Bi} = 3{,}98\cdot10^{-5}$, $q_1 < q_2$ на 17%.

Результаты расчета свидетельствуют о высокой теплозащитной эффективности использования в составе огнезащитного покрывала слоя, позволяющего долговременное удержание в нем жидкости с невысокой точкой кипения и ее испарение при воздействии теплового потока. Перфторированный эфир предпочтительнее для технической реализации: для слоя, содержащего $C_6F_{12}O$, сток тепла начнется при температуре прогрева порядка 50 °С.

Создать насыщенный $C_6F_{12}O$ слой, применимый в составе огнезащитного покрывала, технически несложно: он хорошо микрокапсулируется [6], что было реализовано в трехслойном огнезащитном покрывале «Термощит», внешний слой которого дублирован термореактивным материалом. Изделие показало уникальные характеристики (приведены в таблице) в сравнении с кошмой ПП-1200 (кремнеземное полотно).

Традиционные огнезащитные покрывала применимы только для подавления малых очагов класса В площадью не более 0,09 м² (3 л н-гептана). «Термощит» впервые позволил потушить модельный очаг ранга 21В площадью 0,65 м² (42 л воды и 21 л н-гептана).

Сравнительные технические показатели покрывала «Термощит» и кошмы ПП-1200

Показатель	«Термощит»	ПП-1200-2-1,5-2,0
Габаритные размеры, м	1,6х2,0	1,5х2,0
Масса, кг	3,8	2,45
Толщина, мм	4,0	2,0
Напряжение пробоя, В	>1000	>1000
Предельная температура при длительном воздействии (300 с), ^{o}C	2000	1200
Предельная температура при кратком воздействии (10 с), ^{o}C	2300	1400
Устойчивость к контакту с поверхностями, нагретыми до 400 ^{o}C	Не менее 15 С	Не менее 15 С
Устойчивость к воздействию теплового потока 5 кВт/м^2, не менее 100 с	Да	Нет
Тушение модельного очага пожара класса В	21В	Нет тушения
Тушение модельного очага пожара класса А	0,3А	Нет тушения
Тушение возгорания постельных принадлежностей	Тушение	Нет тушения
Локализация горения единичного пиротехнического изделия	Да	Нет, прогорание

Литература

1. Takahashi F., Abbott A., Murray T. M., T'en J. S., Olson S. Thermal response characteristics of fire blanket materials // Fire and Materials. 2014. Vol. 38, No. 6. P. 609–638.

2. Королев В. Н. Теоретические основы теплотехники. Теплоперенос. Екатеринбург: Издательство Уральского ун-та, 2021. –206 с.

3. Ривкин С. Л., Александров А. А. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: Энергия, 1975. – 80 с.

4. Novec 1230 Fire Protection Fluid. Minneapolis: 3M, 2022. – 12 p.

5. Бобылев В. Н. Физические свойства наиболее известных химических веществ. М.: Издательский центр РХТУ, 2003. – 24 с.

6. Вилесов А. Д., Сапрыкина Н. Н., Степанов Р. В. Микрокапсулированные огнегасящие жидкости и реактивные композиционные огнегасящие материалы на их основе // Высокомол. соед. 2012. Т. 54, № 6. С. 900–906.

УДК 62-1

МЕТОД СГЛАЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ТЕПЛООБМЕННИКАХ

А. Е. Коренченко

Российский технологический университет – МИРЭА, г. Москва, Россия

Гидродинамика сглаженных частиц (SPH) – это лагранжев бессеточный метод описания сплошной среды, который широко используется в последнее десятилетие для моделирования сложных течений. В основном метод использовался для исследования задач, связанных с гидродинамикой и астрофизикой, в которых теплопроводность не играет ключевой роли. В данной статье метод применен к различным случаям теплопереноса: теплопроводность в неподвижной воде в полости и теплообмен в трубчатом теплообменнике с проточной водой. Решения, полученные с помощью SPH, сравниваются с имеющимся аналитическим решением и показывают хорошее согласие, тем самым демонстрируя потенциал метода для промышленных приложений, связанных с теплообменом.

Ключевые слова: *гидродинамика, теплообмен, численное моделирование, метод сглаженных частиц.*

Перегрев и чрезмерные тепловые нагрузки могут снизить функциональность и срок службы двигателей и генераторов [1], теплообменников [2], центров обработки данных [3], атомных электростанций [4]. Управление тепловым режимом производственных процессов требует соответствующего решения для каждого конкретного промышленного применения. Теплопроводность, конвекция и излучение являются наиболее распространенными формами теплопередачи, которые имеют место в установках, поэтому моделирование этих физических явлений является обязательным условием для теплового анализа и создания подходящих решений по управлению тепловым режимом.

Одним из надежных инструментов для прогнозирования теплообмена в инженерных приложениях является метод сглаженных частиц (Smoothed Particle Hydrodynamics) [5–7]. В этом методе физические величины принимаются распределенными в пространстве вокруг дискретных частиц в соответствии с заданной функцией ядра, а для определения свойств среды требуется интерполяция соответствующих свойств окружающих ее частиц. Метод сглаженных частиц позволяет решать задачи разных масштабов: от микро- до размеров космических тел. Изначальный вариант метода был применен в астрофизике и не предполагал наличия твердых границ. В настоящее время метод используется в задачах как со свободными, так и с твердыми границами.

Метод сглаженных частиц легко программируется и позволяет достигнуть желаемого уровня точности, однако предъявляет повышенные, в сравнении с сеточными методами, требования к вычислительным ресурсам. К недостаткам метода следует отнести факт, что общепринятые требования к движению сплошной среды выполняются лишь приближенно: несжимаемая жидкость является таковой с некоторой погрешностью, также как и условия прилипания на твердых границах. Например, практическая сжимаемость воды составляет не более 0.1%, тогда как в расчетах при появлении значительных локальных градиентов давления (>1 ГПа) может превышать 1%, что приводит к нефизическим распределениям скорости. Для точного выполнения условий прилипания на твердых границах следует выполнить подготовительную работу, намного превышающую затраты труда на программирование самого алгоритма [8]. Хотя указанные проблемы требуют особого подхода при использовании метода сглаженных частиц, за полувековую практику его использования были разработаны алгоритмы и приемы, позволяющие получать корректные решения практически для любой вычислительной задачи.

В работе были решены следующие задачи теплообмена: теплопередача в жидкости в полости, нагреваемой снизу, и нагревание жидкости в трубчатом теплообменнике.

Моделирование теплопроводности проводилось для воды в полости, которая заполнялась водой с температурой 20 °C, размером 1 м × 1 м × 1 м. На стенках полости поддерживалась постоянная температура, равная 95 °C на нижней стенке и 20 °C на остальных стенках. Наблюдалось формирование стационарного распределения температуры. Количество частиц составляло 10 000 шт., время расчета 5 мин.

Трубчатый теплообменик в перекрестном потоке – тема, ставшая предметом многочисленных исследований (см. [9] и библиографию в ней). Интерес к этой проблеме связан с тем, что такая конструкция теплообменника очень популярна и используется практически повсеместно. Так, например, теплообменники трубчатого вида широко применяются в жилищно-коммунальной области для подачи в жилые помещения горячей воды. Конструкция прибора достаточно проста – в теплообменную трубу направляется рабочий поток, а в полость, где расположена труба, поступают вторичные потоки жидкости. В результате происходит нагрев одного потока и охлаждение второго.

Моделируемый трубчатый теплообменник представляет собой двумерный поперечный блок трубок, погруженный в перекрестный поток жидкости. Трубчатый блок состоит из равноотстоящих друг от друга (0,02 м) трубок, расположенных в шахматном порядке. Диаметр трубок составляет 0,01 м, в них находится жидкость при температуре 100 °C. Начальная температура воды в перекрестном потоке равна 20 °C, для моделирования перекрестного потока применяются периодические граничные условия.

Трубки моделировались в виде изотермических объектов с твердыми границами и постоянной температурой. В направлении поперечного потока было приложено поле ускорения $a = 0.005$ м/с^2. Число Рейнольдса составило $\mathrm{Re} = U_{\max}D/\nu = 100$, где D – диаметр трубок, $U_{\max}$ – максимальная скорость в зазоре между трубками, ν – вязкость жидкости. При таких условиях моделировался ламинарный режим течения.

Расчеты проводились с 25 000 частиц. Получены распределения скорости и температуры в потоке. Как показали расчеты, на выходе из теплообменника температура жидкости, контактирующей с нагретыми трубками, намного превышает температуру частиц жидкости, траектории которых прошли на расстоянии от трубок. В результате распределение температуры в жидкости сразу после прохождения теплообменника неоднородно, что совпадает с результатами [9]. Дальнейшее рассмотрение потока жидкости, описывающее уравнивание температуры из-за перемешивания и теплопроводности, не проводилось.

Таким образом, метод сглаживающих частиц корректно описывает процессы теплообмена в средах с твердыми препятствиями, показал хорошую производительность и может применяться для решения задач теплопередачи в промышленном производстве.

Литература

1. David Staton, Eddie Chong, Stephen Pickering. Cooling of Rotating Electrical Machines: Fundamentals, Modelling, Testing and Design. Institution of Engineering & Technology, 2022.

2. Rashidi S., Kashefi M. H., Kim K. C., Samimi-Abianeh O. Potentials of porous materials for energy management in heat exchangers – a comprehensive review // Appl Energy. 2019. P. 206–232.

3. Chethana G. D., Sadashive B. Gowda Thermal management of air and liquid cooled data centres: a review // Materials Today: Proceedings. 2021. Vol. 45. P. 145-149.

4. Морозов А. В., Ремизов О. В., Маслов Ю. А., Харитонов В. С. Схемные решения и принципы работы пассивных систем аварийного охлаждения различных типов ЯЭУ. М.: НИЯУ МИФИ, 2015.

5. Monaghan J. J. Smoothed particle hydrodynamics // Rep. Prog. Phys. 2005. Vol. 68. P. 1703–1759.

6. Adami S., Hu X. Y., Adams N. A. A generalized wall boundary condition for smoothed particle hydrodynamics // J. of Computational Physics 2012. Vol. 231. P. 7057–7075.

7. Liu M., Shao J., Chang J. On the treatment of solid boundary in smoothed particle hydrodynamics // Sci. China Technol. Sci. 2012. Vol. 55. P. 244–254.

8. Joseph P. Morris, Patrick J. Fox, and Yi Zhu. Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH // J. of Comput. Physics. 1997. Vol. 136. P. 214–226.

9. Hosain M. L., Dominguez J. M., Bel Fdhila R., Kyprianidis K. Smoothed particle hydrodynamics modeling of industrial processes involving heat transfer // Applied Energy 2019. Vol. 252. P. 113441.

УДК 517.958

ОБ ОДНОЙ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА С УЧЕТОМ КОНВЕКЦИИ И ИЗЛУЧЕНИЯ

В. И. Корзюк[1,2], Я. В. Рудько[2]

[1]Институт математики НАН Беларуси, г. Минск
[2]Белорусский государственный университет, г. Минск

Для математического описания процессов конвективно-радиационного теплообмена на основе подхода Фущича предложено новое дифференциальное уравнение в частных производных 4-го порядка, инвариантное относительно группы Галилея. Для полученного уравнения проведена линеаризация, изучена задача Коши и начальная задача для сосредоточенной системы.

Ключевые слова: *параболическое уравнение, бипараболическое уравнение теплопроводности, теплопроводность, конвективный теплообмен, радиационный теплообмен, релаксация теплового потока.*

Введение. Классическая теория теплопроводности с учетом конвекции и излучения основана на линейном параболическом уравнении второго порядка

$$\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)u + h\left(u - u_\infty\right) + \sigma\left(u^4 - u_{\text{surr}}^4\right) = 0. \tag{1}$$

Однако в такой модели теплообмена постулированы жесткие ограничения, включая абстрактные допущения на физические процессы теплопереноса, например, бесконечная скорость распространения возмущений, малость средней длины пробега частиц, линейная зависимость потока от градиента поля и энергии от температуры и т. д. При нарушении этих условий уравнение (1) становится не вполне корректным [1, 2].

Следуя работе [3], мы можем ввести обобщение уравнения (1) в виде

$$\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)u + \alpha\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)^2 u + h\left(u - u_\infty\right) + \sigma\left(u^4 - u_{\text{surr}}^4\right) = 0, \tag{2}$$

которое при определенном задании параметров должно более адекватно, чем классическое уравнение (1), описывать процессы теплообмена с учетом конвекции и излучения [2].

Уравнение (2) может быть выведено из закона сохранения энергии с учетом закона Ньютона для конвекции и Стефана–Больцмана для излучения

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\nabla\mathbf{q} - r\left(u - u_\infty\right) - \mu\left(u^4 - u_{\text{surr}}^4\right), \tag{3}$$

если задать локальную плотность энергии E и поток $\mathbf{q}$ соотношениями

$$E = E_0 + c_v\left(u - u_0\right) + \nu\left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\lambda}{c_v}\Delta u\right),\ \mathbf{q} = -\lambda\nabla u - \gamma\nabla\left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\lambda}{c_v}\Delta u\right). \tag{4}$$

Заданием параметров γ и ν из соотношений (3) и (4) можно получить несколько новых уравнений теплопроводности, содержащих, как частный случай, классическое уравнение (1). Выбрав параметры $\gamma/\nu = \lambda/c_v = \kappa^2$, мы получим уравнение (2), где $h = r/c_v$, $\sigma = \mu/c_v$ и $\alpha = \nu/c_v$, причем $[\alpha] = T$. Это значит, что α может рассматриваться как временной параметр релаксации.

Линеаризация уравнения. При моделировании процессов уравнение (2) целесообразно линеаризовать. Для этого запишем член $\left(u^4 - u_{\text{surr}}^4\right)$ в виде

$$u^4 - u_{\text{surr}}^4 = 4u_{\text{surr}}^3\left(u-u_{\text{surr}}\right) + 6u_{\text{surr}}^2\left(u-u_{\text{surr}}\right)^2 + 4u_{\text{surr}}\left(u-u_{\text{surr}}\right)^3 + \left(u-u_{\text{surr}}\right)^4. \tag{5}$$

Учитывая (5) и полагая разность $\left(u-u_{\text{surr}}\right)$ малой, т. е. такой, что $\left(u-u_{\text{surr}}\right)^2 \approx 0$, перепишем уравнение (2) в виде

$$\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)u + \alpha\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)^2 u + h\left(u-u_\infty\right) + 4\sigma u_{\text{surr}}^3\left(u-u_{\text{surr}}\right) = 0, \tag{6}$$

или, что эквивалентно,

$$\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)u + \alpha\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)^2 u + \left(h + 4\sigma u_{\text{surr}}^3\right)\left(u - \frac{hu_\infty + 4\sigma u_{\text{surr}}^4}{h + 4\sigma u_{\text{surr}}^3}\right) = 0. \tag{7}$$

Теперь удобно за нуль температуры принять величину $\left(hu_\infty + 4\sigma u_{\text{surr}}^4\right)\left(h + 4\sigma u_{\text{surr}}^3\right)^{-1}$. В таком случае уравнение (7) переходит в

$$\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)u + \alpha\left(\partial_t - \kappa^2\Delta\right)^2 u + \beta u = 0, \tag{8}$$

где $\beta = h + 4u_{\text{surr}}^3$. Заметим, что уравнение (7) инвариантно относительно алгебры Галилея [4], поэтому можно предположить, что оно может быть использовано для описания тепловых процессов, которые не зависят от того, в каких инерциальных системах они наблюдаются.

Задача Коши. Рассмотрим задачу об отыскании решения уравнения (8) в области $Q = \left(0,+\infty\right)\times\mathbb{R}^n$, которое удовлетворяет начальным условиям

$$u\left(t=0,\mathbf{x}\right) = \varphi\left(\mathbf{x}\right),\ \partial_t u\left(t=0,\mathbf{x}\right) = \psi\left(\mathbf{x}\right),\ \mathbf{x}\in\mathbb{R}^n. \tag{9}$$

Решение задачи (8), (9) можно построить в явном аналитическом виде

$$u\left(t,\mathbf{x}\right) = \exp\left(-\frac{t}{2\alpha}\right)\left(\cosh\left(\frac{t\sqrt{\alpha^2-4\beta\alpha^3}}{2\alpha^2}\right) + \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2-4\beta\alpha^3}}\sinh\left(\frac{t\sqrt{\alpha^2-4\beta\alpha^3}}{2\alpha^2}\right)\right)\mathcal{A}\left[\varphi\right]\left(t,\mathbf{x}\right) +$$

$$+\frac{2\alpha^2\exp\left(-\frac{t}{2\alpha}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{t\sqrt{\alpha^2-4\beta\alpha^3}}{2\alpha^2}\right)}{\sqrt{\alpha^2-4\beta\alpha^3}}\mathcal{A}\left[\psi-\kappa^2\Delta\varphi\right]\left(t,\mathbf{x}\right), \tag{10}$$

где использовано обозначение

$$\mathcal{A}\left[\bullet\right]\left(t,\mathbf{x}\right) = \left(2\kappa\sqrt{\pi t}\right)^{-n}\int\limits_{\mathbb{R}^n}\bullet\left(\xi\right)\exp\left(-\left|\mathbf{x}-\xi\right|^2\kappa^{-2}t^{-1}/4\right)d\xi.$$

Формулу (10) можно вывести, используя преобразование Фурье [5, 6] или теорию полугрупп [7]. Справедлива следующая теорема.

Теорема 1. Пусть выполняются условия гладкости $\psi-\kappa^2\Delta\varphi\in C\left(\mathbb{R}^n\right)$, $\psi\in C\left(\mathbb{R}^n\right)$ и верны неравенства

$$\varphi\left(\mathbf{x}\right) \le M\exp\left(\delta\left|\mathbf{x}\right|^p\right),\ \ \left(\psi-\kappa^2\Delta\varphi\right)\left(\mathbf{x}\right) \le M\exp\left(\delta\left|\mathbf{x}\right|^p\right),\ \ \mathbf{x}\in\mathbb{R}^n,$$

где $M>0$, $\delta>0$ и $0\le p<2$. Тогда задача Коши (8), (9) имеет в классе корретности единственное решение u, которое принадлежит классу $C^{1,0}\left(\left[0,\infty\right)\times\mathbb{R}^n\right)\cap C^{2,4}\left(\left(0,\infty\right)\times\mathbb{R}^n\right)$, непрерывно зависит от начальных данных и определяется формулой (10).

Замечание 1. В случае $\beta = (4\alpha)^{-1}$ формула (10) понимается в предельном смысле, т. е. как

$$u(t,\mathbf{x})\big|_{\beta=(4\alpha)^{-1}} = \lim_{\beta\to(4\alpha)^{-1}} u(t,\mathbf{x}) = \frac{t+2\alpha}{2\alpha}\exp\left(-\frac{t}{2\alpha}\right)\mathcal{A}[\varphi](t,\mathbf{x}) + t\exp\left(-\frac{t}{2\alpha}\right)\mathcal{A}\left[\psi-\kappa^2\Delta\varphi\right](t,\mathbf{x}).$$

Доказательство. Единственность и непрерывная зависимость решения от начальных данных доказывается с применением теории Гельфанда–Шилова [8]. Чтобы доказать существовование решения, мы вначале строим его формально, а затем обосновываем по методу, предложенному в книге [9].

Задача для сосредоточенной системы. Уравнение (2), как и (8), также годится для моделирования сосредоточенных систем. В этом случае мы полагаем $\nabla u = \mathbf{0}$ и переписываем (2) как

$$u'(t) + \alpha u''(t) + h\left(u(t) - u_\infty\right) + \sigma\left(u^4(t) - u_{\text{surr}}^4\right) = 0. \tag{11}$$

К уравнению (11) мы также присоединяем условия Коши

$$u(0) = u^{(0)},\ u'(0) = u^{(1)}. \tag{12}$$

Таким образом, мы получили хорошо изученную классическую [10, 11] задачу (11), (12).

Заключение. В докладе на основе подхода В. И. Фущича предложено обобщение классического уравнения теплопроводности с конвективными и радиационными членами. С помощью теории Гельфанда–Шилова найдены классы единственности и корректности задачи Коши, которые совпали с таковыми для классического уравнения теплопроводности и диффузии. Построено решение задачи Коши в явном аналитическом виде. Установлено, что за счет учета релаксации предложенное уравнении описывает процессы теплообмена с учетом конвекции и излучения более адекватно, чем классическое уравнение.

Обозначения

E – локальная плотность энергии, Дж/м^3; $\mathbf{q}$ – тепловой поток (плотность потока энергии), Вт/м^2; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·K); c_v – объёмная теплоёмкость, Дж/(м^3·K); u – температура, K; γ – параметр релаксации, Дж/(м·K); ν – параметр релаксации, Па·с/K; α – время релаксации, с; r – коэффициент теплопередачи, Вт/(м·K); μ – коэффициент, характеризующий излучательную способность материала, Вт/(м·K^4), u_∞ – температура окружающей среды, K; u_{surr} – эффективная температура поверхности тела, тепловоспринимающего излучение, K.

Литература

1. Физическая энциклопедия: в 5 т. / редкол.: А. М. Прохоров (гл. ред.) [и др.]. М.: Большая Российская Энциклопедия, 1998. Т. 5.

2. Fushchich V. I., Galitsyn A. S., Polubinskii A. S. A new mathematical model of heat conduction // Ukr. Math. J. 1990. Vol. 42, № 2. P. 210–216.

3. Фущич В. И. О симметрии и частных решениях некоторых многомерных уравнений математической физики // Теоретико-алгебраические методы в задачах математической физики: Сб. науч. тр. / Институт математики АН УССР. Киев, 1983. С. 4–23.

4. Fushchich W. I., Symenoh Z. I. High-order equations of motion in quantum mechanics and Galilean relativity // J. Phys. A: Math. Gen. 1997. Vol. 30, № 6. L131–L135.

5. Korzyuk V., Vinh N. V., Minh N. T. Classical Solution of the Cauchy problem for biwave equation: application of fourier transform // Math. Model. Anal. 2012. Vol. 17, № 5. P. 630–641.

6. Torchinsky A. The Fourier transform and the wave equation // Am. Math. Mon. 2011. Vol. 118, № 7. P. 599–609.

7. Корзюк В. И., Рудько Я. В. Решение задачи Коши для бипараболического уравнения теплопереноса четвертого порядка // Математические методы в технологиях и технике. 2023. № 10. С. 13–16.

8. Гельфанд И. М., Шилов Г. Е. Обобщенные функции. Вып. 3. Некоторые вопросы теории дифференциальных уравнений. М.: ГИФМЛ, 1958.

9. Корзюк В. И. Уравнения математической физики. М.: URSS, 2021.

10. Torabi M., Yaghoobi H., Saedodin S. Assessment of homotopy perturbation method in nonlinear convective-radiative non-fourier conduction heat transfer equation with variable coefficient // Thermal Science. 2011. Vol. 15. P. 263–274.

11. Torabi M., Yaghoobi H., Boubaker K. Thermal analysis of non-linear convective–radiative hyperbolic lumped systems with simultaneous variation of temperature-dependent specific heat and surface emissivity by MsDTM and BPES // Int. J. Thermophys. 2013. Vol. 34. P. 122–138.

УДК 517.958

РЕШЕНИЕ ОДНОЙ ЗАДАЧИ ИЗ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ МЕТОДОМ ХАРАКТЕРИСТИК

В. И. Корзюк[1,2], Я. В. Рудько[2]

[1]Институт математики НАН Беларуси, г. Минск
[2]Белорусский государственный университет, г. Минск

Рассмотрена одна смешанная задача для слабо квазилинейного волнового уравнения из математической теории горения для описания температуры полубесконечного стержня на базе законов Максвелла–Каттанео и Аррениуса. Используя метод характеристик и метод последовательных приближений, построены классические решения, и установлена их единственность.

Ключевые слова: *математическая теория горения, смешанная задача, нелинейное уравнение, классическое решение, метод характеристик, закон Максвелла–Каттанео, закон Аррениуса, гиперболическая модель теплопроводности.*

Постановка задачи. Рассмотрим полубесконечный, очень тонкий, однородный и изотропный стержень постоянного поперечного сечения с постоянной температуропроводностью κ^2 (для определенности $\kappa = \sqrt{\lambda\rho^{-1}c^{-1}} > 0$). Полагаем, что боковые поверхности стержня идеально изолированы. Пусть в момент времени $t = 0$ происходит зажигание стержня путем соприкосновения с нагретым до температуры $T_\mu(0)$ горячим телом и в дальнейшем его температура описывается функцией $T_\mu : [0,\infty) \mapsto \mathbb{R}$ для всех $t > 0$. Тогда, полагая, что: 1) теплопроводность внутри стержня полностью удовлетворяет закону Максвелла–Каттанео с временем релаксации $\tau_r > 0$; 2) между поверхностями горячего тела и стержня происходит идеальный теплообмен; 3) единственным источником тепла является тепловыделение химической реакции, которое строго подчиняется закону Аррениуса, для определения температуры T стержня требуется найти решение уравнения [1–5]

$$\left(\tau_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} - \kappa^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) T(t,x) = \frac{1}{\rho c}\left(\omega\big(T(t,x)\big) + \tau_r \omega'\big(T(t,x)\big)\frac{\partial T}{\partial t}(t,x)\right), \ (t,x) \in \Omega, \tag{1}$$

удовлетворяющее начальным

$$T(0,x) = T_0(x), \ \ \frac{\partial T}{\partial t}(0,x) = T_1(x), \ \ x \in [0,\infty), \tag{2}$$

и граничному

$$T(t,0) = T_\mu(t), \ \ t \in [0,\infty), \tag{3}$$

условиям. В формулах (1)–(3) использованы обозначения: $\Omega = (0,\infty)\times(0,\infty)$, T_0 – функция, задающая распределение температуры стержня в момент времени $t = 0$, T_1 – функция, задающая распределение поля скоростей изменения температуры в момент времени $t = 0$, $\omega(T) = Q\rho k \exp\left(-ER^{-1}T^{-1}\right)\theta(T)$, θ – функция Хэвисайда, λ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность, c – удельная теплоемкость, Q – тепловой эффект реакции, отнесенный к единице массы, k – предэкспонент, E – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная.

В случае $\omega \equiv 0$ и $T_0(0) \neq T_\mu(0)$ задача (1)–(3) называется задачей о тепловом ударе. Ее решения в различных частных случаях получены в работах [6–10].

Классическое решение. Область Ω характеристикой $x = at$, где $a = \kappa\tau_r^{-1/2}$, разделим на две подобласти $\Omega^{(j)} = \left\{(t,x) \in \Omega : (-1)^j (at - x) > 0\right\}$, $j = 1,2$. Определим функции $T^{(j)}$, $j = 1,2$, как сужения функции T на замыкания $\overline{\Omega^{(j)}}$ областей $\Omega^{(j)}$

$$T(t,x) = T^{(j)}(t,x), \quad (t,x) \in \overline{\Omega^{(j)}}, \quad j = 1,2. \tag{4}$$

Можно показать, что функции $T^{(j)}$, $j = 1,2$, удовлетворяют уравнению

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) T^{(j)}(t,x) = f\left(T^{(j)}(t,x), \frac{\partial T^{(j)}}{\partial t}(t,x)\right), \tag{5}$$

где $f(T,T_t) = \frac{1}{\rho c}\left(\frac{1}{\tau_r}\omega(T) + \omega'(T)T_t\right) - \frac{T_t}{\tau_r}$, и граничным условиям

$$T^{(1)}\big|_{t=0} = T_0, \left.\frac{\partial T^{(1)}}{\partial t}\right|_{t=0} = T_1, \quad T^{(2)}\big|_{x=0} = T_\mu. \tag{6}$$

Для построения классического решения также налагаем условие Гурса

$$T^{(1)}\big|_{x=at} = T^{(2)}\big|_{x=at}. \tag{7}$$

Отметим, что какое-либо другое условие вида (7) на характеристике $x = at$ приводит к тому, что функция T, определенная формулой (4), перестает быть непрерывной.

Кроме условий гладкости на данные задачи (1)–(3) для существования классического решения задачи (1)–(3) необходимо выполнение необходимых и достаточных условий согласования, а именно:

$$T_\mu(0) = T_0(0), \quad T_\mu'(0) = T_1(0), \quad T_\mu''(0) = f(T_0(0), T_1(0)) + a^2 T_0''(0). \tag{8}$$

Для вывода условий (8) можно повторить рассуждения статьи [11].

Так как функция f удовлетворяет условию Липшица по всем переменным и принадлежит классу $C^2(\mathbb{R}^2)$, то при условиях гладкости $T_0 \in C^2([0,\infty))$ и $T_1 \in C^1([0,\infty))$ функция $T^{(1)}$ определяется единственным образом в классе $C^2\left(\overline{\Omega^{(1)}}\right)$ как решение задачи Коши (5), (6), $j = 1$, [12]. По аналогичным соображениям, если выполняются условия гладкости $T_\mu \in C^2([0,\infty))$ и $(t \mapsto T^{(1)}(t,at)) \in C^2([0,\infty))$ и согласования $T^{(1)}(0) = T_\mu(0)$, то решение $T^{(2)}$ задачи Пикара (5)–(7), $j = 2$, существует и единственно в пространстве $C^2\left(\overline{\Omega^{(2)}}\right)$ [13].

Результат сформулируем в виде теоремы.

Теорема 1. *Пусть выполняются условия* $T_0 \in C^2([0,\infty))$, $T_1 \in C^1([0,\infty))$ *и* $T_\mu \in C^2([0,\infty))$. *Первая смешанная задача (1)–(3) имеет в классе* $C^2(\overline{\Omega})$ *единственное решение* T *тогда и только тогда, когда выполняются условия (8).*

Неоднородные условия согласования. Если заданные функции задачи (1)–(3) не удовлетворяют однородным условиям согласования (8), то решение задачи (1)–(3) сводится к решению соответствующей задачи сопряжения, в которой условия сопряжения задаются на характеристике $x = at$. Такие условия выводятся из физических соображений [14, 15]. В нашем случае как условие сопряжения можно задать

$$T(t, x = at - 0) - T(t, x = at + 0) = \gamma(t), t \in [0,\infty), \tag{9}$$

где γ определяется как решение задачи Коши для обыкновенного дифференциального уравнения

$$\gamma'(t)=\frac{\omega\big(\gamma(t)+T(t,at+0)\big)-\omega\big(T(t,at+0)\big)}{2c\rho}-\frac{\gamma(t)}{2\tau_r},\quad \gamma(0)=T_\mu(0)-T_0(0). \tag{10}$$

Уравнение (10), вообще говоря, не интегрируется в квадратурах, но это не мешает доказать, что функция γ корректно задана на множестве $[0,\infty)$ и принадлежит классу $C^2\big([0,\infty)\big)$. Кроме того, в одном частном случае $\omega\equiv 0$ мы можем указать явный вид функции γ, а именно: $\gamma(t)=\exp\big(-t/(2\tau_r)\big)$.

Обозначим $\tilde{\Omega}=\overline{\Omega}\setminus\{(t,x): x-at=0\}$. Справедлива следующая

Теорема 2. *Пусть выполняются условия* $T_0\in C^2\big([0,\infty)\big)$, $T_1\in C^1\big([0,\infty)\big)$ *и* $T_\mu\in C^2\big([0,\infty)\big)$. *Первая смешанная задача (1)–(3) имеет в классе* $C^2\big(\tilde{\Omega}\big)$ *единственное решение T, удовлетворяющее условию (9).*

Модифицированный закон Аррениуса. Очевидно, что результаты, полученные в данном докладе, остаются справедливыми, если вместо стандартного закона Аррениуса взять его модифицированную версию, а именно [16]: $\omega_1(T)=Q\rho k\exp\Big(-ER^{-1}\big(T-T^{(0)}\big)^{-1}\Big)\theta\big(T-T^{(0)}\big)$, где $T^{(0)}$ – некоторая температура, которая определяется экспериментально.

Литература

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
2. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
3. Леванов Е. И., Сотский Е. Н. Теплоперенос с учетом релаксации теплового потока // Математическое моделирование. Нелинейные дифференциальные уравнения математической физики. М.: Наука, 1987. С. 155–190.
4. Kartashov É. M. Analytical solutions of hyperbolic heat-conduction models // J. Eng. Phys. Thermophys. 2014. Vol. 87, № 5. P. 1116–1125.
5. Карташов Э. М. Новые соотношения для аналитических решений гиперболических моделей переноса // Изв. РАН. Энергетика. 2015. № 4. С. 38–48.
6. Карташов Э. М. Аналитические решения гиперболических моделей нестационарной теплопроводности // Тонкие химические технологии. 2018. Т. 13, № 2. С. 81–90.
7. Korzyuk V. I., Rudzko J. V. Method of reflections for the Klein–Gordon equation // Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus. 2022. Vol. 66, № 3. P. 263–268.
8. Korzyuk V. I., Stolyarchuk I. I. Classical solution of the first mixed problem for second-order hyperbolic equation in curvilinear half-strip with variable coefficients // Differ. Equat. 2017. Vol. 53, № 1. P. 74–85.
9. Корзюк В. И. Рудько Я. В. Частное решение задачи для системы уравнений из механики с негладкими условиями Коши // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 2022. Т. 58, № 3. С. 300–311.
10. Корзюк В. И. Рудько Я. В. Классическое решение задачи для системы уравнений из механики с негладкими условиями Коши // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 2023. Т. 59, № 1. С. 37–50.
11. Korzyuk V. I., Rudzko J. V. Classical solution of the first mixed problem for the telegraph equation with a nonlinear potential in a curvilinear quadrant // Differ. Equat. 2023. Vol. 59, № 8. P. 1075–1089.

12. Korzyuk V. I., Rudzko J. V. Classical solution of the initial-value problem for a one-dimensional quasilinear wave equation // Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus. 2023. Vol. 67, № 1. P. 14–19.

13. Корзюк В. И., Ковнацкая О. А. Задача Пикара на плоскости для квазилинейного гиперболического уравнения второго порядка // XXI междунар. науч. конф. по дифференциальным уравнениям (Еругинские чтения – 2023). Материалы конференции. В 2-х ч. / Могилев: Белорусско-Российский университет, 2023. Ч. 2. С. 20–22.

14. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978.

15. Jordan P. M. Growth and decay of shock and acceleration waves in a traffic flow model with relaxation // Physica D: Nonlinear Phenomena. 2005. Vol. 207, № 3–4. P. 220–229.

16. Kohout J. Modified arrhenius equation in materials science, chemistry and biology // Molecules. 2021. Vol. 26, Art. 7162.

УДК 536.2

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД ГОМОТОПИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ: НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА КОНВЕКТИВНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ СИСТЕМЫ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

В. А. Кот

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
valery.kot@hmti.ac.by

Описан новый модифицированный метод гомотопических возмущений. Метод основан на начальном приближении в отношении всего дифференциального оператора, включающего помимо линейной части также и нелинейную. На примере решения нелинейной задачи конвективного охлаждения системы с сосредоточенными параметрами показано существенное преимущество данного подхода по сравнению с известными.

Ключевые слова: *метод гомотопических возмущений, метод модифицированный, метод гомотопических возмущений, конвективный теплообмен, нелинейные уравнения*

Линейные и нелинейные явления имеют фундаментальное значение в разных областях науки и техники. Большинство нелинейных моделей реальных задач по-прежнему остаются трудноразрешимыми. Метод возмущений (Perturbation Method – PM) предполагает наличие малого параметра. Однако большинство нелинейных задач не имеют малых параметров, и потому решения методами возмущений в основном справедливы для малых значений малого параметра. Чтобы преодолеть эти трудности, Хе был предложен метод гомотопических возмущений (Homotopy Perturbation Method – HPM) [1, 2]. И все же, как было показано [3], HPM фактически не усиливает существующие приближенные методы: PM, ADM, VIM и др.

Рассмотрим охлаждение сосредоточенной системы [2]. Пусть система имеет объем V, площадь поверхности A, плотность ρ, удельную теплоемкость c и начальную температуру T_0. Предположим, что с момента времени $t = 0$ данная система подвергается воздействию конвективной среды с температурой T_a при коэффициенте теплоотдачи h. Пусть удельная теплоемкость c является линейной функцией температуры

$$c = c_a\left[1+\beta(T-T_a)\right], \tag{1}$$

где c_a – удельная теплоемкость при температуре T_a, β – постоянная. Уравнение охлаждения рассматриваемой системы и начальные условия имеют вид

$$\rho V c\,\frac{dT}{dt} + hA(T-T_a) = 0, \quad T(0) = T_0\,. \tag{2}$$

С помощью безразмерных величин

$$\theta = \frac{T-T_a}{T_0-T_a}, \quad t = \frac{hA}{\rho V c_a}\,\bar{t}, \quad \varepsilon = \beta\,(T-T_a)$$

из (2) получаем уравнение

$$(1+\varepsilon\,\theta)\frac{d\theta}{dt} + \theta = 0, \qquad \theta(0) = 1, \quad t \in \left[0,\infty\right). \tag{3}$$

Интегрирование уравнения (3) дает неявное решение [6]

$$\ln\theta + \varepsilon(\theta - 1) + t = 0\,. \tag{4}$$

В [4] получено точное решение задачи с помощью функции Ламберта $W(t)$:

$$\theta = \frac{1}{\varepsilon} W\left(\varepsilon\, \mathrm{e}^{\varepsilon - t}\right) = \frac{1}{\varepsilon} \mathrm{ProductLog}\left(\varepsilon\, \mathrm{e}^{\varepsilon - t}\right). \tag{5}$$

HPM. Для пояснения метода рассмотрим нелинейное дифференциальное уравнение

$$A(u) - f(r) = 0, \qquad r \in \Omega, \tag{6}$$

с граничными условиями

$$B(u, \partial u / \partial n) = 0, \qquad r \in \Gamma, \tag{7}$$

где A – общий дифференциальный оператор, B – граничный оператор, $f(r)$ – аналитическая функция, Γ – граница области Ω. Оператор A включает две части: L – линейная и N – нелинейная. Тогда (6) можно переписать следующим образом:

$$L(u) + N(u) - f(r) = 0. \tag{8}$$

Для уравнения (8) может быть построена гомотопия

$$H(v, p) = L(v) - L(u_0) + p\,L(u_0) + p\left[N(v) - f(r)\right] = 0, \tag{9}$$

где p – гомотопический параметр. Следуя HPM, для решения уравнения (4) запишем

$$u = \lim_{p \to 1} v = v_0 + v_1 + v_3 + \ldots\ . \tag{10}$$

Для (8), (9) в соответствии с работой [2] строим гомотопию

$$\left(\frac{d\theta(t)}{dt} + \theta(t)\right) - \left(\frac{dy_0(t)}{dt} + y_0(t)\right) + p\left[\frac{dy_0(t)}{dt} + y_0(t)\right] + p\left[\varepsilon\,\theta(t)\frac{d\theta(t)}{dt}\right] = 0\,. \tag{11}$$

С начальным приближением $y_0 = \mathrm{e}^{-t}$ (следует из (9)) решение уравнения (3) имеет вид

$$\theta = Y_0 + pY_1 + p^2 Y_2 + \ldots\,. \tag{12}$$

Подставив (10) в уравнение (9) и приравняв члены с одинаковыми степенями p, получим

$$p^0: \quad \frac{dY_0(t)}{dt} - \frac{dy_0(t)}{dt} - y_0(t) + Y_0(t) = 0, \quad y_0(0) = Y_0(0) = 1, \tag{13}$$

$$p^1: \quad Y_1(t) + y_0(t) + \varepsilon\, Y_0(t)\frac{dY_0(t)}{dt} + \frac{dY_1(t)}{dt} + \frac{dy_0(t)}{dt} = 0, \quad Y_1(0) = 0, \tag{14}$$

$$p^2: \quad \frac{dY_2(t)}{dt} + \varepsilon\, Y_0(t)\frac{dY_1(t)}{dt} + Y_2(t) + \varepsilon\, Y_1(t)\frac{dY_0(t)}{dt} = 0, \quad Y_2(0) = 0\,. \tag{15}$$

Решив (11)–(13) с учетом (8) и (10), получим решение во втором приближении

$$\theta = \mathrm{e}^{-t} + \varepsilon\left(\mathrm{e}^{-t} - \mathrm{e}^{-2t}\right) + \varepsilon^2\left(\frac{1}{2}\mathrm{e}^{-t} - 2\mathrm{e}^{-2t} + \frac{3}{2}\mathrm{e}^{-3t}\right). \tag{16}$$

Для $\theta'(0)$ из (14) и (15) получаем

$$\theta'(0) = -1 + \varepsilon - \varepsilon^2 + \varepsilon^3 - \varepsilon^4 + \varepsilon^5 - \varepsilon^6 + \ldots . \tag{18}$$

Заметим, что, несмотря на то, что бесконечная сумма ряда (16) равна

$$\theta'(0) = -1/(1+\varepsilon), \tag{19}$$

ряд (16) расходится для всех $\varepsilon \geq 1$.

МНРМ. Идея метода состоит во введении новой функции $V(t)$, для которой выполняется нулевое начальное условие

$$V(0) = 0 \quad \Rightarrow \quad \theta(t) = V(t) + \theta(0) \quad \Rightarrow \quad V(t) = \theta(t) - \theta(0). \tag{20}$$

В этом случае для начального приближения получаем обыкновенное дифференциальное уравнение, которое включает «малый параметр» ε. Вместо (6) имеем

$$L(u) + N(u) - f(r) = 0 \quad \Rightarrow \quad L(V) + N(V) - F(r) = 0. \tag{21}$$

По аналогии с (9) строим следующую гомотопию:

$$H(v, p) = L(v) - L(V_0) + p\,L(V_0) + p\left[N(v) - F(r)\right] = 0. \tag{22}$$

Для искомого решения задачи запишем

$$\theta = \theta(0) + \tilde{Y}_0 + p\tilde{Y}_1 + p^2\tilde{Y}_2 + \ldots \quad \Rightarrow \quad V = \theta - \theta(0) = \tilde{Y}_0 + p\tilde{Y}_1 + p^2\tilde{Y}_2 + \ldots . \tag{23}$$

Согласно МНРМ представим искомую функцию $\theta(t)$ в виде

$$\theta(t) = V(t) + \theta(0) = V(t) + 1. \tag{24}$$

Подстановка (24) в (3) дает

$$\left[(1+\varepsilon)V'(t) + V(t) + 1\right] + \varepsilon V(t)V'(t) = 0, \qquad V(0) = 0. \tag{25}$$

Из (25) находим начальное приближение $\tilde{y}_0$ как решение дифференциального уравнения

$$(1+\varepsilon)\,\tilde{y}_0'(t) + \tilde{y}_0(t) + 1 = 0, \qquad \tilde{y}_0(0) = 0. \tag{26}$$

Из (26) находим

$$y_0(t) = \mathrm{e}^{\frac{-t}{1+\varepsilon}} - 1. \tag{27}$$

В соответствии с [2] и формулой (11) строим новую гомотопию

$$(1+\varepsilon)V' + V - \left[(1+\varepsilon)v' + v + 1\right] + p\left[(1+\varepsilon)v' + v + 1\right] + p\,\varepsilon\,VV' + 1 = 0. \tag{28}$$

Подстановка (23) в (28) и группировка слагаемых с одинаковыми степенями p приводит к системе соответствующих уравнений, решив которые, находим

$$Y_0(t) = \mathrm{e}^{\frac{-t}{1+\varepsilon}} - 1, \tag{29}$$

$$Y_1(t)=\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}\left[\left(1-\frac{t}{1+s}\right)\mathrm{e}^{\frac{-t}{1+\varepsilon}}-\mathrm{e}^{\frac{-2t}{1+\varepsilon}}\right], \tag{30}$$

$$Y_2(t)=\frac{\varepsilon^2}{2(1+\varepsilon)^2}\left[\left(3-\frac{4\varepsilon t+4t-t^2}{(1+\varepsilon)^2}\right)\mathrm{e}^{-\frac{t}{1+\varepsilon}}-2\left(3-\frac{2t}{1+\varepsilon}\right)\mathrm{e}^{-\frac{2t}{1+\varepsilon}}+3\mathrm{e}^{-\frac{3t}{1+\varepsilon}}\right]. \tag{31}$$

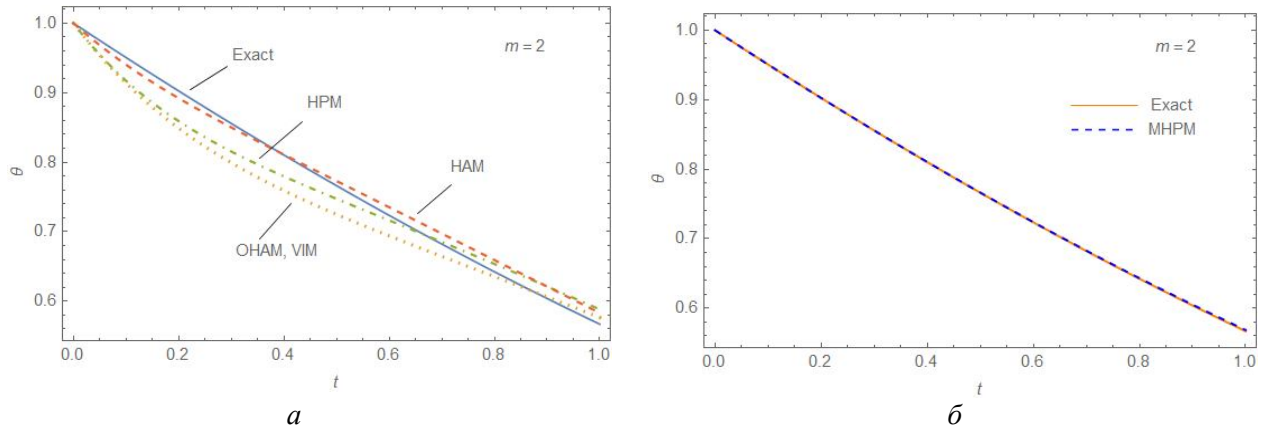
Из (23), (29)–(31) приходим к окончательному решению

$$\begin{aligned}\theta(t)=\mathrm{e}^{\frac{-t}{1+\varepsilon}}+\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}\left[\left(1-\frac{t}{1+s}\right)\mathrm{e}^{\frac{-t}{1+\varepsilon}}-\mathrm{e}^{\frac{-2t}{1+\varepsilon}}\right]+\\ +\frac{\varepsilon^2}{2(1+\varepsilon)^2}\left[\left(3-\frac{4\varepsilon t+4t-t^2}{(1+\varepsilon)^2}\right)\mathrm{e}^{-\frac{t}{1+\varepsilon}}-2\left(3-\frac{2t}{1+\varepsilon}\right)\mathrm{e}^{-\frac{2t}{1+\varepsilon}}+3\mathrm{e}^{-\frac{3t}{1+\varepsilon}}\right].\end{aligned} \tag{32}$$

Для производной $\theta'(0)$ из (29) и (32) получаем точное решение (19). График для $\theta'(0)$ полностью сливается с точным решением (19) (рис. 1, *а*). При $s=1$ из (32) получаем

$$\theta(t)=\frac{1}{8}\left(15-4t+\frac{t^2}{4}\right)\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}t}+\frac{t-5}{4}\mathrm{e}^{-t}+\frac{3}{8}\mathrm{e}^{-\frac{3}{2}t}. \tag{33}$$

В качестве примера на рисунке, *а* приведены в сравнении с точным решением (5) графики решений (второе приближение) методами HPM [2], HAM [5] и OHAM [6]. Для всех них отмечается существенное отклонение от точного решения. Наилучшее среди них решение достигается в HAM ($h=0.8$). Однако, в отличие от всех них, график решения (33) на основе MHPM практически полностью сливается с точным решением (5) (рисунок, *б*).



а *б*

Изменение температуры во времени для точного решения и решений во втором приближении согласно HPM, HAM, OHAM, VIM (*а*) и MHPM (*б*)

Литература

1. He J. Homotopy perturbation method a new nonlinear analytical nechnique // Appl. Math. Comput. 2003. Vol. 135. P. 73–79.

2. Ganji D. D. The application of He's homotopy perturbation method to nonlinear equations arising in heat transfer // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 355. P. 337–341.

3. Khan A. R. The generalized approximation method and nonlinear heat transfer equations // Electronic J. of Theory of Differential Equations. 2009. No. 2. P. 1–15.

4. Danish M., Kumar Sh., Kumar S. Exact analytical solutions of three nonlinear heat transfer models // Proceed. of the World Congress on Engineering, 2011. London: WCE. 2011. Vol. 3.

5. Abbasbandy S. The application of homotopy analysis method to nonlinear equations arising in heat transfer // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 360. P. 109–113.

6. Marinca V., Herisanu N. Application of optimal homotopy asymptotic method for solving nonlinear equations arising in heat transfer // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2008. Vol. 35. P. 710–715.

УДК 536.2

МЕТОД ОПТИМАЛЬНОГО ГОМОТОПИЧЕСКОГО ВОЗМУЩЕНИЯ: КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ СИСТЕМЫ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

В. А. Кот

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, valery.kot@hmti.ac.by

Работа посвящена описанию нового метода возмущений. В ней удалось «расщепить нелинейный оператор дифференциального уравнения и получить гораздо более точное начальное приближение по сравнению с методом гомотопических возмущений Хе (HPM). На примере решения сильно нелинейной задачи о теплопереносе в ребре при теплообмене излучением продемонстрировано существенное превосходство предложенного нового подхода по сравнению с HPM и методом гомотопического анализа Ляо (HAM).

Ключевые слова: *метод гомотопических возмущений Хе, метод гомотопического анализа Ляо, модифицированный метод возмущений, теплообмен излучением.*

Большинство научных проблем и явлений, таких как, в частности, теплообмен, носит нелинейный характер. За исключением ограниченного числа таких задач трудно найти их точные аналитические решения. Поэтому в последнее время значительные усилия посвящены поиску приближенных методов, среди которых одними из эффективных и удобных оказались разработанный Хе метод гомотопических возмущений (Homotopy Perturbation Method – HPM) [1–4] и созданный Ляо метод гомотопического анализа (Homotopy Analysis Method – HAM) [5, 6]. С их помощью удалось найти достаточно приемлемые аппроксимации для ряда задач со слабыми и сильными нелинейностями. В настоящей работе предложен метод оптимального гомотопического возмущения (Optimal Homotopy Perturbation Method – OHPM), который совмещает в себе основные идеи HPM с привлечением некоторых новых идей. В виде иллюстративного примера рассмотрена задача конвективно-радиационного охлаждения системы с сосредоточенными параметрами.

Рассмотрим систему с сосредоточенными параметрами [2, 6], которая имеет площадь поверхности A, плотность ρ, объём V, теплоемкость c, коэффициентом излучения E и начальную температуру T_0. Пусть данная система при $t = 0$ помещена в среду конвективного теплопереноса с коэффициентом теплопередачи α и с температурой T_a. Допустим, что одновременно имеют место потери тепла за счет излучения с эффективной температурой стока T_s. Охлаждение описывается нелинейным дифференциальным уравнением

$$c\,V\frac{dT}{dt}+hA\left(T-T_a\right)+E\sigma A\left(T^4-T_s^4\right)=0,\qquad T(0)=T_0. \tag{1}$$

С помощью безразмерных величин

$$\theta=\frac{T}{T_0},\quad \theta_a=\frac{T_a}{T_0},\quad \theta_s=\frac{T_s}{T_0},\quad t=\frac{hA}{\rho cV}\bar{t},\quad \varepsilon=\frac{E\sigma T_0^3}{\alpha} \tag{2}$$

задача (1) преобразуется следующим образом:

$$\frac{d\theta}{dt}+\left(\theta-\theta_a\right)+\varepsilon\left(\theta^4-\theta_s^4\right)=0,\qquad \theta(0)=1. \tag{3}$$

Рассмотрим случай, когда $\theta_a = \theta_s = 0$. Тогда уравнение (3) принимает вид

$$\frac{d\theta}{dt} + \theta + \varepsilon\theta^4 = 0, \qquad \theta(0) = 1. \tag{4}$$

Точное решение задачи (4) описывается соотношением [3]

$$t = \frac{1}{3}\ln\frac{1+\varepsilon\theta^3}{(1+\varepsilon)\theta^3} \quad \rightarrow \quad \theta(t) = \frac{1}{\sqrt[3]{(1+\varepsilon)\,\mathrm{e}^{3t} - \varepsilon}}. \tag{5}$$

HPM. Для пояснения HPM рассмотрим нелинейное дифференциальное уравнение

$$A(u) - f(r) = 0, \qquad r \in \Omega, \tag{6}$$

с граничными условиями

$$B\left(u, \frac{\partial u}{\partial n}\right) = 0, \qquad r \in \Gamma, \tag{7}$$

где $A(u)$ определяется как

$$A(u) = L(u) + N(u), \tag{8}$$

причем L описывает линейную часть, а N – нелинейную.

Структура гомотопического возмущения задается уравнением [2]

$$H(v,p) = L(v) - L(u_0) + p\,L(u_0) + p\left[N(v) - f(r)\right] = 0, \tag{9}$$

где $v(r,p): \Omega \times [0,1] \rightarrow R.$ Очевидно, что из (4) следует

$$\begin{aligned} H(v,0) &= L(v) - L(u_0) = 0, \\ H(v,1) &= A(v) - f(r) = 0, \end{aligned} \tag{10}$$

где $p \in [0,1]$ – гомотопический параметр, u_0 – первое приближение, которое удовлетворяет граничным условиям. Изменение параметра p от нуля до единицы характеризует собой изменение $v(r,p)$ от начального значения $u_0(r)$ до искомого конечного значения $u(r)$. Здесь мы рассматриваем v в виде ряда

$$v = v_0 + p\,v_1 + p^2\,v_2 + \ldots \tag{11}$$

с лучшим приближенным решением

$$u = \lim_{p \to 1} v = v_0 + v_1 + v_2 + \ldots. \tag{12}$$

Теперь, следуя [2], применим HPM к уравнению (4):

$$L(v) - L(\theta_0) + pL(\theta_0) + p\left(\varepsilon v^4\right) = 0, \tag{13}$$

где

$$L(v) = \frac{dv}{dt} + v, \qquad L(\theta_0) = \frac{d\theta_0}{dt} + \theta_0. \tag{14}$$

Положив $d\theta_0/dt + \theta_0 = 0$ и подставив v из (11) в уравнение (13), после некоторых упрощений и группирования членов с одинаковыми степенями p^k ($k = 1, 2, ...$) имеем

$$p^0: \quad \frac{dv_0}{dt} + v_0 = 0, \qquad v_0(0) = 1, \tag{15}$$

$$p^1: \quad \frac{dv_1}{dt} + v_1 + \varepsilon v_0^4 = 0, \qquad v_1(0) = 0, \tag{16}$$

$$p^2: \quad \frac{dv_2}{dt} + v_2 + 4\varepsilon v_0^3 v_1 = 0, \qquad v_2(0) = 0. \tag{17}$$

Решив последовательно (15)–(17), находим решение в виде

$$\theta \cong \lim_{p\to 1}\left(v_0 + p\,v_1 + p^2\,v_2\right) = \mathrm{e}^{-t} + \frac{1}{3}\varepsilon\left(\mathrm{e}^{-4t} - \mathrm{e}^{-t}\right) + \frac{2}{9}\varepsilon^2\left(\mathrm{e}^{-t} - 2\mathrm{e}^{-4t} + \mathrm{e}^{-7t}\right). \tag{18}$$

ОНРМ. Основное отличие ОНРМ от НРМ состоит в том, что первое приближение ищется для оператора $A(u)$, включающего нелинейную часть $N(u)$. При этом в рассмотрение вводится дополнительный параметр h. Для $u_0(r)$ имеем уравнение

$$A(u_0, h) - f(r) = 0 \quad \rightarrow \quad L(u_0, h) + N(u_0, h) - f(r) = 0, \qquad r \in \Omega. \tag{19}$$

Структура оптимального гомотопического возмущения задается следующим образом:

$$H(v, p, h) = L\left[v(r,h)\right] - L\left[u_0(r,h)\right] + p\,L\left[u_0(r,h)\right] + p\left\{N\left[v(r,h)\right] - f(r)\right\} = 0. \tag{20}$$

Решение задачи ищется в виде ряда (11) с наилучшим приближением (12) при $p \to 1$.

Для определения параметра h можно исходить из минимизации интеграла

$$\int_\Omega \left(A(u) - f(r)\right)^2 dr \quad \rightarrow \quad \min, \tag{21}$$

либо из интеграла (6) с одним из моментов $u_{0,1}(r,h)$:

$$\int_\Omega \left(A(u) - f(r)\right) u_{0,1}(r,h)\, dr = 0. \tag{22}$$

Снова обратимся к задаче (4). Будем искать ее решение (как в НРМ) в виде

$$\theta = \theta_0 + p\,\theta_1 + p^2\,\theta_2 + ... \tag{23}$$

Подстановка (23) в (20) и группирование членов с одинаковыми степенями p^k дает

$$p^0: \quad \frac{d\theta_0}{dt} + \theta_0 - \frac{du_0}{dt} - u_0 = 0, \qquad \theta_0(0) = 1, \tag{24}$$

$$p^1: \quad \frac{d\theta_1}{dt} + \theta_1 + \frac{du_0}{dt} + u_0 + \varepsilon\theta_0^4 = 0, \qquad \theta_1(0) = 0, \tag{25}$$

$$p^2: \quad \frac{d\theta_2}{dt} + \theta_2 + 4\varepsilon\theta_0^3\theta_1 = 0, \qquad \theta_2(0) = 0. \tag{26}$$

Из (24) следует $\theta_0 = u_0$. Найдем нулевое оптимальное приближение, задав

$$u_0(t) = \mathrm{e}^{-ht}, \quad h > 1. \tag{27}$$

Решение уравнения (25) с учетом (27) имеет вид

$$\theta = \theta_0 + p\theta_1 = \left(1 - \frac{\varepsilon}{4h-1}\right)\mathrm{e}^{-t} + \frac{\varepsilon}{4h-1}\mathrm{e}^{-4ht}. \tag{28}$$

Подстановка (28) в (22) приводит к алгебраическому уравнению

$$\begin{gathered} 24576h^6 + 512(29 - 60\varepsilon)h^5 - 64(347 + 350\varepsilon - 240\varepsilon^2)h^4 - \\ -32(461 + 45\varepsilon - 230\varepsilon^2 + 120\varepsilon^3)h^3 - 2(1184 - 915\varepsilon - 520\varepsilon^2 + 600\varepsilon^3 - 240\varepsilon^4)h^2 - \\ -(96 - 355\varepsilon - 40\varepsilon^2 + 60\varepsilon^3 - 120\varepsilon^4 + 24\varepsilon^5)h + 3\varepsilon(5 - 2\varepsilon^4) = 0. \end{gathered} \tag{29}$$

Из (29) находим h. При $\varepsilon = 1$ и 2 соответственно получаем $h \simeq 1.6 = 8/5$ и $h \simeq 2.25 = 9/4$.

Решив далее уравнение (26), для второго приближения окончательно получаем

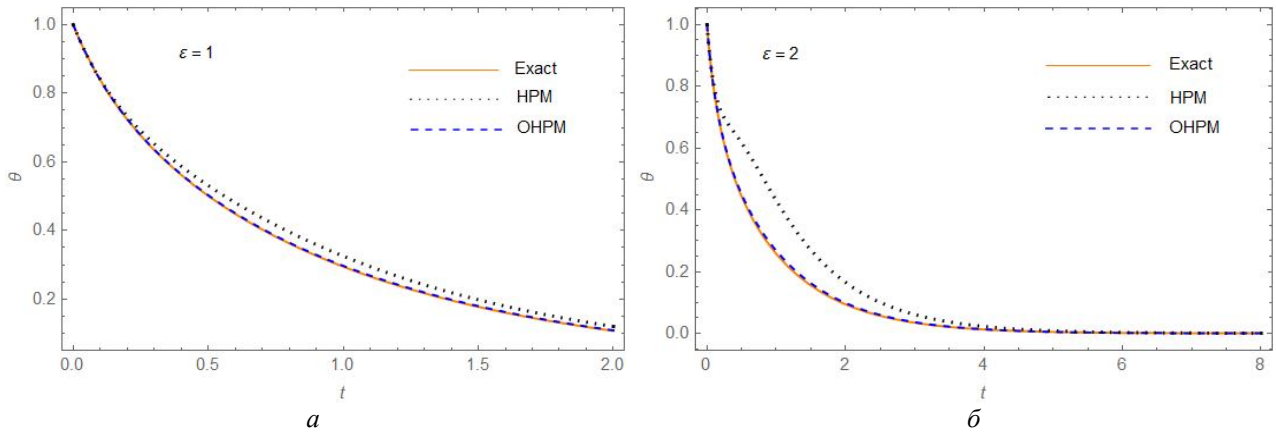
$$\begin{gathered} \theta(t) \cong \left[1 + \frac{\varepsilon}{1-4h} - \frac{4\varepsilon}{3h}\left(\frac{1-h}{1-4h} + \frac{\varepsilon}{1-7h}\right)\right]\mathrm{e}^{-t} + \frac{4\varepsilon}{3h}\left(1 + \frac{\varepsilon}{1-4h}\right)\mathrm{e}^{-(1+3h)t} + \\ + \frac{3\varepsilon}{1-4h}\mathrm{e}^{-4ht} + \frac{4\varepsilon^2}{(1-4h)(1-7h)}\mathrm{e}^{-7ht}. \end{gathered} \tag{30}$$

При $\varepsilon = 1$ и 2 из (3) имеем соответственно следующие решения нелинейной задачи (4):

$$\varepsilon = 1: \qquad \theta \cong \frac{41}{51}\mathrm{e}^{-t} + \frac{55}{81}\mathrm{e}^{-\frac{29}{5}t} - \frac{5}{9}\mathrm{e}^{-\frac{32}{5}t} + \frac{100}{1377}\mathrm{e}^{-\frac{56}{5}t}, \tag{31}$$

$$\varepsilon = 2: \qquad \theta \cong \frac{1541}{2124}\mathrm{e}^{-t} + \frac{8}{9}\mathrm{e}^{-\frac{31}{4}t} - \frac{3}{4}\mathrm{e}^{-9t} + \frac{8}{59}\mathrm{e}^{-\frac{63}{4}t}. \tag{32}$$

Сравнение графиков решений для НРМ и ОНРМ (рисунок) свидетельствует о существенно более точном аппроксимационном решении задачи на основе ОНРМ по сравнению с НРМ.



а *б*

Изменение температуры во времени для точного и приближенных решений: ε = 1 (*а*) и ε = 2 (*б*)

Литература

1. He J. Homotopy perturbation method a new nonlinear analytical nechnique // Appl. Math. Comput. 2003. Vol. 135. P. 73–79.
2. Ganji D. D. The application of He's homotopy perturbation method to nonlinear equations arising in heat transfer // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 355. P. 337–341.
3. Ganji D. D., Rajabi A. Assesment of homotopy-perturbation and perturbation methods in heat radiation equations // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2006. Vol. 33. P. 391–400.
4. Jawad A. J. M. Homotopy perturbation method to solve heat conduction equation // Heat Transfer Phenomena and Applications. Croatia: Rijeka, 2012. P. 61–77.
5. Liao Sh. Beyond Pertturbation. Introduction to the Homotopy Analysis Method. New York: Chapman and Hall/CRS, 2004.
6. Abbasbandy S. The application of homotopy analysis method to nonlinear equations arising in heat transfer // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 360. P. 109–113.

УДК 620.9

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ КИСЛОРОДНОМ СЖИГАНИИ ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА В ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ

В. А. Кузнецов, Д. М. Божеева, А. В. Минаков

Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

Проведено численное исследование физико-химических процессов кислородного сжигания водоугольной суспензии (ВУС) в топочной камере мощностью 300 кВт. Разработанная численная методика апробирована на экспериментальных данных кислородного сжигания ВУС. Проведено исследование влияния расхода топлива и размера капель на процессы распыла, воспламенения и горения ВУС.

Ключевые слова: *водоугольное топливо, кислородное сжигание, утилизация отходов, снижение вредных выбросов, воспламенение.*

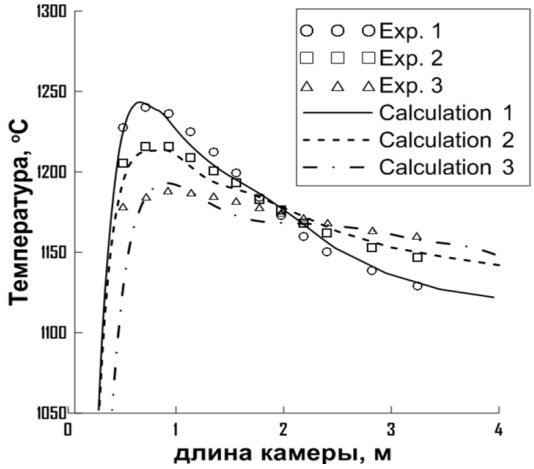
Научные исследования показали, что технология капельно-факельного сжигания водоугольной суспензии является одной из самых экологически чистых, экономически выгодных и перспективных. Однако, несмотря на большое количество преимуществ, водоугольная суспензия из-за высокого содержания воды имеет низкореакционные характеристики при воспламенении. Данный эффект затрудняет внедрение ВУС в энергетическом секторе и влечет за собой применение особых конструкторских и технологических решений. Одним из таких решений может стать технология кислородного сжигания или сжигание в среде с повышенной концентрацией кислорода. Известно, что повышение объемной концентрации кислорода в дутье способствует снижению периода индукции воспламенения углеводородных топлив (газовых, жидких и твердых), а также отмечается более интенсивное выгорание топлива и снижение NO_x.

В настоящее время математическое моделирование является эффективным дополнением к эксперименту при исследовании физико-химических процессов. Апробированная математическая модель зачастую позволяет более детально изучить процессы, протекающие в энергетических установка и не только. Разработка и развитие сложных математических моделей и численных методов описания физико-химических процессов воспламенения, горения и газификации углеводородного топлива является актуальной задачей.

Цель работы – разработать численную методику математического описания физико-химических процессов распыла, воспламенения и горения водоугольной суспензии в условиях повышенной концентрации кислорода, изучить влияние расхода топлива и размера капель на процессы в топочной камере. В качестве объекта исследования была выбрана топочная камера для кислородного сжигания жидкого углеводородного топлива мощностью 300 кВт [1]. Топливо и окислитель подаются в камеру с помощью пневматической форсунки. Водоугольное топливо приготовлено на основе пиролитической сажи. Приготовленная ВУС содержит 65% воды, низшая теплота сгорания составляет 7.51 Мдж/кг. Для тестирования численной методики было выбрано три режима кислородного горения ВУС, проведенных в экспериментальном исследовании [1].

Распыл и воспламенение водоугольной суспензии состоит из множества подпроцесов: движение жидкой фазы, первичный и вторичный распыл ВУС, взаимодействие трех фаз (газ, жидкость и твердые частицы), нагрев капель/частиц, процессы фазового превращения, испарение влаги (воды), столкновение капель/частиц, распад и спекание частиц, процессы в отдельных топливных частицах, выход летучих компонент (пиролиз), воспламенение летучих компонент (химическое реагирование), горение и газификация углеродного остатка и т. д.

В данной работе для определения размера капель ВУС распыляемых форсункой использовалась методика VOF to DPM (Volume of fluid, Discrete Phase Model). Данный метод описывает поток жидкости внутри сопла и непосредственно за соплом при помощи подхода Эйлера (VOF), а образующуюся на удалении от сопла дисперсную среду – подхода Лагранжа. При описании процессов термического преобразования капель ВУС были сделаны некоторые упрощения, которые позволили выбрать доступные методы и модели. Основное допущение заключается в том, что капля ВУС после распыла состоит из одной частицы топлива и окружающей её оболочки из воды. Дискретный набор капель, попадая в горячую среду топочного пространства, начинает прогреваться, далее испаряется водная оболочка с поверхности частицы, после чего происходит термическое преобразование твердой частицы топлива, описанное в работе [2]. На рисунке представлены результаты сопоставления расчета с экспериментом [1] для трех режимов работы топки.



Распределение температуры вдоль оси камеры сгорания: 1 – концентрация кислорода 100 об.%, 2 – 75 об.%, 3 – 35 об.%

Проведено численное моделирование процессов распыла, воспламенения и горения водоугольной суспензии применительно к условиям кислородного сжигания в топочной камере. Предложенная численная методика была апробирована на данных опытного кислородного сжигания ВУС. Установлена зависимость физико-химических процессов в топочной камере от расхода топлива и размера капель ВУС.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 23-79-01267.

Литература

1. Gaber C., Wachter P., Demuth M., Hochenauer C. Experimental investigation and demonstration of pilot-scale combustion of oil-water emulsions and coal-water slurry with pronounced water contents at elevated temperatures with the use of pure oxygen // Fuel. 2020. Vol. 282. P. 118692.

2. Kuznetsov V. A., Minakov A. V., Bozheeva D. M., Dekterev A. A. Oxy-fuel combustion of pulverized coal in an industrial boiler with a tangentially fired furnace // Int. J. Greenh Gas Control. 2023. Vol. 124. P. 103861.

УДК 537.84:532.6:532.72

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИФФУЗИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ НА РАВНОВЕСНЫЕ ФОРМЫ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

О. А. Лаврова, В. К. Полевиков

Белорусский государственный университет, г. Минск

Рассматривается связная задача феррогидростатики о вытягивании конечного объема магнитной жидкости вдоль проводника с током при увеличении силы тока в проводнике. Анализируется влияние диффузии взаимодействующих магнитных наночастиц внутри жидкости на равновесные конфигурации магнитной жидкости. Задача решается численно с применением конечно-разностного подхода для расчета формы свободной поверхности, метода Ньютона – для расчета концентрации частиц на свободной поверхности, и итерационного подхода – для согласования обоих алгоритмов. Осуществлено численное сравнение равновесных форм магнитной жидкости для математических моделей как учитывающих диффузию наночастиц, так и пренебрегающих ею. Также численно воспроизведен эффект сильного вытягивания форм свободной поверхности магнитной жидкости с образованием пленочного покрытия проводника.

Ключевые слова: *магнитная жидкость; проводник с током; диффузия наночастиц; свободная поверхность.*

Магнитные жидкости представляют собой коллоидальные суспензии ферромагнитных наночастиц в немагнитной жидкости-носителе [1]. При отсутствии внешнего магнитного поля частицы находятся в состоянии броуновского движения, при наличии магнитного поля они диффундируют в направлении градиента поля, т. е. возникает эффект магнитофореза. Если внешнее магнитное поле является статическим, то со временем устанавливается неоднородное равновесное распределение частиц под влиянием магнитного поля внутри жидкости и взаимодействия между частицами. Из-за наноразмерности частиц равновесное состояние формируется в течение нескольких недель (см., например, [2]).

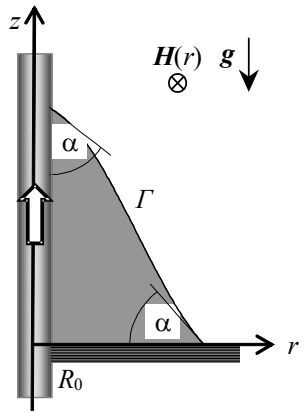


Рис. 1. Постановка задачи в меридиональной плоскости цилиндрической системы координат (r, z): цилиндрический проводник бесконечной длины и радиуса R_0 направлен вдоль оси z; конечный объем жидкости расположен на горизонтальной плоскости при $z = 0$ и контактирует с твердыми поверхностями горизонтальной плоскости и проводника под углом α

Постановка задачи представлена на рис. 1 в предположении осевой симметрии области магнитной жидкости для любых значений параметров. Проводник с током I генерирует азимутальное статическое магнитное поле $\boldsymbol{H}$, при этом структура поля не искажается магнитной жидкостью. Интенсивность магнитного поля вне проводника задается формулой $H = I/(2\pi r)$ (см., например, в [1]). Требуется найти равновесные формы свободной поверхности Γ с учетом влияния магнитного поля, гравитации $\mathbf{g}$, капиллярных сил и перераспределения магнитных наночастиц внутри жидкости.

Первые исследования рассматриваемой задачи проводились без учета процесса диффузии наночастиц (см., например, [3, 4]). Первые численные расчеты с учетом диффузии приведены в [5] для слабо-концентрированных магнитных жидкостей (концентрация магнитной фазы $\varphi_m < 10\%$), когда в математической модели можно пренебречь взаимодействием между частицами. В данной работе численные расчеты выполнены на основе математической модели, которая учитывает диффузию взаимодействующих частиц, расширяя область приме-

нимости результатов для среднеконцентрированных (φ_m ~ 10–12%) и сильноконцентрированных (φ_m ~ 12–18%) магнитных жидкостей.

Математическая модель задачи состоит из уравнений для расчета свободой поверхности и уравнений для расчета концентрации частиц внутри жидкости с учетом известного магнитного поля, созданного проводником с током. Уравнения для расчета свободой поверхности строятся на основе уравнения Юнга–Лапласа, в котором учитываются капиллярные, гравитационные и магнитные силы. Аналогичные уравнения были использованы в [6] для численного моделирования задачи об устойчивости магнитожидкостного слоя. Уравнения для расчета концентрации строятся на основе уравнения массопереноса магнитных наночастиц внутри жидкости с учетом стерического, дипольного и гидродинамического взаимодействий между частицами. Уравнение массопереноса построено в [7] и было использовано, в частности, в [8] для численного моделирования задачи о магнитожидкостном экране. Уравнения для расчета концентрации формулируются в виде алгебраических зависимостей между концентрацией и интенсивностью магнитного поля только для точек свободной поверхности.

Численный алгоритм задачи основан на итерационном согласовании конечно-разностной аппроксимации свободной поверхности с методом Ньютона для уравнений концентрации, сформулированных в узлах сетки на свободной поверхности. Характерная особенность задачи в том, что расчет концентрации можно проводить только на свободной поверхности. Используется адаптивная сетка, которая сгущается в области контакта поверхности с проводником. Адаптация является апостериорной и учитывает значение кривизны свободой поверхности в точке контакта с проводником.

Осуществлено численное сравнение равновесных форм магнитной жидкости для математических моделей с учетом диффузии и без нее с использованием численных результатов из [5]. Обнаружено, что процесс диффузии взаимодействующих наночастиц приводит к более сильному вытягиванию конечного объема жидкости вдоль проводника. Максимальное значение концентрации частиц соответствует области контакта свободной поверхности с проводником, минимальное – области контакта свободной поверхности с горизонтальной плоскостью.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования, где в качестве значений параметров математической модели использованы данные из [4]. Численно обнаружен эффект сильного вытягивания магнитной жидкости с образованием пленочного покрытия проводника. При этом с увеличением силы тока в проводнике переход от каплеобразной формы жидкости (см. формы 1–3 на рис. 2) к пленочному покрытию проводника (см. формы 4 и 5 на рис. 2) происходит скачкообразно, как в эксперименте [4].

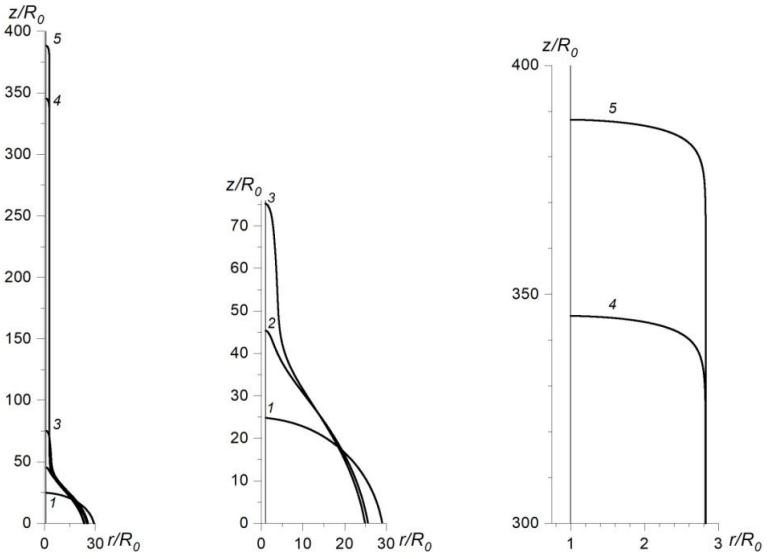


Рис. 2. Равновесные формы свободной поверхности для различных значений силы тока в проводнике: 1 – $A_2 = 0$, 2 – $A_2 = 0{,}8$, 3 – $A_2 = 0{,}845$, 4 – $A_2 = 0{,}8455$, 5 – $A_2 = 0{,}847$. Формы представлены в различных диапазонах по осям координат на рисунках слева направо

Эффект образования пленочного покрытия наблюдается при достаточно большом объеме магнитной жидкости относительно радиуса проводника R_0. Для расчетов использовалось значение объема равное $4 \cdot 10^4 R_0^3$. Толщина пленочного покрытия для рассматриваемой жидкости составила $2.83 R_0$, что хорошо согласуется с теоретическими оценками и экспериментальными результатами, представленными в [4].

Обозначения

α – угол контакта жидкости с твердыми поверхностями; φ_m – концентрация магнитной фазы внутри магнитной жидкости; I – сила тока в проводнике; A_2 – безразмерная сила тока в проводнике; R_0 – радиус проводника, м.

Литература

1. Rosensweig R. E. Ferrohydrodynamics. New York: Cambridge University Press, 1985.
2. Sudo S., Yano T. and Nakagawa A. The aging variation of interfacial instability of magnetic fluids // J. of Advanced Science. 2006. Vol. 18, No. 1–2. P. 119–122.
3. Баштовой В. Г., Будник А. М., Полевиков В. К., Рекс А. Г. Исследование двухсвязных равновесных форм магнитной жидкости в магнитном поле вертикального проводника // Магнитная гидродинамика. 1984. № 2. С. 47–53.
4. Bacri J.-C., Frenois C., Perzynski R. and Salin D. Magnetic drop-sheath wetting transition of a ferrofluid on a wire // Revue Phys. Appl. 1988. Vol. 23. P. 1017–1022.
5. Beresnev S., Polevikov V. and Tobiska L. Numerical study of the influence of diffusion of magnetic particles on equilibrium shapes of a free magnetic fluid surface // Commun Nonlinear Sci Numer Simulat. 2009. Vol. 14. P. 1403–1409.
6. Lavrova O., Polevikov V. and Tobiska L. Modeling and simulation of magnetic particles diffusion in a ferrofluid layer // Magnetohydrodynamics. 2016. Vol. 52. P. 439–452.
7. Pshenichnikov A. F., Elfimova E. A. and Ivanov A. O. Magnetophoresis, sedimentation, and diffusion of particles in concentrated magnetic fluids // J. Chem. Phys. 2011. Vol. 134. P. 184508.
8. Lavrova O., Polevikov V. Numerical study of the shielding properties of a ferrofluid taking into account magnetophoresis and particle interaction // Mathematical Modelling and Analysis. 2022. Vol. 27, No. 1. P. 161–178.

УДК 532.525.6, 621.03

РАСЧЕТ ТЕПЛОНАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ ОХЛАЖДАЕМЫХ ОПТИЧЕСКИХ БЛОКОВ ДЕФОРМИРУЕМЫХ ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ

Е. В. Леонов, Ю. И. Шанин

АО «Научно-исследовательский институт Научно-производственное объединение «ЛУЧ», г. Подольск, Россия
ShaninYuI@sialuch.ru

Объектом исследования являлась система охлаждения оптического блока лазерного деформируемого зеркала, изготавливаемого из кремния. В работе представлены технические решения и расчетное обоснование по возможным системам и способам охлаждения: естественному и вынужденному воздушному охлаждению; водяному охлаждению вафельными и канальными СО; охлаждению обратной стороны оптического блока.

Ключевые слова: *деформируемое лазерное зеркало, система охлаждения (СО), термодеформации оптической поверхности, коэффициент теплоотдачи, гидравлическое сопротивление.*

В связи с возрастающей мощностью лазерных установок усиливается негативное воздействие на элементы оптического тракта поглощаемого тепла, приводящее к искажению оптической поверхности элемента и искажению волнового фронта излучения. Различают неохлаждаемые и охлаждаемые оптические элементы (ОЭ), пассивные и активные (адаптивные или деформируемые) лазерные зеркала [1]. Использование покрытий позволяет обеспечить практически предельно достижимые коэффициенты зеркального отражения (КЗО) на уровне (99,99–99,995)% в неохлаждаемых ОЭ. Необходимость перехода к охлаждаемой оптике [2] диктует требование сохранения качества оптической поверхности – ее перемещения за счет изгиба не должны превышать (5–10)% от длины волны лазерного излучения. Применение охлаждения переводит задачи конструирования и технологического исполнения на качественно другой уровень, которые многократно усложняются при применении СО в деформируемых зеркалах (ДЗ) [3], так как приходится решать задачу создания высокоэффективной компактной СО в тонком оптическом блоке (ОБ) толщиной 3–9 мм. Задача оптимального охлаждения – максимально снизить температуру ОБ и обеспечить ее равномерность по толщине ОБ зеркала.

В работе анализируются результаты параметрического исследования теплообменных задач для систем охлаждения ОБ ДЗ [4]. Для получения качественных результатов и оценок сверху рассматривались только одномерные температурные поля по толщине ОБ при воздействии равномерного теплового потока. Рассмотрено использование одного конструкционного материала – кремния – при ограничении толщины (5 мм) ОБ ДЗ.

Когда следует переходить к охлаждаемым ОЭ. Согласно [1] если ОЭ изготовлены из одинакового материала и имеют одинаковый КЗО, то одинаковое изгибное перемещение в установившемся режиме при постоянном и однородном тепловом потоке они будут иметь при соблюдении условия

$$12\lambda h/(\alpha_{\text{пр}}H^2)=1, \qquad (1)$$

где H и h – толщина ОБ и подложки; $\alpha_{\text{пр}}$ – приведенный коэффициент теплоотдачи; λ – теплопроводность материала,. Если выбран материал и размеры h и H, то из (1) определяется величина минимального $\alpha_{\text{пр}}$ для перехода от неохлаждаемого к охлаждаемому ОЭ. Предельная тепловая мощность для охлаждаемой оптики $Q_{\text{т}}^{\text{пр}}$, при которой изгиб оптической поверхности не превысит 10% длины волны лазера оценивается по формуле [1]

$$Q_{\text{т}}^{\text{пр}} \approx 0{,}1\eta H^2 \alpha_{\text{пр}}/(\beta h), \tag{2}$$

где η – длина волны лазера, β – коэффициент линейного расширения материала ОЭ. Тогда для размеров ОБ $h = 1$ мм, $H = 8$ мм для кремния получен $\alpha_{\text{пр}} = 2{,}63\cdot10^4$ Вт/(м^2·К).

Охлаждаемые ДЗ. Для расчетного анализа взят макет ОБ толщиной 5 мм ДЗ прямоугольной апертуры размером 60×60 мм, изготовленный из кремния. В макете предусмотрено выполнение СО: вафельной для воздушного и водяного охлаждения; с прямоугольными каналами; с прямыми каналами круглого сечения. Также рассмотрен случай охлаждения монолитного ОБ с тыльной стороны с помощью теплообменника.

Воздушное охлаждение вафельной системы. Оптическая поверхность макета сформирована на подложке толщиной 2 мм с нанесенными на обратную сторону шипами (вафлями) сечением 2×2 мм^2, шагом 4 мм, высотой 3 мм. Теплообмен может осуществляться как естественной, так и вынужденной конвекцией воздуха со стороны основы. Было показано, что у теплообменных поверхностей при естественной конвекции реализуется ламинарное течение воздуха. Тепловая эффективность оребрения $(mh_{\text{р}})\text{th}(mh_{\text{р}}) \approx 1$ (где $m = \sqrt{4\alpha_{\text{ср}}/(\lambda\delta_{\text{р}})}$ – параметр ребра; $\delta_{\text{р}}$, $h_{\text{р}}$ – ширина и высота ребра). Расчет показал, что естественной конвекцией может быть отведена мощность $P = 10$ Вт.

Рассмотрено принудительное охлаждение воздухом основы ОБ ДЗ. Рассчитан требуемый дополнительный теплообмен со стороны оребрения, для того чтобы избыточная температура подложки не превышала некую заданную избыточную температуру $\Delta T_{\text{кр}}$. Из уравнения теплового баланса определен необходимый коэффициент теплоотдачи при вынужденной конвекции $\alpha_{\text{крк}}$ на тыльной стороне подложки. Например, при $\Delta T_{\text{кр}} = 30$ °С (и $P_{\text{т}} = 100$ Вт) $\alpha_{\text{крк}} \approx 492$ Вт/(м^2·К). На основе [4] оценен вынужденный теплообмен в вафельных СО. Для коридорной вафельной системы коэффициент гидравлического сопротивления ξ_2 и теплоотдачи – число Нуссельта Nu (комплекс K_1) обобщены степенными зависимостями:

$$\xi_2 = 0{,}72\ \text{Re}_2^{-0{,}12}, \qquad K_1 = \text{NuPr}^{-1/3} = 0{,}115\ \text{Re}_1^{\,0{,}73}, \tag{3}$$

полученными в [4] для $3\cdot10^2 < \text{Re}_2 < 1{,}5\cdot10^4$. В (3) Re_2 и Re_1 рассчитаны по средней и максимальной скоростям воздуха в каналах. Число Рейнольдса рассчитано по формуле

$$\text{Re}_{\text{кр}} = \left(\alpha_{\text{крк}} d_{\text{г}}/0{,}115\lambda_{\text{в}}\ \text{Pr}^{1/3}\right)^{1{,}37}, \tag{4}$$

где $d_{\text{г}}$ – гидравлический диаметр канала, $\lambda_{\text{в}}$ – теплопроводность воздуха. Применительно к нашему ОБ ДЗ при $\Delta T_{\text{кр}} = 30$ К $\text{Re}_{\text{кр}} = 4250$, скорость воздуха в канале $w = 26{,}7$ м/с, объемный расход $V_{\text{кр}} = 120$ л/мин, потери давления в каналах на трение $\Delta P = 936$ Па.

Водяные СО. Расчетный анализ термодеформированного состояния охлаждаемых ОБ ДЗ был проведен при фиксированной толщине подложки $\delta_{\text{п}} = 1$ мм. Зеркальная сторона подложки подвергалась воздействию равномерного теплового потока мощностью $P_{\text{т}} = 100$ Вт. Расход воды изменялся в диапазоне от 10^{-2} кг/с до 0,5 кг/с. В расчете вычислялись коэффициенты поверхностного теплообмена α, находилось распределение поля температур по толщине ОБ ДЗ. Также определялись коэффициенты приведенной теплоотдачи $\alpha_{\text{пр}}$, интенсификации теплоотдачи $K_{\text{ин}} = \alpha_{\text{пр}}/\alpha$, теплоизоляции $K_{\text{ти}}$ (отношение избыточных температур основы и теплообменной стороны подложки). Изгиб оптической поверхности ОБ ДЗ $W_{\text{изг}}$ находился интегрированием распределения температуры по толщине ОБ. Оценивались потери на трение в СО. Сравнение эффективности различных СО проведено при ограничении градиента давления значением $\Delta p/L = 1$ МПа/м.

Вафельная СО. Прямоугольные каналы шириной $\delta_к$ и высотой $h_к$ и шагом $l_ш = \delta_к + \delta_р$ нарезаются фрезой в двух взаимноперпендикулярных направлениях, начиная в раздаточном и заканчивая в сборном канале. Расчеты проведены при изменении разметров канала ($h_к$, $\delta_к$) и ребра ($\delta_р$, $\varepsilon_к$ – пористость канала) системы охлаждения. Гидравлическое сопротивление и теплоотдача рассчитывались по формулам (3).

Изменение размеров СО оказывает комплексное воздействие как на распределение температуры по толщине ОБ, так и на перемещение оптической поверхности. С увеличением расхода увеличиваются коэффициенты теплоотдачи α, $\alpha_{пр}$ и уменьшаются перемещения оптической поверхности $W = W_{изг}$. С увеличением $d_г$, вызванного увеличением $h_к$, растет предельный расход и число Рейнольдса (при котором $\Delta p/L$ = 1 МПа/м), несколько увеличиваются α, $\alpha_{пр}$, но возрастает перемещение W. Наименьшее перемещение реализуется при малых величинах $\delta_к$, $h_к$, а с ростом $\delta_к$ перемещение не зависит от $h_к$.

СО с прямоугольными каналами. Прямоугольные каналы шириной $\delta_к$ и высотой $h_к$ и шагом $l_ш$ нарезаются фрезой в основе. Расчеты проведены при изменении геометрических параметров канала и ребра СО. В них использованы общепризнанные зависимости для гидравлического сопротивления и теплоотдачи в гладких каналах. При изменении $h_к$ наблюдаются закономерности, характерные для вафельной СО. Изменение же $\delta_к$ не приводит к совпадению перемещений при $\delta_к$ = 2 мм, как это было у вафельной системы.

Сравнение эффективности СО проведено при заданном перепаде давления Δp. Результаты показали, что при фиксированных размерах подложки и толщины ОБ выгодно иметь узкие каналы небольшой высоты и пористость системы $\varepsilon_к$ = 0,25. Увеличение $h_к$ приводит к росту теплоотдачи, но при этом увеличивается и стрелка прогиба.

СО с круглыми каналами. Круглые каналы диметром $d_к$ и шагом $l_ш$ сверлятся насквозь с торцов макета. Расчеты проведены при изменении диаметра канала ($d_к$ = 2–3 мм) и шага расположения каналов ($l_ш$ или $\delta_р$ = 1–2 мм) СО. Расчеты показали, что изменение размеров каналов практически не влияет на вид зависимости перемещений от изменения расхода и величину самих изгибных перемещений (например, изменение диаметра канала с 2 до 3 мм приводит к росту перемещения на 7%). Данное обстоятельство позволяет выбрать размеры каналов, наиболее выгодные с точки зрения технологического исполнения.

Охлаждение тыльной стороны ОБ. Монолитная пластина охлаждается через тонкий слой металлической жидкой эвтектики теплообменником, в котором выполнены отверстия для прохода воды. При охлаждении тыльной стороны ОБ установившееся изгибное перемещение оптической поверхности при воздействии на нее тепловой мощности P оценено по формуле [1]

$$W_{изг}^{max} = \beta P/(2\pi\lambda), \tag{5}$$

которая при P = 100 Вт для ОБ из кремния дает $W_{изг}^{max} = 0{,}347$ мкм. При этом изгибное перемещение не зависит от толщины ОБ и коэффициента теплоотдачи на охлаждаемой поверхности, который определяет только уровень средней температуры ОБ.

Литература

1. Леонов Е. В., Черных А. В., Шанин Ю. И. Условия перехода от неохлаждаемых к охлаждаемым оптическим элементам // Тепловые процессы в технике. 2022. Т. 14, № 10. С. 447–456.

2. Шанин Ю. И., Шанин О. И., Черных А. В., Шарапов И. С. Пределы работоспособности неохлаждаемых и охлаждаемых оптических элементов // Инженерно-физический журнал. 2017. Т. 90, № 6. С. 1380–1386.

3. Robert K. Tyson. Principles of Adaptive Optics. 4th ed. – CRC Press, 2015. – 360 p.
4. Шанин Ю. И. Теплогидравлические характеристики охлаждаемых деформируемых лазерных зеркал // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 1. С. 38–47.

УДК 532.529

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА ТЕЙЛОРА В НАГРЕВАЕМОЙ ТРУБКЕ ПРИ УЧЕТЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТИ ВОДЫ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ан. А. Лукьянов[1,2], И. С. Вожаков[1,2], М. В. Алексеев[2]

[1]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведено численное моделирование газового пузырька в нагретой капиллярной трубке при постоянном перепаде давления. Показано значительное увеличение скорости потока при учете зависимости вязкости воды от температуры. В то же время выявлено значительное изменение температуры на нагретой стенке. Обнаружено неустойчивое движение пузырька газа в случае переменной вязкости. Описан механизм теплопередачи при движении пузырька в нагретой части капиллярной трубки. Рассчитаны локальные значения числа Нуссельта и трения на стенке.

Ключевые слова: *пузырь Тейлора, нагреваемая трубка, вязкость воды, OpenFOAM.*

Одной из важных проблем двухфазных потоков является интенсификация тепло- и массообмена. Существует множество режимов двухфазных потоков в каналах, диаметр которых сопоставим с капиллярной постоянной. Одним из наиболее применимых является поток Тейлора. В этом случае поток разделяется на пузырьки и жидкие пробки. Пузырьки могут занимать практически все поперечное сечение канала [1]. Проблемы с теплопередачей связаны с большими перепадами температур. Теплофизические свойства среды (плотность, поверхностное натяжение, вязкость) могут значительно изменяться в зависимости от температуры. Существуют температурные диапазоны, в которых вязкость воды уменьшается в 6 раз в диапазоне температур от 0 до 100 °C.

В литературе широко изучается эффект переменной вязкости. Этому посвящено большое количество работ по ламинарному однофазному течению в круглых, прямоугольных и плоских каналах. Эффекты теплопередачи с переменной вязкостью и диссипации вязкости для нагретых развивающихся ламинарных потоков в круглых трубах были исследованы в [2]. Было показано, что учет зависимости вязкости от температуры влияет на теплопередачу и увеличивает число Нуссельта.

Используя численное моделирование, в [3] изучено влияние переменной вязкости и нагрева при трении на ламинарный поток в горизонтальном канале Куэтта. Стенка канала может перемещаться при постоянном напряжении сдвига. Неподвижная стенка канала была теплоизолирована, а подвижная стенка имела постоянную температуру. Для анализа взаимосвязи между зависимостью вязкости от давления и температуры и рассеянием вязкости было введено соответствующее приближение. Было показано, что нелинейный член в уравнении энергетического баланса, представляющий нагрев при трении, приводит к существованию двойственных решений краевой задачи для постоянных свойств жидкости.

Обзор литературы показал, что влияние зависимости вязкости от температуры существенно изменяет локальное трение и теплопередачу. Экспериментальных данных о локальной теплопередаче потока Тейлора не так много. В [4] экспериментально изучался теплообмен одиночного пузырька Тейлора, поднимающегося в вертикальном потоке жидкости. Было показано, что турбулентное перемешивание в следе за пузырьком было основным фактором теплопередачи в экспериментальных условиях.

Пузырьки Тейлора возмущают поле скоростей внутри жидкостных пробок, вызывая рециркуляцию, которая увеличивает локальную передачу массы, импульса и энергии по

сравнению с однофазным потоком. Обычно при проведении численных исследований двухфазного теплообмена температурная зависимость вязкости не учитывается.

В данной работе было проведено моделирование движения пузыря Тейлора в круглом нагретом канале с использованием метода VOF [5] с помощью открытого программного кода OpenFOAM. В ходе расчета была установлена зависимость вязкости воды от температуры, полученная в результате аппроксимации табличных данных. Показано, что измеренная толщина пленки жидкости вокруг пузырька согласуется с теоретическими предсказаниями теорий [6, 7]. В результате изменения вязкости от температуры скорость газового пузыря увеличивается в два раза по сравнению со случаем постоянной вязкости. Рассчитаны локальные значения трения и чисел Нуссельта вдоль канала (рис. 1, 2). Показано, что трение вблизи пузыря выше, чем в однофазной области. Однако значительные колебания наблюдаются в хвостовой зоне пузыря. Это связано с наличием циркуляции жидкости между стенкой и пузырьком. Перед носом и за хвостом пузыря расположены две крупномасштабные зоны циркуляции, превышающие диаметр. Кроме того, между пузырем и стенкой имеется одна или несколько зон мелкомасштабной циркуляции (в зависимости от длины пузыря). Существующие зоны циркуляции влияют не только на трение, но и на теплопередачу. Циркуляция жидкости около носика пузыря приводит к оттоку горячей жидкости от стенки перед носом пузыря и толкает ее в направлении движения пузыря с большей скоростью. Это приводит к появлению на оси канала узкого конуса из горячей жидкости, движущейся перед пузырьком. Зона циркуляции в носовой части немного уменьшает местное значение числа Нуссельта. На число Нуссельта существенное влияние оказывают две зоны циркуляции жидкости вблизи хвостовой части. Мелкомасштабная зона циркуляции, которая существует в области наименьшей толщины пленки жидкости, приводит к значительной интенсификации теплопередачи. Однако его интегральное влияние невелико. Крупномасштабная зона циркуляции, которая простирается за пузырьком, приводит к притоку холодной жидкости от оси канала к стене. Это уменьшает толщину слоя нагретой жидкости и значительно интенсифицирует теплообмен со стенкой. В этом случае из-за большого размера зоны интегральное влияние также велико и распространяется на расстояние более двух диаметров канала.

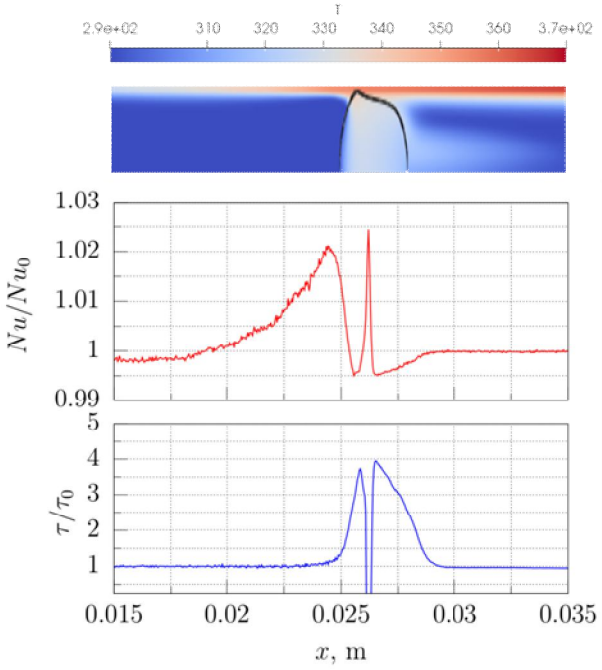


Рис. 1. Профили коэффициента Нуссельта Nu/Nu_0 и трения τ/τ_0 о стенку для постоянной вязкости

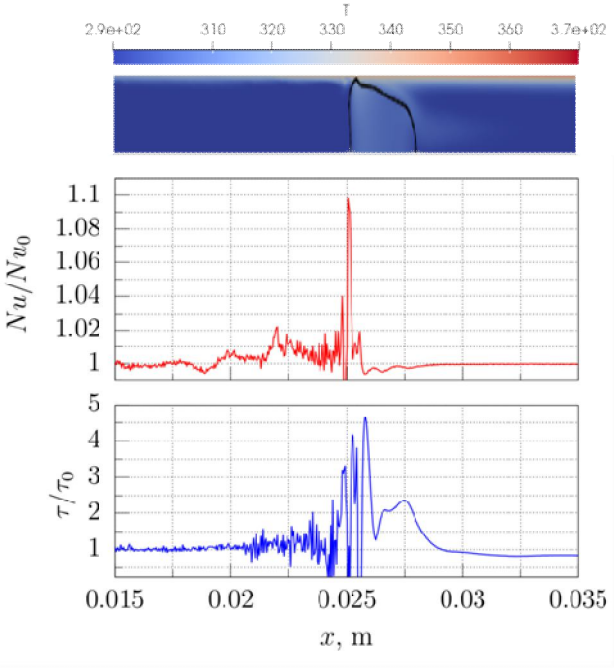


Рис. 2. Профили коэффициента Нуссельта Nu/Nu_0 и трения τ/τ_0 о стенку для случаев вязкости, зависящей от температуры

Литература

1. Angeli P., Gavriilidis A. Hydrodynamics of Taylor flow in small channels: a review // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: J. of Mechanical Engineering Science. 2008. Vol. 222, № 5. P. 737–751.

2. Collins M. W., Keynejad M. Effects of temperature-dependence of viscosity and viscous dissipation on laminar flow heat transfer in circular tubes // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 1983. Vol. 4, № 1. P. 33–42.

3. Rajagopal K. R., Saccomandi G., Vergori L. Couette flow with frictional heating in a fluid with temperature and pressure dependent viscosity // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54, № 4. P. 783–789.

4. Scammell A., Kim J. Heat transfer and flow characteristics of rising Taylor bubbles // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 89. P. 379–389.

5. Hirt C. W., Nichols B. D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // J. of Computational Physics. 1981. Vol. 39, № 1. C. 201–225.

6. Bretherton F. P. The motion of long bubbles in tubes // J. of Fluid Mechanics. 1961. Vol. 10, № 2. P. 166–188.

7. Aussillous P., Quéré D. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube // Physics of Fluids. 2000. Vol. 12, № 10. P. 2367–2371.

УДК 536.24:519.63

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА ПОТОКОМ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЫ

С. С. Макаров[1], А. М. Липанов[2], А. И. Карпов[1], М. Ю. Альес[1]

[1]Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН, г. Ижевск, Россия
[2]Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия

Работа посвящена численному исследованию теплообмена при охлаждении сплошной высокотемпературной металлической заготовки из конструкционной стали потоком газожидкостной среды. Математическая модель теплообмена приведена в двухмерной нестационарной постановке, учитывающей осесимметричность течения потока охлаждающей среды относительно продольной оси металлической заготовки цилиндрической формы, вертикально расположенной в кольцевом канале. Для решения системы дифференциальных уравнений использован метод контрольного объема. Параметры поля течения газожидкостной среды рассчитаны алгоритмом SIMPLE. Для итерационного решения систем линейных алгебраических уравнений использован метод Гаусса–Зейделя с нижней релаксацией.

Ключевые слова: *сопряженный теплообмен, охлаждение, заготовка, газожидкостная среда, численное моделирование, анализ.*

В работах [1–6] приведены результаты численного моделирования сопряженного теплообмена в гетерогенной системе твердое тело–газожидкостная среда при охлаждении высокотемпературной металлической заготовки цилиндрической формы из конструкционной стали потоком газожидкостной среды.

Математическая модель сопряженного теплообмена потока газожидкостной среды и металлического цилиндра, расположенного вертикально в кольцевом канале, имеет вид

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t}+\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial r}=-\rho g-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\mu\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\mu\frac{\partial u}{\partial r}, \tag{1}$$

$$\rho\frac{\partial v}{\partial t}+\rho u\frac{\partial v}{\partial x}+\rho v\frac{\partial v}{\partial r}=-\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{\partial}{\partial x}\mu\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\mu\frac{\partial v}{\partial r}-\mu\frac{v}{r^2}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial(r\rho v)}{\partial r}=0, \tag{3}$$

$$\rho c\frac{\partial T}{\partial t}+\rho cu\frac{\partial T}{\partial x}+\rho cv\frac{\partial T}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\lambda\frac{\partial T}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\lambda\frac{\partial T}{\partial r}-\dot{m}_v Q_v-\rho gu, \tag{4}$$

$$\rho\frac{\partial Y_a}{\partial t}+\rho u\frac{\partial Y_a}{\partial x}+\rho v\frac{\partial Y_a}{\partial r}=0, \tag{5}$$

$$\rho\frac{\partial Y_v}{\partial t}+\rho u\frac{\partial Y_v}{\partial x}+\rho v\frac{\partial Y_v}{\partial r}=\dot{m}_v. \tag{6}$$

Удельная массовая скорость парообразования

$$\dot{m}_v=(\rho c\Delta T)/(Q_v\Delta t), \tag{7}$$

где $\Delta T = \begin{cases} 0, \text{ если } T(t+\Delta t) < T_s, \\ \left[T(t+\Delta t) - T_n(t)\right], \text{ если } T(t+\Delta t) > T_s \end{cases}$ – перегрев жидкости; $T_n(t) = \max\left[T(t);\ T_s\right]$.

Значение ΔT в (7) может принимать как положительное, так и отрицательное значение. В первом случае учитываются затраты тепловой энергии на фазовый переход жидкости в пар. Во втором случае учитывается тепловой эффект от конденсации пара в жидкость при условии, что в среде есть пар, т. е. $Y_v > 0$. Таким образом, регулируется энергетический тепломассообменный баланс системы.

Уравнение энергии для металлического цилиндра и внешней металлической стенки:

$$\rho_m c_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} r\lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial r}. \tag{8}$$

Эффективные теплофизические параметры газожидкостной среды определяются следующим образом:

$$\rho = \sum_3 \rho_i Y_i,\ c = \sum_3 c_i \rho_i Y_i / \rho,\ \lambda = \frac{1}{2}\left[\sum_3 Y_i \lambda_i + \left(\sum_3 \frac{Y_i}{\lambda_i}\right)^{-1}\right],$$

$$\mu = \frac{1}{2}\left[\sum_3 Y_i \mu_i + \left(\sum_3 \frac{Y_i}{\mu_i}\right)^{-1}\right],\ \sum_3 Y_i = 1.$$

Локальную скорость охлаждения в объеме металлического цилиндра определяется так:

$$V_m = \frac{\left|T_m(t+\Delta t) - T_m(t)\right|}{\Delta t}. \tag{9}$$

Система дифференциальных уравнений (1)–(6), (8) решается методом контрольного объема. Параметры поля течения (1)–(3) рассчитываются алгоритмом SIMPLE, применяемым при моделировании течений жидкости с тепломассопереносом. Дифференциальные уравнения приводятся к системе линейных алгебраических уравнений и решаются итерационно методом Гаусса–Зейделя с использованием коэффициента нижней релаксации. Для проведения расчетов используется сетка, имеющая сгущающийся профиль на границах металлический цилиндр–жидкость и жидкость–внешняя металлическая стенка, со стороны жидкости и металла. Расчетный шаг по продольной координате постоянный.

Модель применена для случая охлаждения цилиндра из стали 12Н18Н9Т, внешняя металлическая стенка кольцевого канала выполнена из аналогичного материала. Геометрические размеры цилиндра: внешний радиус цилиндра $r_m = 0.015$ м, внутренний $r_l = 0.025$ м, внешний радиус кольцевого канала $r_{m1} = 0.03$ м, длина участка $L = 0.1$ м. Начальная температура потока воды $T_{l0} = 20$ °С. Начальная температура цилиндра $T_{m0} = 840$ °С. Доля воздуха в потоке $Y_a = 0$. Начальная температура внешней металлической стенки $T_{m1} = T_{l0}$. На рис. 1 приведены результаты численных расчетов температуры поверхности металлического цилиндра для двух значений начальной скорости потока воды: 1 и 3 для скорости u_0 = 0.1 м/с; 2 и 4 для скорости u_0 = 1 м/с. Расчетное время 2 с.

Следует заметить следующий интересный эффект, который имеет место при увеличении скорости потока. Если не производить учет наличия пара в потоке при теплообмене для скорости u_0 = 0.1 м/с, то кривая распределения температуры 1 поверхности находится ниже и

отображает меньшую температуру по сравнению с кривой 3, полученной при учете парообразования. Так, если увеличить скорость до u_0 = 1 м/с, то аналогичная кривая 2 температуры поверхности цилиндра расположена выше по сравнению с кривой 4, полученной при учете пара. Следовательно, увеличение скорости потока способствует быстрому уносу образовывающегося пара и интенсификации процесса теплообмена.

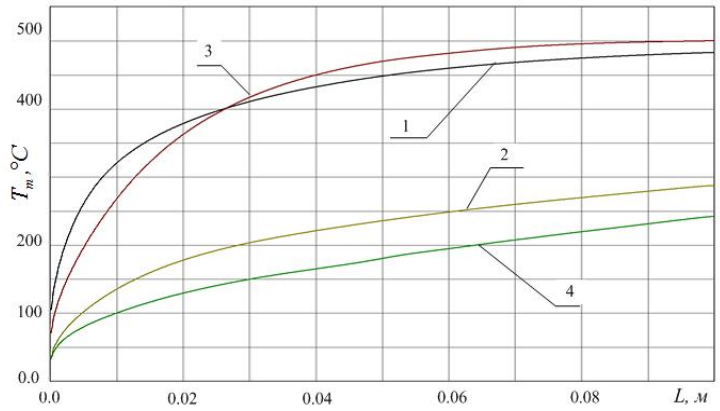


Рис. 1. Температура поверхности металлического цилиндра: 1, 2 – с учетом образования пара; 3, 4 – без учета образования пара

На рис. 2 приведены значения скорости охлаждения на поверхности в середине цилиндра по длине в зависимости от начальной скорости потока жидкости.

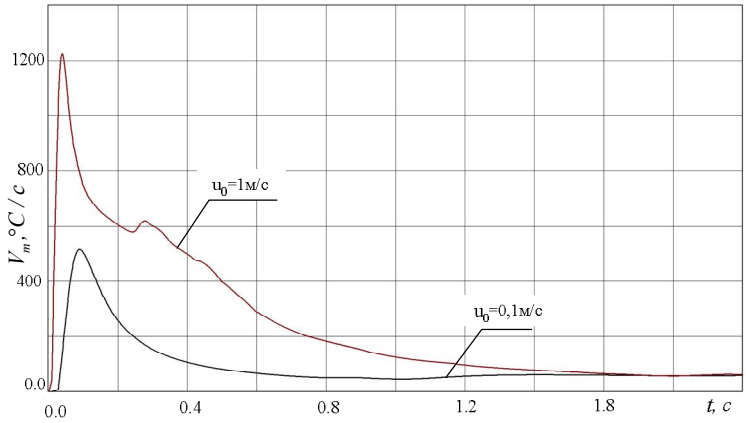


Рис. 2. Скорость охлаждения на поверхности в середине цилиндра по длине

Впервые на основе разработанной математической модели сопряженного теплообмена получены закономерности нерегулярных режимах охлаждения, определяющие влияние гидродинамических и теплофизических параметров охлаждающей среды на скорость охлаждения высокотемпературного металлического тела.

Литература

1. Липанов А. М., Макаров С. С., Карпов А. И., Макарова Е. В. Численное исследование охлаждения высокотемпературного металлического цилиндра потоком газожидкостной среды // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 1. С. 53–60.

2. Makarov S. S., Dement'yev V. B., Makarova E. V. Mathematical modeling of cooling high-temperature cylindrical workpieces // Procedia Engineering. 2016. Vol. 150. P. 393–399.

3. Макаров С. С. Численное моделирование процесса охлаждения металлического цилиндра потоком газожидкостной среды, двигающимся горизонтально в кольцевом канале //

Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2017. Т. 17, № 2. С. 324–331.

4. Makarov S. S., Dement'yev V. B., Makhneva T. M. Numerical simulation of the flow of a gas-liquid medium in a circular channel at cooling a high-temperature metal cylinder with a variable cross-section // MATEC Web of Conferences. 2017. Vol. 129, No. 03007.

5. Makarov S. S., Lipanov A. M., Karpov A. I. Numerical simulation of the heat transfer at cooling a high-temperature metal cylinder by a flow of a gas-liquid medium // J. of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 891, No. 012036.

6. Makarov S. S., Alies M. Y. Heat exchange numerical modeling while cooling a high-temperature metallic cylinder by water and air medium flow // MIST Aerospace 2018. Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2018. Vol. 450, No. 032027.

УДК 536.245:51.74

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕНОСНЫХ СВОЙСТВ ГАЗА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ДАТЧИКОВ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

А. В. Ненарокомов, А. В. Моржухина, С. А. Будник, Д. Л. Ревизников, Д. А. Неверова, И. А. Борисенко

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Рассмотрены особенности решения задачи идентификации характеристик газовой среды в окрестности передней критической точки осесимметричного затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком. С этой целью решена обратная задача пограничного слоя. Рассмотрены степенная и двухпараметрическая модели вязкости. Обратная задача сформулирована в экстремальной постановке. Для оптимизации применен метод Нелдера–Мида в сочетании со случайными рестартами. Для верификации разработанной математической модели идентификации проведен ряд тепловых испытаний с использованием разработанных датчиков теплового потока.

Ключевые слова: *обратные задачи, идентификация, переносные свойства газа, датчики тепловых потоков, математическое моделирование.*

При проектировании теплонагруженных элементов конструкции космических аппаратов необходимо знать тепловые нагрузки на протяжении всего этапа полета в атмосфере. В большинстве практических случаев прямое измерение параметров теплового состояния и внешнего теплового воздействия для конструкций космической техники невозможно. Одним из наиболее эффективных способов решения этой проблемы является использование методологии обратных задач [1], основанной на непрямых измерениях.

В данной работе рассмотрена модель теплопереноса в многослойном теплозащитном покрытии космического аппарата:

$$C_l\left(T_l\left(\tau,x\right)\right)\frac{\partial T_l\left(\tau,x\right)}{\partial\tau}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_l\left(T_l\left(\tau,x\right)\right)\frac{\partial T_l\left(\tau,x\right)}{\partial x}\right). \qquad (1)$$

Искомой величиной в данной математической модели является $q_1(\tau)$ – плотность теплового потока на нагреваемой поверхности. В качестве примера (рис. 1) представлены результаты решения обратной задачи, полученные путем вычислительного эксперимента. Полагая, что все коэффициенты математической модели известны, решается прямая задача теплообмена в образце, после чего с использованием полученного поля температур в предполагаемых местах установки термодатчиков формируется дополнительная информация, необходимая для решения обратной задачи.

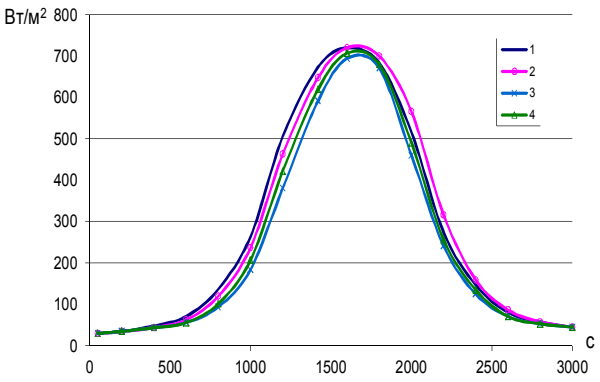


Рис. 1. Моделирование решения обратной задачи: 1 – заданные значения, 2 – восстановленная плотность теплового потока на нагреваемой поверхности без учета погрешностей: 3 – исходные данные с погрешностью 5% относительно текущего значения возмущаемой функции, 4 – исходные данные с погрешностью 10%

Для идентификации переносных свойств газа рассмотрим общую постановку задачи. В качестве базовой модели взята модель пограничного слоя. Полагая, что мы имеем осесимметричное затупленное тело, в рамках модели идеального газа предполагается, что химические реакции в пограничном слое не происходят, теплоемкость газа постоянна, а транспортные свойства зависят только от температуры. Рассмотрим вариант постоянного во времени теплового потока.

Объектом идентификации являются переносные свойства газовой среды. Как правило, зависимость коэффициента динамической вязкости от температуры описывается степенной функцией [2]

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left(\frac{T}{T_*}\right)^{\sigma} \tag{2}$$

или зависимостью вида

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left(\frac{T}{T_*}\right)^{\sigma} \frac{T_0 + S}{T + S}. \tag{3}$$

Число Прандля и теплоемкость газа обычно считаются постоянными, так что коэффициент теплопроводности может быть определен как

$$\lambda = \frac{\mu c_p}{\mathrm{Pr}}. \tag{4}$$

Задача, таким образом, сводится к определению параметров σ, S, Pr, а также значения μ_*. Для компьютерного эксперимента (рис. 2) введем погрешность измерения δ = 5%.

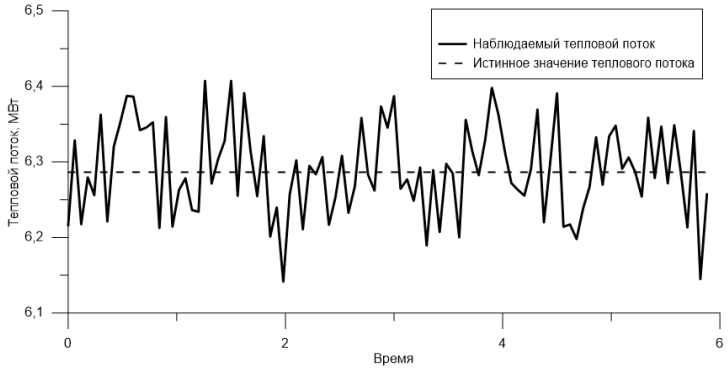


Рис. 2. Истинное (штриховая прямая) и «измеренные» значения теплового потока в различные моменты времени при уровне шума в 5%. В вычислительных экспериментах q_0 = 6.29 МВт/м^2

Для минимизации значения параметров для серии рестартов (рис. 3) относительная погрешность «измерения» теплового потока принята равной 1%, поэтому оптимизационный процесс останавливался по достижении целевой функции данного уровня.

Аналогичный подход применим и в случае с большей погрешностью заданного теплового потока.

Для верификации разработанной методики была проведена серия экспериментальных исследований на специализированной установке конвективного нагрева (УКН-1) со сменными источниками нагрева, находящейся в лаборатории НИО-601 МАИ. Для диагностики реализуемых на установке УКН-1 газовых потоков используются нестационарные датчики плотности теплового потока [3] стержневого типа (рис. 4). Торцевая поверхность цилиндрической части корпуса датчиков выполнена с полусферическим затуплением, имитирующим аэродинамическую форму элемента конструкции космического аппарата. Используемый в датчиках метод определения нестационарного теплового потока основан на решении гранич-

ной обратной задачи теплопроводности по результатам температурных измерений в нескольких точках чувствительного элемента датчика.

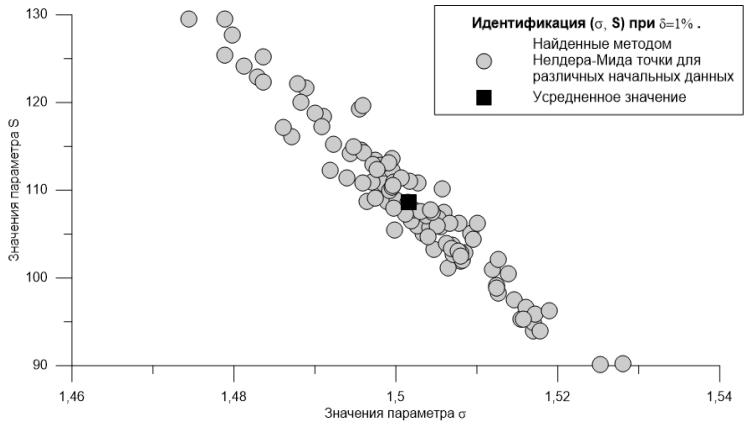


Рис. 3. Результат минимизации при погрешности «измерений» 1%

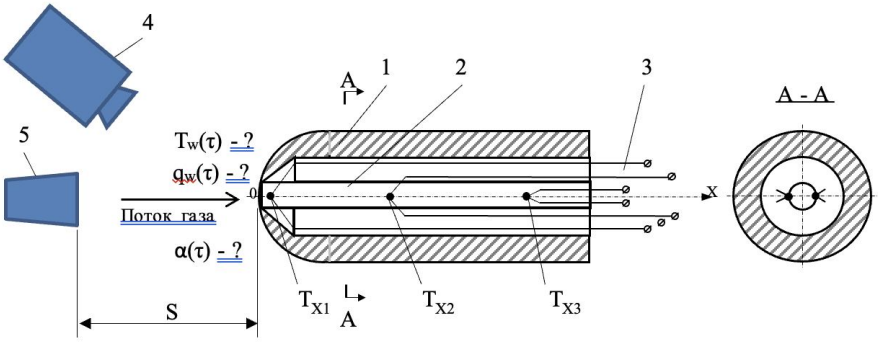


Рис. 4. Схема тепловых испытаний на установке УКН-1 с датчиком теплового потока. 1 – корпус датчика, 2 – чувствительный элемент, 3 – выводы термопар, 4 – тепловизионная камера, 5 – сопло источника нагрева, T_{X1}, T_{X2}, T_{X3} – термопары

Результаты сравнения экспериментальных данных и результатов вычислительного эксперимента по решению обратной задачи для одних и тех же входных параметрах представлены на рис. 5.

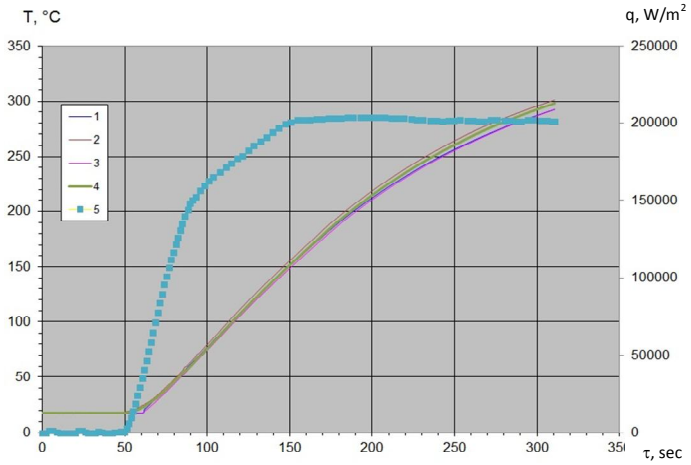


Рис. 5. Сравнение расчетных значений температуры T1 (1) и T2 (3) и измеренных значений температуры T1 (2) и T2 (4) в точках установки термопар в датчике и полученных значений плотности теплового потока, 5 – плотность теплового потока на нагреваемой поверхности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект FSFF-2023-0007.

Литература

1. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Ненарокомов А. В. Обратные задачи в исследовании сложного теплообмена. М.: Янус-К, 2009. – 299 с.

2. Li H.-Y., Yan, W.-M. Identification of wall heat flux for turbulent forced convection by inverse analysis // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. Vol. 46, No. 6. P. 1041–1048.

3. Алифанов О. М., Будник С. А., Моржухина А. В., Ненарокомов А. В., Нетелев А. В., Титов Д. М. Датчики тепловых потоков, интегрируемые в конструкцию теплозащитных покрытий // ИФЖ. 2018. Т. 91, № 1. С. 32–45.

УДК 532.517

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ВТОРИЧНЫХ ВИХРЕЙ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ С НЕПОДВИЖНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ПРИ ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ

Е. В. Панкратов, М. А. Кожевникова, Н. А. Рябев, В. А. Оришина

Северный (Арктический) федеральный университет имени М. В. Ломоносова, г. Архангельск, Россия

Рассматривается образование вторичных вихрей в кольцевых каналах при закрутке потока. Основной фокус сосредоточен на условиях с неподвижными поверхностями канала и начальной закруткой потока, что до сих пор недостаточно изучено в научной литературе. Данная работа показывает, что возникновение тороидальных вторичных вихрей с противоположным вращением, подобных вихрям Тейлора, может происходить с неподвижными поверхностями кольцевого канала при начальной закрутке потока в аксиально-лопаточном завихрителе.

Ключевые слова: *вторичные вихри, закрученный поток, кольцевой канал, численное моделирование, физический эксперимент, лазерный доплеровский анемометр, интенсификация теплообмена.*

В кольцевых каналах около криволинейных поверхностей или при закрутке потока массовые силы в условиях неоднородности поля течения могут оказывать дестабилизирующее влияние, приводящее к возникновению вторичных вихрей [1], при этом вторичные вихри позволяют существенно увеличить локальную интенсивность теплообмена за счет дополнительной диссипации тепловой энергии [2; 3]. В большинстве работ, посвященных исследованию вторичных течений, исследуются случаи, когда образование вихревых систем по типу Тейлора–Гёртлера образуется за счет вращения одной или обоих поверхностей кольцевого канала [4], а также изучено дополнительное влияние осевого потока w_z на данные случаи [5]. Однако стоит отметить, что недостаточно изучено образование вторичных вихрей при неподвижных поверхностях кольцевого канала ($\Omega_1 = 0$ и $\Omega_2 = 0$) при начальной закрутке потока.

Для описания условий, при которых происходит формирование вторичных вихрей в пространстве кольцевого канала, удобно использовать критерий подобия Тейлора [1; 3]. Для случая когда движение жидкости в кольцевом канале создается только вращением потока жидкости при неподвижных поверхностях кольцевого канала, число Тейлора можно записать в следующем виде:

$$\mathrm{Ta}=\frac{jl^3}{\nu_{эфф}^2}=\frac{\Omega^2 R_1\left(D_г/2\right)^3}{\nu_{эфф}^2}=\frac{\overline{w_\varphi}^2\left(D_г/2\right)^3}{\nu_{эфф}^2 R_1}=\frac{\overline{w_z}^2\tan^2(\varphi)\left(D_г/2\right)^3}{\nu_{эфф}^2 R_1}. \qquad (1)$$

В работе [3] приводится критическое значение числа Тейлора образования вторичных вихрей $\mathrm{Ta}_{кр} \approx 1800$ при значении безразмерного радиуса $\eta = R_1/R_2 \to 1$.

В предыдущей работе автора [6] было показано, что вторичные вихри по типу Тейлора–Гертлера могут образовываться, когда поток закручивается с неподвижными поверхностями кольцевого канала ($\Omega_1 = 0$ и $\Omega_2 = 0$) с начальной закруткой потока. Однако влияние вихрей по типу Тейлора–Гёртлера на интенсификацию теплообмена в такой постановке задачи потока изучены недостаточно, что обуславливает актуальность данной работы.

Экспериментальный стенд для исследования аэродинамических характеристик основан на измерении при помощи методов лазерной доплеровской анемометрии. Принципиальная схема экспериментального стенда по исследованию аэродинамики в кольцевом канале представлена на рис. 1.

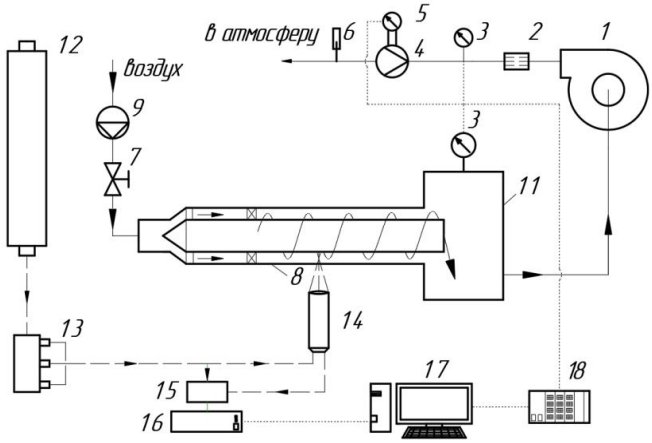


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – вентилятор; 2 – устройство подготовки потока; 3 – датчик давления; 4 – нормальная диафрагма; 5 – датчик дифференциального давления; 6 – датчик температуры; 7 – ирисовый клапан; 8 – модель кольцевого канала; 9 – генератор дыма; 11 – резервуар; 12 – ионный лазер; 13 – трансмиттер; 14 – оптический зонд; 15 – фотодетектор; 16 – процессор BSA; 17 – компьютер оператора; 18 – система сбора данных

Исследуемый кольцевой канал образован внутренней поверхностью диаметром d_1 = = 130 мм и внешней диаметром d_2 = 172 мм. Длина канала L = 1000 мм. Модель кольцевого канала оснащена аксиально-лопаточным закручивателем с 22-мя поворотными лопастями, которые могут изменять угол закрутки потока φ от 0° до 90°.

Численное моделирование осуществлялось в трехмерной постановке с использованием программного комплекса ANSYS Fluent с моделью турбулентности Shear Stress Transport k-ω и поправкой на кривизну линий тока. Верификация результатов численного моделирования аэродинамики и теплоотдачи осуществлялась на опытных данных, полученных на физической модели прямого кольцевого канала с аналогичными геометрическими размерами.

По результатам исследований выяснилось, что вторичные течения при закрутке потока в кольцевых каналах с неподвижными поверхностями могут формироваться при определенных условиях. Устойчивое формирование вторичных вихрей наблюдалось при следующих параметрах: $Re_{вх}$ = 1629, $Ta_{вх} = 2 \cdot 10^5$, φ = 75° (рис. 2).

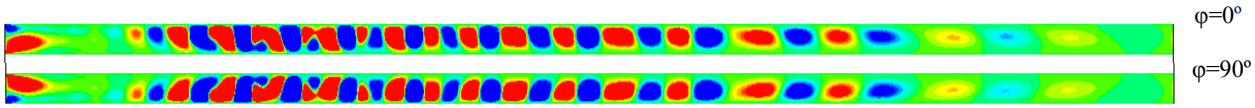


Рис. 2. Распределение радиальной составляющей скорости при $Re_{вх}$ = 1629, $Ta_{вх} = 2 \cdot 10^5$, φ = 75°

Вблизи криволинейных поверхностей или при сильной закрутке потока массовые силы могут создавать неоднородность в поле течения. Были рассмотрены и другие начальные условия на возникновение вторичных течений, которые приведены на рис. 3.

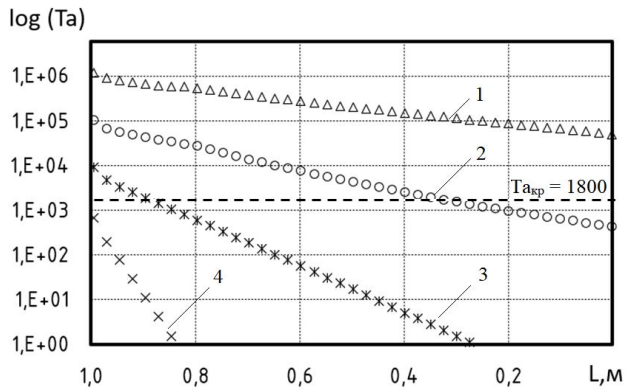


Рис. 3. Распределение числа Тейлора по длине кольцевого канала: 1 – $Re_{вх}$ = 5152, $Ta_{вх} = 2 \cdot 10^6$, φ = 75°; 2 – $Re_{вх}$ = 1629, $Ta_{вх} = 2 \cdot 10^5$, φ = 75°; 3 – $Re_{вх}$ = 515, $Ta_{вх} = 2 \cdot 10^4$, φ = 75°; 4 – $Re_{вх}$ = 163, $Ta_{вх} = 2 \cdot 10^3$, φ = 75°

Можно отметить, что для случая с начальными параметрами $Re_{вх} = 1629$, $Ta_{вх} = 2 \cdot 10^5$, $\varphi = 75^\circ$ характерно следующее: на начальном участке кольцевого канала происходит потеря устойчивости, которая приводит к образованию вторичных вихрей по типу вихрей Тейлора, при этом происходит процесс самоорганизации течения в пространстве кольцевого канала. При уменьшении локального среднего значения числа Тейлора $Ta \approx 1800$ происходит постепенное вырождение вторичного течения. Данная физика процесса хорошо согласуется с результатами других авторов, которые изучали формирование вторичных вихрей при вращении поверхности кольцевого канала. Однако в данном случае из-за отсутствия постоянной вращательной силы по длине кольцевого канала интенсивность вторичных течений снижается по длине за счет раскрутки потока и увеличения осевой составляющей скорости. На рис. 4 показана визуализация вторичного течения в кольцевом канале при закрутке потока с неподвижными поверхностями кольцевого канала при помощи метода лазерного ножа.

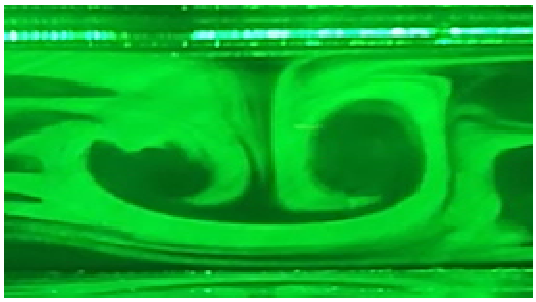


Рис. 4. Визуализация вторичного течения в кольцевом канале при закрутке потока с неподвижными поверхностями кольцевого канала при помощи лазерного ножа

Из изложенного выше следует, что при определенных условиях в кольцевом канале с аксиально-лопаточным завихрителем могут образовываться тороидальные вторичные вихри, подобные вихрям Тейлора. При этом, как показано в предыдущих работах, вторичные вихри могут значительно влиять на интенсификацию теплообмена. Дальнейшие исследования позволят определить оптимальные параметры начальной закрутки для управления образованием вторичных течений в кольцевых каналах с неподвижными поверхностями

Обозначения

$D_г$ – гидравлический диаметр кольцевого канала, м; φ – угол закрутки потока, $^\circ$; $\overline{w_\varphi}$ – среднее значение тангенциальной составляющей скорости, м/с; $\overline{w_z}$ – среднее значение осевой составляющей скорости, м/с; R_1 – внутренний радиус кольцевого канала, м; ν – кинематическая вязкость, м^2/с; j – центростремительное ускорение; l – характерная длина; $\nu_{эфф}$ – эффективная кинематическая вязкость; Ω_1, Ω_2 – угловая скорость вращения внутреннего и внешнего цилиндров соответственно.

Литература

1. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980.

2. McCormack P. D. Welker H., Kelleher M. Taylor–Goertler vortices and their effect on heat transfer // J. of Heat Transfer. 1970. Vol. 92, № 1. P. 101–112.

3. Fénot M. [et al.] A review of heat transfer between concentric rotating cylinders with or without axial flow // Int. J. of Thermal Sciences - INT J THERM SCI. 2011. Vol. 50. P. 1138–1155.

4. Wimmer M. Taylor vortices at different geometries // Physics of Rotating Fluids : Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2000. Vol. 549. P. 194–212.

5. Andereck C. D., Liu S. S., Swinney H. L. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders // J. of Fluid Mechanics. 1986. Vol. 164. P. 155–183.

6. Леухин Ю. Л., Панкратов Е. В., Карпов С. В. Исследование аэродинамики и теплоотдачи сужающихся кольцевых каналов с закрученным течением потока // Вестн. Череповецкого гос. ун-та. 2018. № 1 (82). С. 34–39.

УДК 536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО СМЕШЕНИЯ ПРИ ВДУВЕ ГАЗОКАПЕЛЬНОЙ СТРУИ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОПЕРЕЧНЫЙ ПОТОК

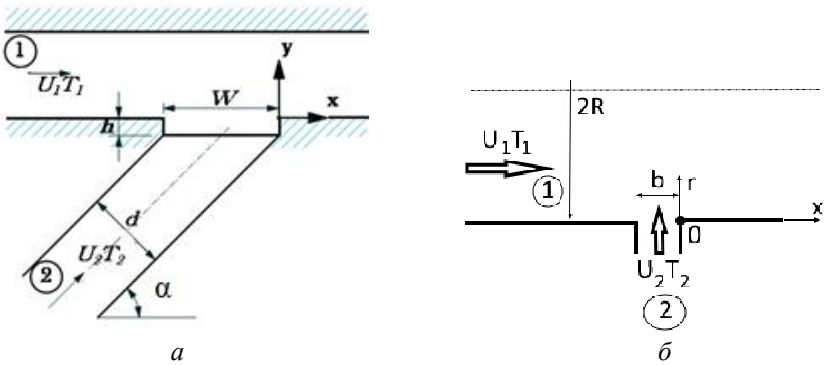
М. А. Пахомов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Выполнен численный анализ структуры течения и тепловой эффективности пристенной газокапельной завесы, вдуваемой через наклонные отверстия в поперечную к потоку траншею. Расчет выполнен с использованием осесимметричных и 3D RANS уравнений в следующих диапазонах параметров двухфазного потока: начальный размер капель $d_1 = 0-20$ мкм и их массовая концентрация $M_{L1} = 0-0.05$. Турбулентность газа моделируется с применением модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений с учетом двухфазности течения. Наличие испаряющихся капель жидкости, даже при относительно небольших массовых концентрациях, не превышающих 5% от массы вторичного потока, приводит к тому, что эффективность завесы может вырасти более чем в два раза по сравнению со вдувом однофазного охладителя. При этом область интенсификации охлаждения распространяется на большие расстояния и, что особенно важно для практических целей, данный эффект растет по мере удаления от места вдува.

Ключевые слова: *газокапельная пристенная струя, вдуваемая через отверстия в траншее, радиальная щелевая газокапельная струя.*

Введение. Непрерывное повышение температуры газа перед турбиной является основным способом роста тепловой эффективности и мощности энергетической установки [1, 2]. Вдув потока охладителя под углом или по нормали к оси канала при наличии основного сносящего потока широко применяется для интенсификации процесса смешения и тепловой защиты элементов энергетического оборудования авиационных и ракетных двигателей [3]. Поэтому исследование характера газодинамического взаимодействия и смешения таких пристенных струй, вдуваемых в цилиндрический канал нормально к его оси, имеет большой научный и практический интерес. Одним из эффективных способов, позволяющим получить существенное повышение тепловой защиты стенки, а также улучшить равномерность распределения в трансверсальном направлении, является подача охладителя через отверстия в поперечную траншею [4] (рис. 1, *а*). В литературе представлено несколько работ по радиальному вдуву по нормали к оси трубы, но только для однофазного воздушного потока через плоский щелевой канал или отверстие при наличии поперечного сносящего основного потока [5] (рис. 1, *б*). Организация пристенных двухфазных газокапельных завес – эффективный способ увеличения тепловой эффективности [3, 6, 7].



а *б*

Рис. 1. Схема развития пристенной газокапельной струи при вдуве через круглое отвертстие в траншее (*а*) и вдув газокапельной струи по нормали к основному потоку (*б*): *1* – основной поток нагретого газа, *2* – вторичный газокапельный поток охладителя.

Целью настоящей работы является проведение численного исследования локальной структуры и тепловых характеристик газокапельных струй, вдуваемых под углом в поперечную траншею и по нормали к оси канала.

Математическая модель. Для описания динамики двухфазного потока используются осесимметричные и 3D RANS уравнения, записанные с учетом двухфазности течения и процесса испарения капель [3]. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров подход с учетом влияния испарения капель на процессы переноса в газе, котором для обеих фаз применяются уравнения одного типа и единый численный алгоритм. Для моделирования турбулентности газа применялась эллиптическая модель переноса компонент рейнольдсовых напряжений [9].

Результаты численного анализа и их обсуждение. Результаты численных исследований параметра тепловой эффективности $\eta = \left(T_W^* - T_1\right) / \left(T_2 - T_1\right)$ по влиянию добавления испаряющихся частиц воды на величину тепловой эффективности газокапельной завесы при вдуве через наклонные цилиндрические отверстия в поперечную траншею показаны на рис. 2. Здесь T_W^*, T_1 и T_2 – температуры адиабатной стенки, основного нагретого потока и вдуваемого потока охладителя соответственно. Тепловая эффективность пристенной завесы – основной безразмерный параметр для оценки степени охлаждения стенки. Пунктир на рис. 2 – расчет для однофазной пристенной завесы в траншее.

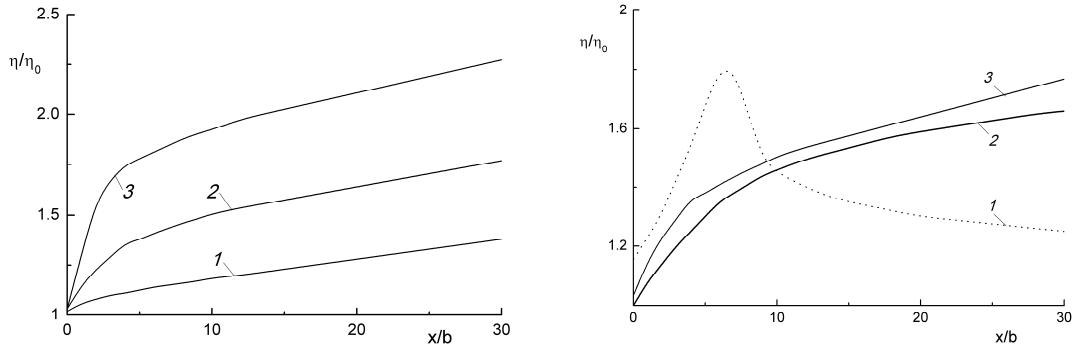
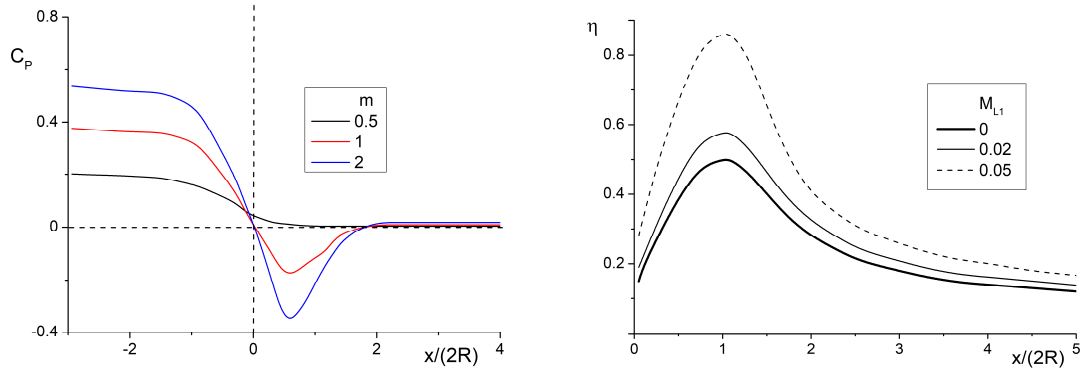


Рис. 2. Влияние массовой концентрации капель воды (*а*) и их начального диаметра на тепловую эффективность пристенной двухфазной завесы при вдуве в траншею по длине канала: (*а*): *1* – M_{L1} = 0.01, *2* – 0.02, *3* – 0.05; (*б*): *1* – d_1 = 5 мкм, *2* – 10, *3* – 20. Re_1 = 4400, U_1 = 30 м/с, U_2 = 11.7 м/с, b = 3.2 мм, T_1 = 373 K, T_2 = 293 K, m = 0.5, d_1 = 10 мкм, $\alpha = 30^0$

Наличие жидкой фазы даже при относительно небольших массовых концентрациях, не превышающих 5% (см. рис. 2), приводит к тому, что эффективность завесы может вырасти более чем в два раза по сравнению со вдувом однофазного охладителя, причем эффект интенсификации охлаждения растет по мере увеличения концентрации капельной фазы в струе. Отметим, что в случае организации вдува в траншею динамика дисперсной фазы становится значительно более сложной, чем при подаче двухфазного потока через кольцевую тангенциальную щель [8]. Самые мелкие капли (d_1 = 5 мкм) хорошо вовлекаются в движение газа и выносятся из траншеи и попадают в пристенную зону. Такие капли испаряются очень быстро ввиду их малого размера, поэтому они дают наибольший эффект охлаждения защищаемой стенки, но на малом расстоянии от кромки траншеи. Более крупные частицы (d_1 = 10 мкм) также хорошо вовлекаются в движение газового потока в траншее и выносятся из нее. За счет большего размера они испаряются менее интенсивно и поэтому дают меньший испарительный эффект, но на большей длине. Самые крупные исследованные в работе капли (d_1 = = 20 мкм) практически не попадают на защищаемую поверхность, они находятся и испаряются в основном в поперечной траншее.

Распределения коэффициента давления $C_P = \left(P_W - P_{atm}\right) / \left(0.5\rho_1 U_1\right)$ приведены на рис. 3, *а* при вариации параметра вдува m. Здесь P_W, P_{atm}, ρ_1 и U_1 – статическое давление на стенке трубы, атмосферное давление, плотность и среднерасходная скорость потока в основном потоке. Рост параметра вдува $m = \rho_2 U_2/(\rho_1 U_1)$ вызывает увеличение давления перед сечением вдува радиальной двухфазной струи (до 1.5 раз). При этом также увеличивается степень разрежения за сечением подачи вторичной радиальной струи (до 1.4 раз). Рост параметра m приводит к увеличению длины рециркуляционной области течения. Вдув пристенной газокапельной струи по нормали к оси канала (щелевой вдув) вызывает существенный рост величины тепловой эффективности (рис. 3, *б*). Этот эффект увеличивается с ростом начальной массовой концентрации капель воды и достигает 1.7 раз при $M_{L1} = 0.05$.



а *б*

Рис. 3. Распределения коэффициента давления C_P и тепловой эффективности η при вдуве радиальной щелевой газокапельной струи. $2R$ = 100 мм, $\text{Re}_1 = 6.5\cdot10^4$, U_1 = 15 м/с, b = 5 мм, T_1 = 373 K, T_2 = 293 K. (*а*): $M_{L1} = 0.05$, $\text{Re}_2 = (2–7.8)\cdot10^3$; (*б*): $m = 1$, $\text{Re}_2 = 3.9\cdot10^3$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 24-29-00038).

Литература

1. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. – 240 с.

2. Гиршович Т. А. Турбулентные струи в поперечном потоке. М.: Машиностроение, 1993. – 251 с.

3. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. Droplet-laden mist film cooling effectiveness of cylindrical holes embedded in a transverse trench // J. Eng. Thermophys. 2018. Vol. 27, No. 4. P. 387–398.

4. Bunker R. S. A review of shaped hole turbine film cooling technology // Trans. ASME J. Heat Transfer. 2005. Vol. 127. P. 441–453.

5. Терехов В. И., Мшвидобадзе Ю. М. Аэродинамика и сопротивление цилиндрического канала при вдуве в него радиальной струи // Теплофизика и аэромеханика. 2000. Т. 7, № 1. С. 69–77.

6. Васильев А. А., Репухов В. М. К расчету двухфазной тепловой завесы на адиабатической стенке // Пром. теплотехника. 1981. Т. 3, № 6. С. 12–19.

7. Терехов В. И., Шаров К. А., Шишкин Н. Е. Экспериментальное исследование смешения газового потока с пристенной газокапельной струей // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6, № 3. С. 331–340.

8. Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J. Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // Flow, Turbulence Combustion. 2008. Vol. 81. P. 395–410.

УДК 621.45.022: 544.015.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРАКЦИОННОЙ РАЗГОНКИ АВИАЦИОННЫХ ТОПЛИВ С ПОМОЩЬЮ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПЕНГА–РОБИНСОНА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧАМ РАСЧЕТНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ГТД

А. М. Савельев, В. А. Савельева, С. А. Торохов

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова, г. Москва, Россия

Проведено моделирование фракционной разгонки авиационных топлив с применением уравнения Пенга–Робинсона и современных многокомпонентных суррогатов авиационного топлива. Выделен суррогат, кривая разгонки которого в наибольшей степени согласуется с дистилляционной кривой топлива Jet A.

Ключевые слова: *камера сгорания, моделирование, суррогаты, фракционная разгонка.*

Повышение топливной эффективности авиационных ГТД остается в числе наиболее приоритетных задач дальнейшего развития авиационной техники гражданского назначения. В последние годы необходимость повышения топливной эффективности диктуется не только соображениями конкурентоспособности, но и тенденциями, сформировавшимися в природоохранной деятельности в связи с потребностями декарбонизации воздушного транспорта. В качестве одного из механизмов декарбонизации воздушного транспорта в ИКАО рассматривается совершенствование авиационных технологий и, в частности, повышение топливной эффективности. Выполнение требований ИКАО о повышении топливной эффективности представляет для разработчиков ГТД весьма сложную проблему, поскольку повышение топливной эффективности подразумевает увеличение степени сжатия и температуры газов перед турбиной, а, следовательно, рост температуры в камере сгорания и увеличение эмиссии NOx. Преодоление противоречия между необходимостью повышения параметров рабочего цикла ГТД и ограничением эмиссии NOx связывается, главным образом, с внедрением малоэмиссионных камер сгорания (МЭКС). Опыт разработки МЭКС показал, что создать камеру сгорания, которая отличалась бы не только высокой экономичностью и низким уровнем эмиссии NOx, но и удовлетворительными срывными характеристиками, а также приемлемой полнотой сгорания на режиме малого газа, весьма проблематично и всегда связано с анализом большого количества разных вариантов конструкции горелочного устройства, включая проведение соответствующих стендовых испытаний. Сократить сроки разработки МЭКС можно, если дополнить стендовую отработку МЭКС цифровыми экспериментами, которые, как показывает опыт, позволяют получить достаточно полное представление о рабочем процессе в камере сгорания.

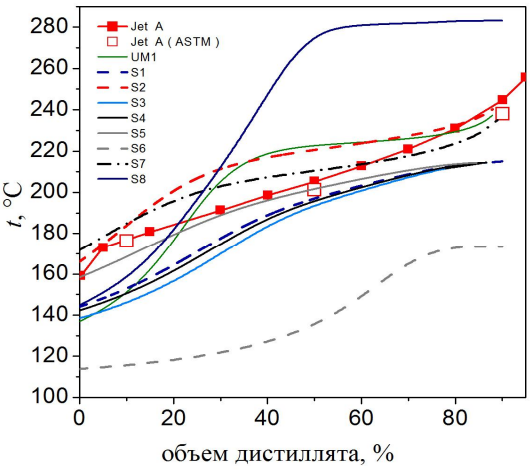
Центральным элементом цифровых моделей рабочего процесса в камерах сгорания ГТД является суррогат авиационного топлива, имитирующий его физико-химические свойства. К новому поколению суррогатов предъявляются повышенные требования по соответствию физико-химическим свойствам авиационного топлива. Суррогаты нового поколения должны соответствовать топливу по отношению H/C, цетановому числу, индексу сажеобразования и другим свойствам [1]. Значительное внимание при разработке современных суррогатов уделяется и тестированию суррогатов на дистилляционных кривых топлив [2–6]. Связано это с тем, что дистилляционная кривая топлива рассматривается как комплексный показатель его летучести – характеристики, значительно влияющей как на испарение капель, так и химический состав горючей смеси в межкапельном объеме. Нужно отметить, что в литературе предлагаются специализированные суррогаты, ориентированные на описание летучести авиационных топлив. Эти суррогаты хорошо воспроизводят дистилляционную кривую,

однако они, как правило, громоздки. Например, суррогат, предложенный в работе [5], содержит 24 компонента. Подобные суррогаты проблематично использовать в цифровых экспериментах с МЭКС, в которых, помимо подготовки топливовоздушных смесей, моделируется и горение. Опыт моделирования показывает, что число компонентов в суррогате целесообразно ограничить 4–6. В противном случае проведение численных экспериментов связано с очень высокими вычислительными затратами.

Задача настоящей работы состояла в моделировании фракционной разгонки ряда современных суррогатов нового поколения с ограниченным числом компонентов. Разработчики комплексных суррогатов при моделировании разгонки применяют закон Рауля (см., например, [2–5]), корректно описывающий парожидкостное равновесие лишь в системах, в которых паровая фаза может рассматриваться как идеальный газ, а жидкая фаза – как идеальный раствор. Однако реальное топливо состоит из компонентов с весьма разными молекулярными свойствами, поэтому более адекватным является подход, базирующийся на уравнениях состояния, учитывающих отличие паровой фазы от смеси идеальных газов, а жидкой фазы – от идеального раствора. В настоящей работе для расчетов дистилляционных кривых было применено уравнение Пенга–Робинсона, которое находит широкое применение при анализе углеводородных систем. Для моделирования фракционной разгонки был разработан программный код, ядром которого является flash-алгоритм решения задачи о парожидкостном равновесии. Для данного алгоритма была выбрана классическая схема вложенных итераций, в которой во внутренних итерациях решается уравнение Речфорда–Рэйса для мольной доли паровой фазы, а во внешних – уточняется состав паровой и жидкой фаз. Составной частью кода является также база данных (БД) теплофизических свойств индивидуальных углеводородов и утилита для расчета коэффициентов парного взаимодействия. Как и в БД REFPROP NIST, расчет данных коэффициентов осуществляется с применением корреляции из работы [7]. Для верификации решателя привлекалось свободно распространяемое программное обеспечение DWSIM. Было проведено моделирование фракционной разгонки для следующих 9 суррогатов нового поколения, предложенных в литературе, у которых отношение H/C близко к 1,95–1,96:

UM1: додекан/изоцетан/метилциклогексан/толуол = 38,44/14,84/23,36/23,36 [2];
S1: додекан/изооктан/пропилбензол/1,3,5–триметилбензол = 40,4/29,5/22,8/7,3 [8];
S2: додекан/изооктан/изоцетан/декалин/толуол = 37,06/1,95/20,59/14,49/25,91 [9];
S3: додекан/изооктан/пропилбензол/1,3,5–триметилбензол = 36,1/33,3/28,9/1,6 [8];
S4: додекан/изооктан/пропилбензол/1,3,5–триметилбензол = 38,9/31,3/17,7/12,1 [8];
S5: додекан/изооктан/1,3,5–триметилбензол = 49/21/30 [6];
S6: декан/изооктан/метилциклогексан/толуол = 29,8/16,8/31,6/21,9 [10];
S7: додекан/изоцетан/декалин/толуол = 38,7/11/28,9/21,4 [3];
S8: гексадекан /изооктан/1,3,5–триметилбензол = 36,5/31/32,5 [6].

На рисунке показаны кривые разгонки выбранных суррогатов, полученные расчетным путем в сравнении с кривыми разгонки топлива Jet A [11]. Наихудший результат, с точки зрения соответствия топливу Jet A, показал суррогат S6. Температура начала его кипения равна 115 °C, а температура конца кипения – 174 °C, что заметно ниже по сравнению с топливом Jet A. По характеристикам разгонки суррогат S6 ближе к автомобильному бензину зимних марок, чем к авиатопливам. Кривые разгонки суррогатов S1, S3 и S4 из работы [8] близки, потому что они схожи по своему химическому составу. Эти суррогаты по сравнению с суррогатом S6 выкипают при более высоких температурах. Однако, как и суррогат S6, а также суррогат S5, они не согласуются с кривыми разгонки авиатоплива даже качественно. На кривых разгонки авиатоплива можно выделить три характерные области дистилляции, следующие друг за другом с возрастанием температуры: область слабой отгонки, область интенсивной отгонки и затем, при температурах 240–270 °C, вновь область слабой отгонки.



Кривые фракционной разгонки

Как видно из дистилляционных кривых суррогатов S1, S3, S4, S5, интенсивность их разгонки с ростом температуры сначала уменьшается, а затем возрастает, что качественно противоречит характеру разгонки топлива Jet A. Качественно правильно воспроизводят разгонку топлив Jet A суррогаты UM1, S2 и S7.

Наименьшие погрешности относительно кривой разгонки топлива Jet A имеет суррогат S7: 6% при 10% отгона, 2,5% при 50% отгона и 7% при 90% отгона. Следует отметить, что суррогат S7 неплохо воспроизводит характеристики горения паров топлива Jet A в смесях с воздухом [3]. Поэтому для численных экспериментов с МЭКС можно рекомендовать именно этот суррогат. Компоненты, из которых состоит суррогат S7: додекан, изоцетан, декалин и толуол, можно выделить как наиболее перспективные для построения в будущем комплексных суррогатов, описывающих как химические, так и физические свойства топлива Jet A, включая его дистилляционную кривую.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 24-29-00152)

Литература

1. Матвеев С. Г. Разработка компонентного состава суррогата авиационного керосина для моделирования рабочего процесса камеры сгорания газотурбинного двигателя // Вестн. Самарского ун-та. 2019. Т. 18, № 1. С. 78–87.

2. Kim D., Martz J., Violi A. A surrogate for emulating the physical and chemical properties of conventional jet fuel // Combust. Flame. 2014. Vol. 161. P. 1489–1498.

3. Kim D., Martz J., Abdul-Nour A., Yu X., Jansons M., Violi A. A six-component surrogate for emulating the physical and chemical characteristics of conventional and alternative jet fuels and their blends // Combust. Flame. 2017. Vol. 179. P. 86–94.

4. Yi R., Chen X., Chen C. P. Surrogate for emulating physicochemical and kinetics characteristics of RP‑3 aviation fuel // Energy Fuels. 2019. Vol. 33. P. 2872–2879.

5. Luo L., Liu Y.C. Variation of gas phase combustion properties of complex fuels during vaporization: comparison for distillation and droplet scenarios // Proceed. Combust. Institute. 2021. Vol. 38. P. 3287–3294.

6. Sang Hee Won et al. Reconstruction of chemical structure of real fuel by surrogate formulation based upon combustion property targets // Combust. Flame. 2017. Vol. 183. P. 39–49.

7. Nishiumi H. et al. Generalization of the binary interaction parameter of the Peng–Robinson equation of state by component family // Fluid Phase Equilibria. 1988. Vol. 42. P. 43–62.

8. Dooley S., Won S. H., Heyne J., Farouk T. I., Ju Y. The experimental evaluation of a methodology for surrogate fuel formulation to emulate gas phase combustion kinetic phenomena // Combust. Flame. 2012. Vol. 159. P. 1444–1466.

9. Yu W. et al. An optimization method for formulating model-based jet fuel surrogate by emulating physical, gas phase chemical properties and threshold sooting index (TSI) of real jet fuel under engine relevant conditions // Combust. Flame. 2018. Vol. 193. P. 192–217.

10. Dooley S., Heyne J., Won S. H., Dievart P., Ju Y., Dryer F.L. Importance of a cycloalkane functionality in the oxidation of a real fuel // Energy Fuels. 2014. Vol. 28. P. 7649–7661.

11. Edwards T. Reference Jet Fuels for Combustion Testing // AIAA 2017-0146.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АДСОРБЦИОННОГО БЛОКА КОМПЛЕКСНОЙ ОЧИСТКИ ПРИРОДНОГО ГАЗА ОТ CO_2 С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ CFD

А. А. Сидоров[1,2], А. В. Степанов[1]

[1]АО «Криогенмаш», г. Балашиха, Россия
[2]НИУ «Московский энергетический институт», г. Москва, Россия

В работе рассматривается классический блок комплексной очистки (БКО) природного газа, основанный на процессе короткоцикловой адсорбции (КЦА). Разработана математическая модель, включающая уравнения Навье–Стокса для сжимаемой смеси газов, уравнение баланса компонентов, учитывающее пористую среду и интенсивность поглощения. В качестве первого приближения применяется уравнение Ленгмюра для многокомпонентной адсорбции. Природный газ моделируется расширенным составом из 9 поглощаемых компонентов. Разработанная математическая модель интегрирована в расчетный CFD-пакет и реализована в виде специального расчетного модуля. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных. Показано хорошее согласование в области проскоковых концентраций CO_2. Сделан вывод о возможности применения разработанной модели для проведения оценок процесса адсорбции при очистке природного газа от CO_2.

Ключевые слова: *адсорбция, КЦА, диоксид углерода, CFD, теплообмен, моделирование.*

Введение. Природный газ (ПГ) представляет собой сложную смесь газов переменного состава, в которой помимо углеводородов метанового ряда присутствуют сторонние примеси, такие как пары воды, сернистые соединения, кислород, ртуть, диоксид углерода и пр. Для производства сжиженного природного газа (СПГ) устанавливаются строгие ограничения по очистке сырья, так, например, согласно [1] содержание CO_2 в магистральном газе (МГ) не должно превышать 40 000 ppm (значение получено путем пересчета по низшей теплоте сгорания), а в сжимаемом газе – 20–200 ppm. Такие жесткие требования по очистке ПГ от CO_2 обусловлены условиями эксплуатации ожижителей ПГ – при конденсации CO_2 переходит в твердое состояние, что препятствует транспортировке жидкости по трубам, снижает срок службы трубопроводов из-за коррозии, а при попадании в проточную часть турбодетандеров может вызывать разрушение проточной части.

Традиционно выделяют по меньшей мере два подхода к очистке ПГ от примесей [2] диоксида углерода (CO_2): абсорбционный с применением алканоламинов (аминовая очистка) и адсорбционная с применением твердых адсорбентов. Каждый из заявленных вариантов активно применяется для решения поставленных задач, но, как и любые технологии, имеет преимущества и недостатки.

Основная цель настоящей работы заключается в проверке методики моделирования процесса адсорбции CO_2 с применением расчетного пакета, реализующего методы конечных объемов CFD (computational fluid dynamics) из ПГ путем сравнения расчетных данных с известными экспериментальными сторонних авторов.

Постановка задачи. Рассматривается нестационарный процесс адсорбции CO_2 из ПГ сложного состава в трехмерной постановке с учетом тепловыделения.

В общем виде термогазодинамика математически описывается системой уравнений Навье–Стокса для сжимаемого газа, включающей в себя уравнения неразрывности, движения и энергии [3], которая в свою очередь дополняется уравнением баланса массы компонентов с учетом пористости среды и интенсивности адсорбции:

$$-D_{z,i}\frac{\partial^2 C_i}{\partial x_i^2}+\frac{\partial\left(u_i C_i\right)}{\partial x_i}+\frac{\partial C_i}{\partial t}+\left[\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\right]\frac{\partial q_i}{\partial t}=0,$$

где ε – пористость; $D_{z,i}$ – коэффициент дисперсии, м.

Для определения интенсивности адсорбции используется следующее уравнение, приведенное в [4]:

$$\rho_s \frac{\partial q_i}{\partial t} = k_i a \left(C_i - C_i^p \right),$$

здесь q_i – концентрация адсорбата, моль/кг; C_i, C_i^p – концентрации газа в свободном объеме и адсорбированного газа, кг/м^3; $k_i a$ – осредненный удельный коэффициент массообмена, 1/с; ρ_s – плотность вещества, кг/м^3.

Концентрация адсорбированного газа в качестве первого приближения определяется уравнением Лэнгмюра для многокомпонентной адсорбции [4]:

$$q_i = \frac{q_s K_i C_i}{1 + \sum_{j=1}^{n} K_j C_j},$$

здесь q_i – сорбционная емкость, моль/кг, q_S – максимальная сорбционная емкость, моль/кг; K – постоянная равновесия.

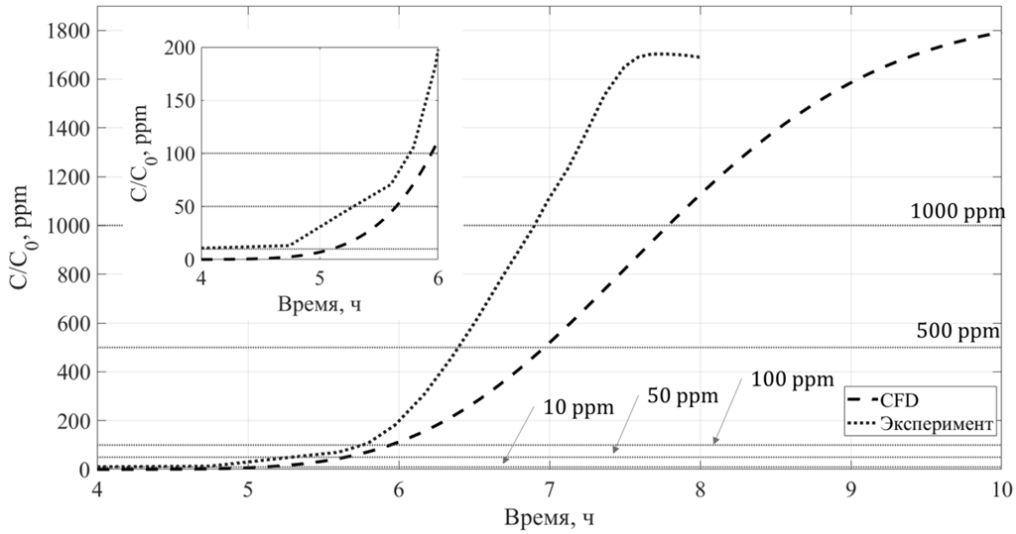
Адсорбер представляет собой колонну, имеющую длину L = 3.4 м и диаметр D = 1.4 м. Рассматриваемый в работе ПГ состоит из 9 компонентов, концентрации указаны в об.%: метан – 96.295, этан – 1.620, пропан – 0.460, бутаны – 0.150, пентаны – 0.025, гексаны – 0.007, азот – 1.240, кислород – 0.012, CO_2 – 0.191). На входе в колонну задается давление P = = 3.57 МПа, скорость потока u = 0.005 м/с и начальная температура T = 298 К. В качестве адсорбента применяется цеолит NaX, имеющий диаметр гранул 1.6 мм и динамическую сорбционную емкость 7 см^3/г.

Результаты. В таблице представлены результаты расчета и экспериментальные данные. Видно, что в области до 500 ppm отклонение расчетных и экспериментальных данных не превышает 8%, что можно считать хорошим согласованием ввиду принятых допущений.

Расчетные и экспериментальные значения

Концентрация CO_2 на выходе из колонны, ppm	Время, ч		
	Расчет	Эксперимент	Отклонение, %
10	5.15	4.74	7.96
50	5.63	5.21	7.46
100	5.94	5.79	2.53
500	6.96	6.37	8.48
1000	7.78	6.89	11.44

На рисунке показаны две выходные кривые – расчетная и экспериментальная. Видно хорошее согласование данных в области проскоковых концентраций (от 20 до 200 ppm) и прогрессирующее расхождение в области высоких концентраций. Это объясняется применением упрощенной модели адсорбции, основанной на большом количестве допущений, а также переменным составом ПГ, поступающего в адсорберы в эксперименте. Для уменьшения количества допущений требуется переход к иным моделям адсорбции, а также дополнительные, более точные, экспериментальные данные.



Выходные кривые концентрации CO_2 в зависимости от времени. На врезке – фрагмент в области проскоковых значений

Выводы

1. Разработана и интегрирована в расчетный пакет модель нестационарной адсорбции в трехмерном приближении.
2. В области проскоковых концентраций по CO_2 (до 200 ppm) модель показала хорошее согласование с экспериментальными данными и может применяться как первичный инструмент.
3. Отклонение расчетных и экспериментальных данных может быть объяснено тем, что в качестве первого приближения используется модель Ленгмюра для многокомпонентной адсорбции, имеющая существенные ограничения и допущения. В дальнейшем планируется переход к моделям более высокого порядка.

Литература

1. ГОСТ 51.40–93 «Газы горючие природные, поставляемые и транспортируемые по магистральным газопроводам. Технические условия».
2. Широкова Г. С., Елистратов М. В. Комплексная очистка природного газа для получения СПГ // Транспорт на альтернативном топливе. 2011. № 2 (20).
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: в 10 т. Т. 6. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2015.
4. Nouh S. A., Lau K. K., Shariff A. M. Modeling and simulation of fixed bed adsorption column using integreated CFD approach // J. of Applied Sciences. 2010. Vol. 10 (24). P. 329–323.

УДК 536.24

ПРИМЕНЕНИЕ СТРАТЕГИЧЕСКИХ ЦИФРОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ПРИРОДНЫХ И ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Н. Н. Смирнов

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Информационные технологии – это не только системы телекоммуникаций, хранения, обработки информации и принятия решений. Стратегические информационные технологии определяются созданием в государстве взаимоувязанной триады – инфраструктуры суперкомпьютеров и сетей, программных систем моделирования сложных технологических, природных, физиологических, экономических и социальных процессов, а также технологии использования этих двух компонент в повседневной деятельности ученых, конструкторов, технологов, врачей, экономистов, управленцев, нацеленной на достижение стратегических национальных приоритетов.

В докладе приводятся примеры задач, нуждающихся в проведении предсказательного вычислительного моделирования:

– Глобальные процессы во Вселенной: образование сверхновых, взаимодействия молекулярных облаков.

– Экология околоземного космического пространства, обеспечение безопасности полетов.

– Моделирование процессов в энергоустановках и в двигателях различных типов.

– Моделирование эффективности мер пожаро- взрывобезопасности.

– Предсказательное моделирование транспортных потоков, оценка эффективности различных стратегий регулирования.

УДК 536.24

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ СЛОЯ ДРЕВЕСНО-УГОЛЬНОЙ СМЕСИ

С. В. Сыродой, Г. В. Кузнецов, М. В. Пурин

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Приведены результаты теоретических исследований процесса воспламенения слоя частиц древесноугольного смесевого топлива при высокотемпературном нагреве в окислительной среде. Представлена новая, отличная от известных, математическая модель процесса воспламенения. При моделировании учитывалась подробная кинетическая схема реакции газообразных продуктов термического разложения угля с кислородом воздуха. Апробация математической модели проводилась путем сравнительного анализа теоретических и экспериментальных значений времен задержки воспламенения. Был проанализирован широкий диапазон условий нагрева, которые потенциально могут привести к твердофазному воспламенению. Результаты исследований показали, что даже в условиях максимально возможного содержания кислорода в исходном угле твердофазное воспламенение угольных частиц при интенсивном нагреве не происходит.

Ключевые слова: *древесина, уголь, воспламенение, горение, математическое моделирование.*

Использование древесно-угольных топлив – одно из перспективных направлений развития топливной энергетики [1]. Авторами [2] установлено, что при сжигании смесевого топлива образуется значительно меньше оксидов серы. Как правило, такой синергетический эффект объясняется тем, что часть угольной компоненты (основного источника SO_x) «вытесняется» древесиной. Также проведенные ранее исследования [2] показали, что при совместном сжигании древесины и угля существенно сокращаются выбросы диоксида углерода в атмосферу, при этом коэффициент полезного действия котельного агрегата не снижается.

Применение биомассы в качестве одной из компонент топлива может существенно расширить сырьевую базу тепловых электрических станций [3] и повысить маневренность котельных агрегатов. На настоящее время разработано несколько концепций совместного сжигания угля и биомассы: в пылевидном состоянии [3], в циркулирующем кипящем слое [4] и слоевое сжигание [5]. Для создания эффективной технологии сжигания древесно-угольного топлива необходима разработка математической модели процесса воспламенения. Цель этой работы – разработка математической модели процесса воспламенения и горения слоя древесно-угольного топлива, описывающей весь комплекс теплофизических и термохимических процессов, протекающих совместно в условиях высокотемпературного воздействия.

Математическая модель процесса зажигания состоит из следующей системы уравнений:
уравнение энергии для слоя топлива

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+Ho\left(\frac{\partial U_g\theta}{\partial R}+\frac{\partial V_g\theta}{\partial Z}\right)+\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{A_c}{M_c^2}\frac{\partial\theta}{\partial\tau}\right)=\frac{K_R^2}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(RA_c\frac{\partial\theta}{\partial R}\right)+\frac{\partial}{\partial Z}\left(A_c\frac{\partial\theta}{\partial Z}\right)+Po,$$

уравнение энергии для газовой среды

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+Ho\left(\frac{\partial U_g\theta}{\partial R}+\frac{\partial V_g\theta}{\partial Z}\right)+\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{A_g}{M_g^2}\frac{\partial\theta}{\partial\tau}\right)=\frac{K_R^2}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(RA_g\frac{\partial\theta}{\partial R}\right)+\frac{\partial}{\partial Z}\left(A_g\frac{\partial\theta}{\partial Z}\right)+Po,$$

уравнение движения для газовой среды

$$\frac{1}{Sh}\frac{\partial\Omega}{\partial\tau}+\frac{\partial U_g\Omega}{\partial R}+\frac{\partial V_g\Omega}{\partial Z}=\frac{1}{Re}\left[\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial\Omega}{\partial R}\right)+\frac{\partial^2\Omega}{\partial Z^2}-\frac{\Omega}{R^2}\right]+Ri\frac{\partial\theta}{\partial R},$$

$$\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial \Psi}{\partial R}\right)+\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2}-\frac{2}{R}\frac{\partial \Psi}{\partial R}=-\Omega R,$$

уравнение пьезопроводности

$$\frac{\partial \Pi H}{\partial \tau}+\frac{\partial}{\partial \tau}\left(\frac{\Pi}{M_g^2}\frac{\partial H}{\partial \tau}\right)=\frac{K_R^2}{Le^H}\left[\frac{\partial}{\partial R}\left(RA_g\frac{\partial \theta}{\partial R}\right)+\frac{\partial}{\partial Z}\left(A_g\frac{\partial \theta}{\partial Z}\right)\right]+Po,$$

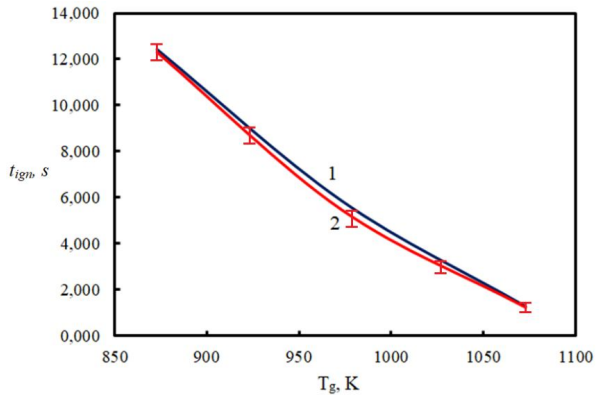
формальное уравнение химической кинетики

$$\frac{d\eta}{\partial \tau}=(1-\eta)\mathrm{Y}\exp\left(\frac{\theta\gamma}{1+\beta\theta}\right),$$

уравнение сохранение массы

$$\frac{\partial PY_i}{\partial \tau}+Ho\left(\frac{\partial U_g PY_i}{\partial R}+\frac{\partial V_g PY_i}{\partial Z}\right)+\frac{\partial}{\partial \tau}\left(\frac{D_i}{M_g^2}\frac{\partial H}{\partial \tau}\right)=\frac{Le}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(RD_i\frac{\partial PY_i}{\partial R}\right)+\frac{\partial}{\partial Z}\left(D_i\frac{\partial PY_i}{\partial Z}\right)+Po.$$

Для обоснования достоверности результатов математического моделирования был проведен сравнительный анализ экспериментальных и теоретических значений времен задержки воспламенения. На рисунке представлены зависимости теоретических и экспериментальных значений t_{ign} топливной таблетки от температуры окружающей среды. Анализ зависимостей показывает хорошую корреляцию теории и эксперимента, что свидетельствует о высоком уровне прогностического потенциала разработанной математической модели. При этом значения времен t_{ign} монотонно уменьшаются с ростом температуры в соответствии с законом экспоненциального распада. Это связано со значительным влиянием комплекса процессов тепломассопереноса, происходящих при значительных фазовых и термохимических превращениях.



Зависимость времени задержки воспламенения слоя древесно-угольного топлива: 1 – теория; 2 – эксперимент

Литература

1. Morris J., Kheshgi H., Paltsev S., Herzog H. Scenarios for the deployment of carbon capture and storage in the power sector in a portfolio of mitigation options // Climate Change Economics. 2021. Vol. 12, No. 1. P. 215000.

2. Emad Rokni, Xiaohan Ren, Aidin Panahi, Yiannis A. Levendis. Emissions of SO2, NOx, CO2, and HCl from Co-firing of coals with raw and torrefied biomass fuels // Fuel. 2018. Vol. 211. P. 363–374.

3. Mehmet Melikoglu. Vision 2023: Status quo and future of biomass and coal for ustainable energy generation in Turkey // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2017. Vol. 74. P. 800–808.

4. Lufei Jia, Edward J. Anthony, Ivan Lau, Jinsheng Wang. Study of coal and coke ignition in fluidized beds // Fuel. 2006. Vol. 85. P. 635–642.

5. Feihong Guo, Zhaoping Zhong. Co-combustion of anthracite coal and wood pellets: thermodynamic analysis, combustion efficiency, pollutant emissions and ash slagging // Environmental Pollution. 2018. Vol. 239. P. 21–29.

УДК532.546:536.421:622.276

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАЗЛОЖЕНИЯ ГАЗОГИДРАТА В СКВАЖИНЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

М. А. Фатыхов

Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, г. Уфа, Россия

Образование газогидратных отложений в газодобывающем оборудовании – часто встречающийся тип осложнения при добыче газа, приводящий к значительному уменьшению полезного сечения труб и газопроводов. В сообщении исследуются процессы нагрева и разложения газогидратных отложений в стволе скважины.

При распространении в скважнном оборудовании электромагнитных волн наблюдается частотная дисперсия диэлектрической проницаемости, которая вызвана ориентационной поляризацией полярных компонент. За счет диэлектрических потерь происходит диссипация энергии электромагнитных волн, этот процесс является объемным, характерные размеры объёма определяются частотой и структурой электромагнитной волны и диэлектрическими параметрами газогидрата. В результате появления в среде объемных тепловых источников происходит нагрев и становится возможным разложение газогидрата на газ и воду в объеме.

При моделировании термодинамического процесса разрушения газогидратных пробок приняты следующие предположения: в межтрубное пространство скважины, в котором образовалась газогидратная пробка, вводится энергия высокочастотного электромагнитного поля от генератора, установленного в устье; фонтанная труба заполнена газогидратом такой же высоты, что и в межтрубном пространстве; после разложения газогидрата в них образуется газоводяная смесь с постоянным объемным газосодержанием и отбор ее не производится; газоводяная смесь характеризуется некоторыми усредненными значениями физических параметров; вследствие малой толщины и большой теплопроводности стенок труб характерное время выравнивания температур в них очень мало; отражение электромагнитных волн о границы раздела твердый газогидрат–газоводяная смесь отсутствует; в межтрубном пространстве скважины распространяется волна типа ТЕМ. При этих предположениях температура в скважине характеризуется системой уравнений совместно с краевыми условиями:

$$c_i\rho_i\frac{\partial T_i}{\partial z}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_i\frac{\partial T_i}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda_i\frac{\partial T_i}{\partial z}\right)+q_i,\ \ i=1,..,7 \tag{1}$$

$$T_i=T_0+T_z, t=0, i=1,..,7, \tag{2}$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial r}=0, r=0, \tag{3}$$

$$T_z=T_0+rz, r\to\infty, \tag{4}$$

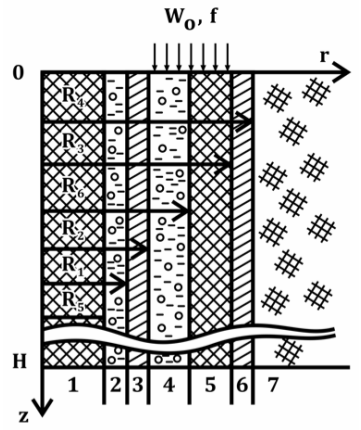
$$-\lambda_i\frac{\partial T_i}{\partial r}=-\lambda_{i+1}\frac{\partial T_{i+1}}{\partial r},\ T_i=T_{i+1}, r=R_j(i=2,..,5; j=1,..,4), \tag{5}$$

$$-\lambda_2\frac{\partial T_2}{\partial r}+\lambda_1\frac{\partial T_1}{\partial r}=\rho_1 L\frac{dR_5}{dt},\ T_1=T_2=T_R, r=R_5(t), \tag{6}$$

$$-\lambda_4\frac{\partial T_4}{\partial r}+\lambda_5\frac{\partial T_5}{\partial r}=\rho_5 L\frac{dR_6}{dt},\ T_5=T_5=T_R, r=R_6(t), \tag{7}$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial z} = 0,\ z = 0,\ z = H,\ (i = 1, \ldots, 7). \tag{8}$$

В этих уравнениях и в дальнейшем индекс «1» относится к твердому гидрату, заполняющему фонтанную трубу, «2» – газоводяной смеси, образующейся в ней, «3» – фонтанной трубе, «4», «5» – газоводяной смеси и твердому гидрату в межтрубном пространстве соответственно, «6» – эксплуатационной колонне, «7» – окружающей ее породе (рисунок), Г – геотермический градиент, $T_р$, L – температура разложения газогидрата и теплота фазового перехода.



Геометрия модели газовой скважины

Выражения для распределенных тепловых источников, входящих в систему уравнений (1), представляются в виде

$$q_1 = q_2 = q_7,\ q_3 = \frac{K_{\alpha 3} W_0 e^{-2K_\alpha z}}{\pi R_2}\delta(r - R_2),\ q_6 = \frac{K_{\alpha 6} W_0 e^{-2K_\alpha z}}{\pi R_3}\delta(R_3 - r), \tag{10}$$

$$q_4 = \frac{K'_{\alpha 4} W_0 e^{-2K_\alpha z}}{\pi r^2 ln\frac{R_6}{R_2}},\ q_5 = \frac{K'_{\alpha 5} W_0 e^{-2K_\alpha z}}{\pi r^2 ln\frac{R_3}{R_6}}.$$

Коэффициент затухания электромагнитной волны в межтрубном пространстве зависит от электрофизических свойств материалов фонтанной трубы и эксплуатационной колонны, твердого газогидрата и газоводяной смеси, образующейся в процессе разложения, и описывается формулой

$$K_\alpha = K_{\alpha 3} + K'_{\alpha 4} + K'_{\alpha 5} + K_{\alpha 6}, \tag{11}$$

$$K'_{\alpha 3} + K_{\alpha 6} = \frac{R_5}{2Z_g(t) ln\frac{R_3}{R_2}}\left(\frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_2}\right),\ R_5 = \sqrt{\frac{\pi f \mu_{am}}{\sigma_m}}, \tag{12}$$

$$K'_{\alpha 4} = \frac{\omega}{c_r}\sqrt{\frac{\varepsilon'_4}{2}\left(\sqrt{1 + tg^2\delta_4} - 1\right)}\frac{ln(R_6/R_2)}{ln(R_3/R_2)} = K_{\alpha 4}\frac{ln(R_6/R_2)}{ln(R_3/R_2)}, \tag{13}$$

$$K'_{\alpha 5} = \frac{\omega}{c_r}\sqrt{\frac{\varepsilon'_5}{2}\left(\sqrt{1 + tg^2\delta_5} - 1\right)}\frac{ln(R_3/R_6)}{ln(R_3/R_2)} = K_{\alpha 5}\frac{ln(R_3/R_6)}{ln(R_3/R_2)}, \tag{14}$$

где ε' и tgδ – диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь соответствующих сред; μ_{am}, σ_m – абсолютная магнитная проницаемость и электропроводность материалов труб соответственно.

Значения диэлектрических параметров газоводяной смеси $(\varepsilon_4', tg\delta_4, \varepsilon_4'' = \varepsilon_4' tg\delta_4)$ определяются из решения трансцендентных зависимостей

$$\frac{\left[(\varepsilon_4'-\varepsilon_w')^2+(\varepsilon_4''-\varepsilon_w'')^2\right]\left[(\varepsilon_g')^2+(\varepsilon_g'')^2\right]^{1/3}}{\left[(\varepsilon_g'-\varepsilon_w')^2+(\varepsilon_g''-\varepsilon_w'')^2\right]\left[(\varepsilon_4')^2+(\varepsilon_4'')^2\right]^{1/3}} = (1-\alpha_a)^2,$$

$$arctg\frac{\varepsilon_4''\varepsilon_g'-\varepsilon_g''\varepsilon_4'}{\varepsilon_4'\varepsilon_g'+\varepsilon_4''\varepsilon_g''} = 3\,arctg\frac{(\varepsilon_4'-\varepsilon_w')(\varepsilon_g''-\varepsilon_w'')-(\varepsilon_g'-\varepsilon_w')(\varepsilon_4''-\varepsilon_w'')}{(\varepsilon_4'-\varepsilon_w')(\varepsilon_g'-\varepsilon_w')+(\varepsilon_4''-\varepsilon_w'')(\varepsilon_g''-\varepsilon_w'')}. \quad (15)$$

Здесь индексы «w» и «g» относятся к газу и воде соответственно.

Следует отметить, что для газоводяной смеси справедливо выражение

$$c_i\rho_i = c_g\rho_g\alpha_g + c_w\rho_w(1-\alpha_g),\ (i=2,4). \quad (16)$$

Волновое сопротивление среды, заполняющей межтрубное пространство скважины, становится также зависимым от размеров этих областей в соответствии с формулой

$$Z_e(t) = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0\varepsilon_{45}'}}\frac{ln(R_3/R_2)}{\varepsilon_{45}'} = \frac{ln(R_3/R_6)}{\varepsilon_4'} + \frac{ln(R_6/R_2)}{\varepsilon_5'}. \quad (17)$$

Температура разложения газогидрата T_p (в °С) связана с давлением гидратообразования P_p (в атмосферах):

$$T_b = 9{,}75lgP_b - 0{,}7. \quad (18)$$

Краевая задача (1)–(9) совместно с формулами (10)–(18) решалась методом конечных разностей по неявной схеме. При этом выбиралась схема с фиксированным шагом по времени и использовались дробные пространственные шаги при определении положения границы раздела фаз. Задача была решена в два этапа. Первый этап характеризует нагрев гидрата до достижения температуры T_p. В этом случае была решена система (1) из пяти уравнений при краевых условиях (2)–(4), (18). После достижения T_p у внешней стенки фонтанной трубы начинается второй этап нагрева гидрат. Температура, достигаемая за время нагрева на первом этапе, принимается за начальное условие для второго этапа.

Расчеты были проведены применительно к газогидрату Средне-Вилюйского месторождения Республики Якутии-Соха.

Результаты расчётных исследований заключаются в следующем.

– Максимум температуры достигается на внешней стенке фонтанной трубы. С течением времени этот максимум растет быстрее, чем на эксплуатационной колонне. После достижения температуры фазового перехода скорость роста температуры на внешней стенке фонтанной трубы уменьшается, а на внутренней стенке эксплуатационной колонны увеличивается.

– Установлено влияние диэлектрических свойств твердого газогидрата и газоводяной смеси на распределение температуры по глубине скважины.

– Разложение газогидрата, находящегося в фонтанной трубе, начинается позже, чем в межтрубном пространстве. Это объясняется тем, что межтрубном пространстве действует объемный источник тепла, а в газогидрат, находящийся в фонтанной трубе, тепло передается только посредством теплопроводности. Полное разложение газогидрата в фонтанной трубе происходит значительно позже, чем в межтрубном пространстве. В последнем процессе разложение газогидрата сначала идет достаточно быстро, затем начинается движение границы фазового перехода в газогидрате, находящемся в фонтанной трубе, и в дальнейшем скорость

ее роста в межтрубном пространстве существенно уменьшается. Одной из причин этих закономерностей является наличие больших затрат энергии на разрушение гидрата в фонтанной трубе.

– Коэффициент поглощения электромагнитных волн в межтрубном пространстве уменьшается по экспоненциальному закону, являясь переменной величиной в зависимости от времени из-за разложения газогидрата в межтрубном пространстве, причем газогидрат имеет существенно больше диэлектрические потери, чем газоводяная смесь; вследствие этого тепловыделение в рассматриваемой точке межтрубного пространства сильно уменьшается, электромагнитные волны проникают достаточно далеко вглубь скважины и соответственно скорость разложения газогидрата в межтрубном пространстве уменьшается.

– Около одной трети количества тепла затрачивается для прогрева окружающих скважину пород, причем этот прогрев значительный и вполне достаточный для плавления мерзлых пород и нарушения устойчивости скважины, что требует разработать метод борьбы с этим явлением.

УДК 53.043

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПАРОЦИКЛИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СКВАЖИНАХ ПРИ СОПУТСТВУЮЩИХ ОСЛОЖНЕНИЯХ

А. О. Федоров[1, 2], А. Я. Гильманов[2], А. П. Шевелёв[2]

[1]Западно-сибирский научно-исследовательский институт геологии и геофизики, г. Тюмень, Россия
[2]Тюменский государственный университет, г. Тюмень, Россия

Общая мировая тенденция на истощение традиционных запасов нефти приводит к повышению интереса недропользователей к нетрадиционным запасам. Всё чаще поднимаются вопросы о вводе в промышленную эксплуатацию месторождений, разработка которых сопровождается целым комплексом осложняющих факторов. В связи с этим актуальной задачей является определение эффективности разработки того или иного месторождения с применением ряда методов увеличения нефтеотдачи, направленных на минимизацию негативных эффектов от представленных на месторождении осложняющих факторов. В данной работе проведён анализ эффективности разработки месторождений высоковязкой нефти с совместным применением технологии пароциклической обработки призабойной зоны пласта и технологии гидроразрыва пласта на горизонтальных скважинах. При проведении исследования было учтено влияние таких часто встречающихся осложнений как низкая проницаемость породы коллектора и высокая расчлененность продуктивного пласта. В качестве инструмента для анализа эффективности впервые была предложена аналитическая интегральная модель пароциклического воздействия в горизонтальной скважине, позволяющая рассчитать оптимальные параметры разработки месторождения вязкой нефти с применением технологии пароциклической обработки призабойной зоны пласта.

Ключевые слова: *тепловые методы увеличения нефтеотдачи, пароциклическая обработка призабойной зоны пласта, высоковязкая нефть, горизонтальные скважины, гидроразрыв пласта, низкопроницаемые пласты, численное моделирование.*

Постепенное истощение традиционных запасов нефти приводит к необходимости вовлекать в разработку нетрадиционные запасы, к которым, в том числе, относятся высоковязкие нефти. Главной проблемой при разработке таких запасов является высокая вязкость и, как следствие, низкая подвижность нефти, что приводит к значительному снижению интенсивности притока нефти к добывающей скважине.

Решить обозначенную проблему можно за счёт применения тепловых методов увеличения нефтеотдачи (МУН) [1]. Среди множества существующих тепловых МУН пароциклическая обработка призабойной зоны пласта (ПЦО) является одним из наиболее эффективных и при этом не сопровождается потерями запасов, а также дополнительными финансовыми и временными затратами на бурение дополнительной нагнетательной скважины.

В основе всех тепловых МУН лежит обратная экспоненциальная зависимость вязкости нефти от температуры (рис. 1). Такая зависимость позволяет при небольшом повышении температуры в призабойной зоне пласта, охваченной тепловым воздействием, значительно снизить вязкость нефти и тем самым интенсифицировать приток нефти к добывающей скважине.

В некоторых случаях разработка месторождений высоковязкой нефти сопровождается дополнительными осложнениями. К таким осложнения можно отнести низкую проницаемость породы-коллектора, что осложняет движение флюидов в продуктивном пласте, и высокую расчлененность продуктивного пласта, что значительно снижает эффективность гравитационного дренирования и повышает тепловые потери в кровлю и подошву пласта. На практике с такими осложнениями борются посредством применения технологии гидроразрыва пласта (ГРП) [2].

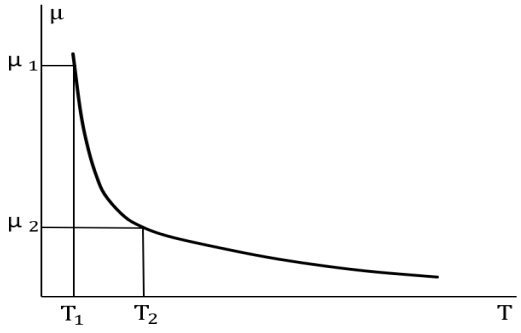


Рис. 1. Характерный вид зависимости вязкости нефти от температуры. μ – вязкость, Па·с; *T* – температура, К

Наилучший эффект от ПЦО достигается за счёт оптимизации временных интервалов реализации каждого из трёх этапов. В случае применения ПЦО в вертикальной скважине найти оптимальные временные интервалы возможно при помощи ранее предложенной аналитической интегральной модели [3]. В случае применения ПЦО в горизонтальной скважине с сопутствующими осложнениями была предложена схожая аналитическая интегральная модель с изменённой геометрией зоны прогрева и зоны дренирования добывающей скважины.

Оптимальное время первых двух этапов найдено исходя из теплового баланса между потерями тепла через кровлю и подошву пласта и количеством тепла, внесённым в пласт при нагнетании теплоносителя на первом этапе и конденсации пара на втором этапе. Оптимальный временной интервал реализации этапа добычи найден посредством оценки прироста накопленной добычи нефти при различных временных интервалах реализации третьего этапа.

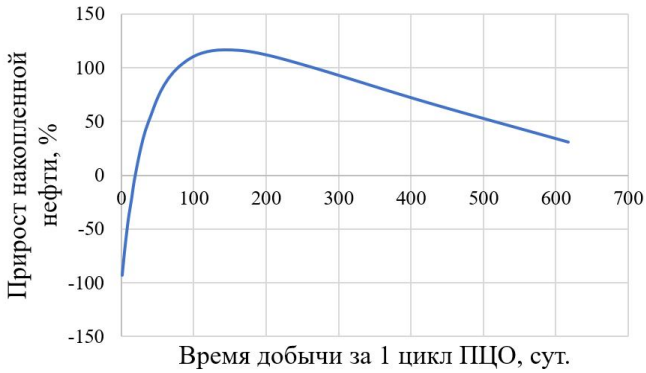


Рис. 2. Зависимость прироста накопленной нефти от времени добычи за 1 цикл ПЦО

Анализ эффективности применения технологии ПЦО совместно с технологией ГРП в горизонтальной скважине на месторождении с низкой проницаемостью и высокой расчленённостью проведён при помощи численного симулятора программного комплекса тНавигатор. В основу работы подобных симуляторов положена классическая система уравнений механики многофазных сред, которая решается при помощи IMPES-метода [4].

Данный симулятор был выбран, так как хорошо зарекомендовал себя при решении задач неизотермической фильтрации высоковязкой нефти совместно с пластовой водой и теплоносителем [5]. Однако существенным недостатком любого численного симулятора является высокое время расчёта, что не позволяет рассчитывать большое количество вариантов модели. По этой причине возникла необходимость в совместном применении аналитической интегральной модели для нахождения оптимальных временных интервалов реализации всех трёх этапов и численного симулятора для анализа эффективности применения ПЦО совместно с ГРП в горизонтальной скважине при сопутствующих осложнениях.

Результаты моделирования показали, что совместное применение ПЦО с ГРП в горизонтальной скважине при сопутствующих осложнениях даёт положительный эффект ввиду высокой эффективности теплового воздействия на пласт даже с учётом высокой расчленённости и низкой проницаемости.

Литература

1. Антониади Д. Г. Гарушев А. Р., Ишханов В. Г. Настольная книга по термическим методам добычи нефти. Краснодар: Советская Кубань, 2000. – 464 с.

2. Кудряшов С. И., Бачин С. И., Пасынков А. Г., Латыпов А. Р., Свешников А. В., Усманов Т. С., Афанасьев И. С., Никитин А. Н. Гидроразрыв пласта как способ разработки низкопроницаемых коллекторов // Нефтяное хозяйство. 2006. № 7. С. 80–83.

3. Гильманов А. Я., Аразов А. Р., Шевелёв А. П. Влияние конвективных процессов на технологические параметры пароциклического воздействия на нефтяные пласты // ИФЖ. Т. 95, № 5. С. 1190.

4. Каневская Р. Д. Математическое моделирование гидродинамических процессов разработки месторождений углеводородов. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2002. – 140 с.

5. Федоров А. О., Гильманов А. Я., Шевелёв А. П. Анализ возможности моделирования локальных задач в гидродинамических симуляторах при пароциклическом воздействии. Вычислительная механика сплошных сред. 2023. Т. 16 (3). С. 310–320.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФФУЗИИ В СМЕСИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ ОТ ЭНТРОПИИ СМЕШЕНИЯ

П. К. Шалькевич[1], Н. Н. Гринчик[2], Г. М. Заяц[3]

[1]Международный государственный экологический институт имени А. Д. Сахарова Белорусского государственного университета, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[3]Институт математики НАН Беларуси, г. Минск

Моделирование диффузии в смеси идеальных газов является нетривиальной малоизученной задачей, существующие решения которой сводят к минимуму их применение на практике. Поэтому авторами предлагается математическая модель диффузии в смеси идеальных газов, учитывающая зависимость коэффициента диффузии от энтропии смешения. Предложенная модель имеет ряд преимуществ, позволяющих применять ее для исследований неизотермического тепло- и влагопереноса в капиллярно-пористых средах с учётом фазовых превращений. Компьютерное моделирование диффузии в смеси идеальных газов с учетом зависимости коэффициента диффузии от энтропии смешения на основе предложенной математической модели выполнялось при помощи языка программирования Python с применением библиотеки «NumPy» методом конечных элементов.

Ключевые слова: *диффузия в газах, компьютерное моделирование диффузии, энтропия смешения газов.*

Согласно [1] энтропия смеси идеальных газов равна сумме энтропии всех компонентов смеси, взятых при температуре смеси и их парциальных давлений P_i, при этом энтропия смешения [1]

$$\Delta S_{cm} = -R\left(\sum_{i=1}^{N}\frac{M_i}{\nu_i}\right)\left(\sum_{i=1}^{N} x_i \ln\left(x_i\right)\right). \quad (1)$$

При этом энтропия смешения разнородных идеальных газов не зависит от их индивидуальных особенностей и определяется только молярными концентрациями этих газов, а также общим числом молей всех газов смеси. При смешении тождественных газов энтропия смешения согласно парадоксу Гиббса равна нулю. При смешении двух газов энтропия смешения имеет максимальное значение при равенстве концентрации смешиваемых компонент: $x_1 = x_2 = 0.5$. В химической технологии известно [2, 3], что коэффициент диффузии компонент максимален в средних секциях массообменных аппаратов, где разделяемая смесь близка к эквимолярному составу. Этот факт способствовал развитию энтропийных методов моделирования [2, 3] с использованием вместо закона сохранения массы компонент информационную энтропию, которая с точностью до постоянной величины совпадает с энтропией смешения. Однако при таком подходе сложно сформулировать начально-краевую задачу [2, 3] применительно к задаче массопереноса, поэтому энтропийные методы моделирования в настоящее время фактически не используют.

На взгляд авторов поток массы x_i компонента определяется не только его градиентом, но и степенью неупорядоченности смеси, т. е. энтропии смешения:

$$q_i = -D\Delta S_{cm} x_i \nabla \mu_i . \quad (2)$$

Учитывая, что $\ln(f) = f'/f$ для изобарно-изотермического процесса диффузии, и вводя эффективный коэффициент диффузии, получаем для бинарной смеси в единице объёма

$$D_{ef} = DR^2T\left(\sum_{i=1}^{2}\frac{\rho_i}{\nu_i}\right)\left(\sum_{i=1}^{2}x_i\ln\left(x_i\right)\right). \tag{3}$$

Данный подход можно использовать и при исследовании диффузионного смешения жидких водных растворов, солей, щелочей, кислот, если известна зависимость давлений паров воды Pn от их концентрации x_{i} в растворе. Химический потенциал для одного моля паров воды при невысоких давлениях можно записать в виде

$$\mu = \mu_0\left(T\right) + RT\ln\left(\frac{Pn\left(x_i\right)}{Ps\left(T\right)}\right). \tag{4}$$

В силу сказанного рассмотренный выше подход для смеси идеальных газов можно использовать и для моделирования диффузионных процессов при смешении растворов, если известна зависимость влияния концентрации примесей, например, в воде на фазовые равновесия жидкость–пар. Предлагаемый подход с ведением химического потенциала перспективен также для исследований неизотермического тепло- и влагопереноса в капиллярно-пористых средах с учётом фазовых превращений, в которых необходимо учитывать явление термовлагопроводности, т. е. эффекта движения влаги под действием градиента температуры в пористой среде [4], некоторый аналог эффекта термодиффузии. В настоящее время термин «термодиффузия» обозначает диффузию, обусловленную наличием в смеси газов или растворе градиентов температуры. Концентрация компонентов в областях повышенной и пониженной температур становится различной. Для бинарной смеси газов при постоянном давлении полный диффузионный поток компонента x_i определяется формулой

$$\overrightarrow{q_i} = -nD_{12}\left(\nabla x_i + \alpha C_1C_2D_{12}\nabla l_nT\right). \tag{5}$$

Определение потока *i*-го компонента согласно (2) с использованием химического потенциала вместо (5) является более корректным с точки зрения термодинамики, кроме того, позволяет существенно уменьшить количество феноменологических коэффициентов, которые существенно зависят от состава смеси и определяются из экспериментальных данных.

Приведем пример численного моделирования диффузионного процесса смешения двухкомпонентной газовой смеси в одномерной постановке при постоянных давлении и температуре. Газы А и В разделены непроницаемой мембраной и находятся в баллоне длины l, мембрана находится на расстоянии $1/2l$ от торцов баллона. В некоторый момент времени мембрану удаляют и идёт диффузионное смешение газов А и В. Требуется найти эволюцию во времени и зависимость от координаты x концентрации газов А и В, при этом $x_1 + x_2 = 1$. Используя формулу (3) для эффективного коэффициента диффузии, требуется решить уравнение (2) для следующей начально-краевой задачи:

$$\text{при } \tau = 0 \qquad 0 \le x \le \frac{l}{2}, \qquad x_1 = 1; \qquad \frac{l}{2} \le x \le l, \qquad x_1 = 0\,.$$

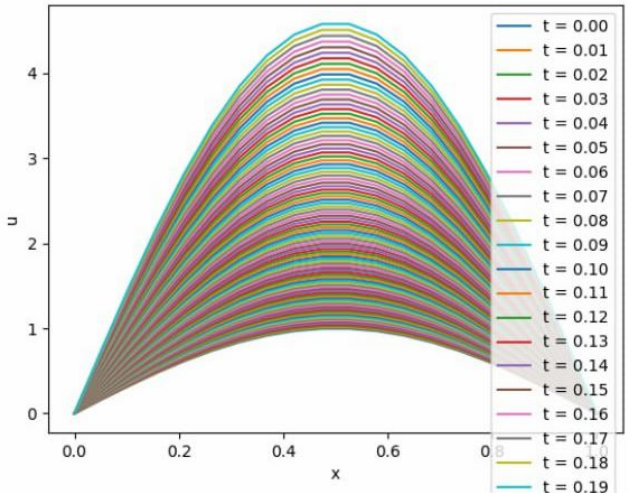
При этом полагаем, что баллон непроницаем для смеси газов и поэтому на стенках поток массы газов равен нулю. Также необходимо учитывать, что мембрана не может быть удалена мгновенно, поэтому концентрация компонента x_1 сразу не может быть нулевой. Функцию установления на середине баллона представим в виде

$$x_1\left(l/2\right) = \left(1 - \frac{2}{e^{\lambda\tau} + e^{-\lambda\tau}}\right). \tag{6}$$

Если $\tau = 0$, то $x_1 = 0$, для больших λ получим, что за малое время концентрация может стать x_1. Разрыв во времени x_1 отсутствует. Условие (6) необходимо выполнять при численном моделировании решения задачи диффузии смеси компонент, поскольку при $x = 1/2l$ этим условием обеспечивается отсутствие разрывов как самой функции, так и её производных. Если температура среды зависит от координаты $T(x)$, то поток компонента x_i будет определяться уравнениями (2), (4), для учёта эффекта термодиффузии, который обусловлен градиентом температуры, поэтому уравнение диффузии можно записать в виде

$$\frac{\partial x_1}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(D_t x_1 \frac{\partial}{\partial x}\left(Tl_n x_1\right)\right).$$

Компьютерное моделирование диффузии в смеси идеальных газов с учетом зависимости коэффициента диффузии от энтропии проводилось при помощи языка программирования Python с применением библиотеки «NumPy» и метода конечных элементов. Результаты показаны на рисунке.



Компьютерное моделирование диффузии в смеси идеальных газов с учетом зависимости коэффициента диффузии от энтропии

Обозначения

x_i – молярная концентрация i-го компонента смеси, моль/л; M_i – масса газа, кг; ν_i – молярная масса, моль; ρ_i – плотность газа i-го компонента, кг/м^3; μ_i – химический потенциал газа при невысоких давлениях, Дж/моль; D – коэффициент диффузии; D_{ef} – эффективный коэффициент диффузии; R – универсальная газовая постоянная; T – температура, град; n – число частиц смеси в единице объёма; α – термодиффузионный фактор; C_1, C_2 – концентрация частиц 1-го и 2-го компонента соответственно.

Литература

1. Кикоин А. К., Кикоин И. К. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов, обучающихся по физ., техн. пед. направлениям и специальностям. СПб: Лань, 2007. – 480 с.

2. Розен А. М. Теория разделения изотопов в колоннах. М.: Атомиздат, 1960. – 438 с.

3. Майков В. П., Караваев Н. М. К теории массопереноса о выборе оптимального отбора продуктов при разделении бинарных смесей // Докл. АН СССР. 1975. Т. 224, № 6. С. 1373–1375.

4. Кундас С. П., Гишкелюк И. А., Коваленко В. И., Хилько О. С. Компьютерное моделирование миграции загрязняющих веществ в природных дисперсных средах / Под общ. ред. С. П. Кундаса. Минск: МГЭУ им. А. Д. Сахарова, 2011. – 212 с.

УДК 536.2; 520.2.01; 681.782.8

АНАЛИЗ ТЕПЛОНАПРЯЖЕННЫХ СОСТОЯНИЙ СИЛОВЫХ МОНОМОРФНЫХ ДЕФОРМИРУЕМЫХ ЗЕРКАЛ

Д. А. Ягнятинский, Ю. И. Шанин

АО «Научно-исследовательский институт Научно-производственное объединение «ЛУЧ», г. Подольск, Россия
YAgnyatinskiyDA@sialuch.ru

Проанализировано теплонапряженное состояние силовых мономорфных зеркал. Рассмотрены предельные изменения температуры внешней среды, при которых зеркало остается работоспособным, задача нестационарного разогрева зеркала непрерывным лазерным излучением, определены достижимые уровни лазерной мощности или времени эффективной работы. Предложено использовать нагрев оправы для компенсации прогиба зеркала и термостабилизации зеркала при воздействии лазерного излучения.

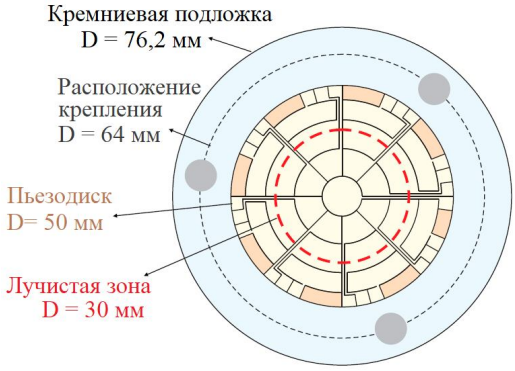
Ключевые слова: *мономорфное деформируемое зеркало, подложка, пьезодиск, управляющие электроды, термодеформации оптической поверхности, лазерное излучение, тепловой поток.*

Биморфные зеркала (и их разновидность – мономорфные зеркала) в качестве деформируемых зеркал (ДЗ) в составе адаптивной оптической системы широко используются в астрономии и офтальмологии [1]. Известны лишь отдельные попытки использовать эти зеркала для непрерывных лазеров высокой мощности [2], а также для фокусировки излучения мощных импульсных лазеров [3]. При этом в работе [2] это удалось сделать за счет применения высокоэффективного отражающего покрытия, имеющего коэффициент зеркального отражения (КЗО) на уровне 99,998%, когда из лазерного излучения мощностью 490 Вт на нагрев зеркала затрачивалась мощность 0,01 Вт.

Принцип действия мономорфных зеркал основан на обратном пьезоэффекте. Приводы таких зеркал являются распределенными электродами. Мономорфные зеркала обладают большим диапазоном прогиба оптической поверхности (до десятков микрон) и высоким пространственным разрешением.

Ранее [4] на основе численного моделирования в программном комплексе ANSYS были рассчитаны основные механические характеристики мономорфного ДЗ. В данной работе анализируется теплонапряженное состояние силовых мономорфных зеркал. Рассмотрены предельные изменения температуры внешней среды, при которых зеркало остается работоспособным. Рассмотрена задача нестационарного разогрева зеркала непрерывным лазерным излучением, определены достижимые уровни лазерной мощности или времени эффективной работы. Аналитические и численные расчеты проведены для следующих условий: 1) материал пьезодиска – отечественная керамика НЦТС-2; 2) материал подложки – монокристаллический кремний; 3) диаметр подложки – от 75 до 130 мм.

Конструкция мономорфного зеркала. Мономорфное зеркало состоит из двух круглых тонких пластин, склеенных вместе (рисунок). Пьезодиск является пьезоэлектриком (PZT-керамика), подложка – «пассивный материал» (кремний) с оптическим качеством отражающей поверхности. На внешнюю сторону пьезодиска наносят тонкие разделенные между собой металлические положительные электроды (толщиной в несколько микрон). Общий отрицательный электрод (земля) находится между подложкой и диском. Зеркало крепится к оправе либо в трех точках, либо защемлением по краю подложки. В расчетах использовано зеркало с характеристиками: диаметр подложки из монокристаллического кремния $D_{\text{п}} = 130$ мм, диаметр пьезодиска из керамики НЦТС-2 $D_{\text{д}} = 90$ мм, диаметр световой зоны $D_{\text{л}} = 76{,}2$ мм, толщина пьезодиска $t_1 = 2$ мм, толщина подложки $t_2 = 1$ мм, максимальное напряжение на электродах зеркала $V_{\text{м}} = 300$ В, мощность нагрева $Q_{\text{т}} = 10$ Вт.



Общий вид в плане мономорфного деформируемого зеркала

Мономорфная архитектура чувствительна к изменениям температуры из-за различного теплового расширения пьезодиска и подложки. Оценка биметалличности материалов зеркала проведена с использованием аналитического решения для кривизны поверхности подложки [5], полученного при одинаковых диаметрах диска и подложки и отсутствии закрепления:

$$K_{\text{т}} = \frac{-6d_{31}VE_1E_2t_2(t_1+t_2)(1-\nu_1)(1-\nu_2)}{E_2^2t_2^4(1-\nu_1)^2+2E_1E_2t_2t_1(2t_1^2+3t_1t_2+2t_2^2)(1-\nu_1)(1-\nu_2)+E_1^2t_1^4(1-\nu_2)^2}, \quad (1)$$

где d_{31} – поперечный пьезоэлектрический модуль, V – напряжение на пьезодиске, E_i – модули Юнга, t_i – толщины слоев, ν_i – коэффициенты Пуассона; индекс i: 1 – пьезодиск, 2 –подложка. Для нашего зеркала при напряжении $V_{\text{м}}$ $K_{\text{тм}}$ = 0,023 1/м. Максимальная стрелка прогиба (изгиб зеркала) на диаметре диска составляет $W_{\text{м}}$ = 23,2 мкм, и это прогиб, который можно скомпенсировать с помощью приводов зеркала при подаче на них напряжения $V_{\text{м}}$.

При отклонении температуры зеркала от температуры сборки на ΔT формула (1) пригодна для оценки при замене

$$d_{31}V = (\beta_1 - \beta_2)\Delta T t_1, \quad (2)$$

где β_1, β_2 – коэффициенты линейного расширения (КЛР) материала диска и подложки. Из (2) максимальное отклонение температуры $\Delta T_{\text{м}}$ оценивается по формуле

$$\Delta T_{\text{м}} = d_{31}V_{\text{м}}/[(\beta_1 - \beta_2)t_1], \quad (3)$$

для нашего случая $\Delta T_{\text{м}}$ =13,7 К и прогиб зеркала такой же, как и в случае воздействия $V_{\text{м}}$.

При поглощении зеркалом тепловой мощности $Q_{\text{т}}$ и отсутствии теплообмена с окружающей средой максимальное время воздействия лазера оценивается как

$$\tau_{\text{м}} = \Delta T_{\text{м}}/[Q_{\text{т}}/\sum(C_{pi}m_i)], \quad (4)$$

где C_{pi}, m_i – удельные теплоемкости и массы диска и подложки. Для нашего случая $\tau_{\text{м}}$ = 88,4 с. С учетом теплообмена естественной конвекцией в окружающую среду максимальное время работы зеркала несколько увеличивается – $\tau_{\text{м}}$=101 с. Зная КЗО и заданное время работы из (4), можно определить мощность лазера или при данной мощности лазера предъявить требования к величине КЗО.

Из-за большого различия в коэффициентах теплопроводности подложки (130 Вт/(м·К)) и диска (1,1 Вт /(м·К)) и тепловом потоке $q_{\text{т}} = 2{,}2\cdot10^3$ Вт/м^2 (соответствует $Q_{\text{т}}$ = 10 Вт) перепады температур по толщине подложки ($\Delta T_{\text{п}}$ = 0,017 К) и диска ($\Delta T_{\text{д}}$ = 3,99 К) отличаются более чем на два порядка. Неравномерное распределение температуры по толщине диска во времени будет приводить к дополнительному изгибу зеркала. Оценку температуры по толщине диска проведем на основе решения, полученного А. В. Лыковым. Распределение темпе-

ратуры имеет параболический профиль и увеличивается пропорционально времени, сохраняя постоянное значение разности температур между различными сторонами диска зеркала ($\Delta T_д$ = 1,99 К). При числах Фурье Fo(t) > 0,3 перемещение за счет изгиба стабилизируется на уровне $W_и$ = 8,1 мкм. Для правильного определения диапазона работы зеркала это перемещение $W_и$ должно быть вычтено из перемещения $W_м$, полученного из (1). При этом допустимый подогрев зеркала, рассчитанный по формуле (3), уменьшится до $\Delta T_м$ = 9,1 К, а время работы, оцененное снизу по формуле (4), составит $\tau_м$ = 58,9 с.

Разность температур $\Delta T_м$, найденная по формуле (3), не зависит от $Q_т$ (или $q_т$), в то время как изгибное перемещение $W_и$ связано с $q_т$ линейно. Значит, с ростом $q_т$ значение $\Delta T_м$ будет уменьшаться.

Численное моделирование. С помощью расчетного моделирования в ПК ANSYS была проведена оптимизация схемы расположения трапецеидальных управляющих электродов, их количества и радиусов расположения на пьезодиске. Для максимально точной отработки аберраций 3-го и 4-го порядков достаточно иметь 39 электродов. Значения радиусов окружностей, на которых расположены электроды, были выбраны следующими: R_0 = 7,4 мм, R_1 = = 19,5 мм, R_2 = 30,5 мм, R_3 = 43 мм.

Было проведено моделирование изгиба оптической поверхности зеркала при его нагреве на 1 К. Поверхность приобретает профиль, близкий по форме к дефокусной аберрации со стрелкой прогиба W = 1,5 мкм. Значение, рассчитанное по формуле (1) и подстановкой (3), дает W = 1,69 мкм. Также было смоделировано воздействие непрерывного лазерного излучения, дающего плотность теплового потока $q_т$. Деформация поверхности зеркала имеет форму, близкую к аберрации дефокусировки с W = 10 мкм.

Применение нагреваемой оправы. Смягчить эффект различного теплового расширения материалов подложки и пьезодиска можно нанесением тонкого кольцевого слоя алюминия на зеркальную часть подложки [6]. Вместо алюминиевого кольца можно использовать кольцо из той же пьезокерамики, что и пьезодиск, на которое подается напряжение [6]. Такая конструкция позволяет деформировать зеркало в обе стороны положительным напряжением.

Уменьшить прогиб зеркала можно растягивая или сжимая подложку в радиальном направлении с помощью изменения температуры оправы, в которой закреплено зеркало. В качестве материала для оправы рассмотрено использование конструкционной хромо-никелевой стали и бериллия. При нагреве оправы (электронагрев) в ней будут возникать радиальные напряжения, препятствующие изгибу зеркала за счет биметалличности подложки и пьезодиска.

Литература

1. Cousty R., Antonini T., Aubry M., Krol H., Moreau A. Monomorph deformable mirrors: from ground-based facilities to space telescopes // Proc. SPIE. 2016. Vol. 10562. P. 1056231-9.

2. Verpoort S., Rausch P., Wittrock U. Characterization of a miniaturized unimorph deformable mirror for high power cw-solid state laser // Proc. SPIE. 2012. Vol. 8253. P. 825309-1–12.

3. Aleksandrov A. G., Zavalova V. E., Kudryashov A. V., Rukosuev A. L., Samarkin V. V. Adaptive correction of a high-power titanium-sapphire laser radiation // J. Appl. Spectrosc. 2005. Vol. 72, No. 5. P. 744–750.

4. Ягнятинский Д. А., Федосеев В. Н. Численное моделирование характеристик униморфного зеркала // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33, № 3. С. 220–226.

5. Ellis E. M. Low-cost Bimorph Adaptive Mirrors: Ph. D. dissertation. Imperial College of Science, Technology and Medicine – University of London, 1999. – 170 p.

6. Alaluf D., Bastaits R., Wang K., et al. Unimorph mirror for adaptive optics in space telescopes // Applied Optics. 2018. Vol. 57, No. 14. P. 3629–3638.

СОДЕРЖАНИЕ

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

Дедов А. В. О влиянии модификации поверхности на теплообмен при фазовых переходах 4

Кузма-Кичта Ю. А., Комендантов А. С., Круг А. Ф., Киселев А. С. Исследование кризиса теплообмена в макро- и микроканалах без покрытия и с пористым покрытием ... 6

Резник С. В. Актуальные проблемы теплофизики ракетно-космических композитных конструкций 9

Суржиков С. Т. Сложный теплообмен в задачах радиационной газовой динамики 12

Тугов А. Н. Энергетическая утилизация твердых коммунальных отходов в России и мире: текущее состояние и перспективы 14

КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Артемов В. И., Макаров М. В., Яньков Г. Г. Численное исследование неустойчивости опускного течения ртути в неравномерно обогреваемой круглой трубе под воздействием поперечного магнитного поля 18

Батура Н. И., Гаджимагомедов Г. Г., Галанская Ю. Н., Чудаков А. Я. Исследование влияния конструктивных особенностей открытой рабочей части дозвуковой аэродинамической трубы на характеристики рабочего потока и его охлаждение 22

Белявский Я. Д. Теплоперенос в сжимаемых средах волнами градиента давления. Результаты экспериментов, подлежащие обсуждению 24

Войцеховская Н. Г., Сидорович Т. В., Чорный А. Д. Расчет термогидродинамических характеристик теплообменника для охлаждения микроэлектронных устройств 27

Галаев С. А., Левченя А. М., Рис В. В. Влияние числа Прандтля на интенсификацию теплообмена при развитом турбулентном течении в канале с одной оребренной стенкой 30

Гибанов Н. С., Шеремет М. А. Численное моделирование сопряжённой смешанной конвекции в пространственном канале с источником постоянного объёмного тепловыделения и теплоотводящими рёбрами на его поверхности 33

Гритчин Д. М., Ежов А. Д., Шилов М. С., Полетаев А. О., Киселёв В. П. Метод автоматической ориентации беспилотного воздушного судна на основе термодинамических и электростатических функций для продолжительного парения в атмосфере Земли 35

Данильчик Е. С., Сухоцкий А. Б., Маршалова Г. С., Чорный А. Д., Жукова Ю. В. Обобщение экспериментальных результатов по теплоотдаче стандартизированной биметаллической оребренной трубы с круглыми алюминиевыми ребрами в условиях свободной конвекции воздуха 39

Дмитренко А. В., Костин А. В., Колпаков М. И., Иньшаков А. В., Усанов И. В., Клементьев Е. И. Некоторые аспекты гидродинамики в микротрубках 42

Дудин Г. Н., Ледовский А. В. Об особенностях обтекания теплоизолированной пластины на режиме вязко-невязкого взаимодействия 45

Евдокименко И. А., Лобанов П. Д., Чинак А. В., Си-Ахмед Э-К., Джентрик К., Блель В., Легран Д. Экспериментальное исследование гидродинамической структуры и теплообмена двухфазного отрывного потока за преградой в прямоугольном канале.... 48

Егоров И. В. Численное моделирование взаимодействия волны Маха и пограничного слоя на плоской пластине 51

Егоров И. В., Пальчековская Н. В. Численное моделирование нелинейной стадии ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковом пограничном слое при наличии акустических возмущений 55

Жданов В. Л. Механизм снижения поверхностного трения в турбулентном пограничном слое тонкой пластиной ограниченной ширины 58

Исаев С. А., Клюс А. А., Никущенко Д. В. Аномальная интенсификация теплообмена на структурированных энергоэффективных поверхностях. Открытие генерации смерчей в наклонных канавках..... 61

Исаев С. А., Сероштанов В. В., Митяков В. Ю., Сапожников С. З. Влияние угла наклона на теплообмен внутри одиночной овально-траншейной лунки на пластине 64

Каримов К. Ф., Тарасевич С. Э., Ермаков А. М. Численное исследование теплообмена в выходном участке канала с поворотом на 90 градусов с установленной скрученной лентой 67

Князев С. А., Селезнева М. Д., Сероштанов В. В., Гусаков А. А. Влияние расположения двух цилиндров на теплообмен при их поперечном обтекании 69

Козлов И. М., Мисюченко Н. И., Рудак Л. В., Станчиц Л. К., Тетерев А. В. Моделирование плотности радиационного потока на поверхность космического аппарата в атмосфере Венеры..... 72

Копылов П. С., Копылов С. Н., Елтышев И. П., Пехотиков А. В. Оценка поведения огнезащитных покрытий в поле температур от –162 °С до +1300 °С, формирующегося при авариях с участием сжиженного природного газа..... 75

Коссов В. Н., Федоренко О. В., Мукамеденкызы В., Сейдаз Т. Особенности эволюции начальной стадии развития конвективных течений, вызванных неустойчивостью механического равновесия изотермических тройных газовых систем с двуокисью углерода 78

Кот В. А. Модифицированный метод возмущений: теплоперенос в ребре при теплообмене излучением 82

Кот В. А. Метод комбинированной рациональной аппроксимации в решении нелинейных уравнений теплопереноса..... 87

Кузнецов Г. В., Борисов Б. В., Максимов В. И., Нагорнова Т. А., Салагаев С. О., Салихов Ф. Ю. Тепловой и концентрационный режимы в помещении с газовым инфракрасным излучателем, системой воздухообмена и локальным ограждением рабочей зоны 92

Курячий А. П., Русьянов Д. А., Чернышев С. Л. Моделирование эффекта уменьшения трения турбулентного пограничного слоя при поперечном силовом воздействии плазменных актуаторов..... 95

Леманов В. В., Лукашов В. В., Федоренко В. А., Шаров К. А. Исследование теплообмена на каталитической поверхности..... 99

Лукьянов А. А., Яковенко С. Н., Токарев М. П. Развитие численных моделей турбулентности для течений в тепловыделяющих сборках при низких числах Прандтля 102

Лучинкин Н. А., Разуванов Н. Г., Полянская О. Н. Исследование гидродинамики и теплообмена жидкого металла в комбинированной системе охлаждения применительно к модулю бланкета термоядерного реактора..... 105

Маршалова Г. С., Сухоцкий А. Б., Данильчик Е. С., Островская Д. В. Экспериментальное исследование влияния внешнего загрязнения на тепловую мощность трубчатого ребристого конвектора 108

Митрофанова О. В. Процессы вихревой структуризации в текучих средах и их влияние на тепломассообмен 112

Митрофанова О. В., Поздеева И. Г., Старовойтов Н. А. Исследования топологических особенностей импактного закрученного потока в режиме критического истечения 115

Молочников В. М., Пашкова Н. Д., Паерелий А. А. Управление структурой течения в области разветвления каналов при помощи закрутки потока 118

Молчанов А. М., Шилов М. С., Полетаев А. О. Влияние турбулентных пульсаций на скорости химических реакций 121

Попов И. А., Гуреев В. М., Гуреев М. В., Жукова Ю. В., Чорный А. Д., Баранова Т. А., Кухарчук И. Г., Попов-мл И. А. Гидродинамика и теплообмен нестационарных потоков в каналах сложной формы двигательных установок транспортных систем 124

Попова Д. К., Кортиков Н. Н. Моделирование и управление температурной сепарацией для совершенствования аэродинамики и теплообмена в проточной части авиационных двигателей 127

Попович С. С., Здитовец А. Г., Виноградов Ю. А. Теневое исследование течения воздушно-капельного потока в сверхзвуковом сопле 130

Руденко Ю. К., Винниченко Н. А., Пуштаев А. В., Плаксина Ю. Ю., Уваров А. В. Стационарная горизонтальная конвекция в жидкостях с различной структурой поверхности 133

Сухановский А. Н., Попова Е. Н., Васильев А. Ю., Евграфова А. В., Гаврилов А. А. Конвективный теплоперенос в крупномасштабных природных системах 136

Терехов В. И., Чохар И. А., Ян Лун Н. Экспериментальное исследование теплообмена в узком канале с одиночной траншейной лункой 139

Тютюма В. Д. Обобщенные решения для плоских свободных вихрей 142

Филимонов С. А., Гаврилов А. А., Фрик П. Г., Сухановский А. Н., Васильев А. Ю. Трехмерная модель движения погруженного диска в турбулентном свободно конвективном слое 145

Шалаев В. И., Калугин С. Т., Толоко Г. В., Токарев В. А. Тепло- и массоперенос в течениях Куэтта–Пуазейля в газе 148

Щербаков Г. Е., Герасимов А. С., Чохар И. А., Терехов В. И. Экспериментальное исследование компонентов теплового потока на поверхности тела человека при вариации условий окружающей среды 152

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ФАЗОВЫХ И ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Антонов Д. В., Стрижак П. А. Влияние компонентного состава топливной оболочки на критические условия распада гетерогенных капель 156

Антонов Д. В., Стрижак П. А. Численные и аналитические модели диссоциации, зажигания и горения газовых гидратов 160

Архипов В. А., Басалаев С. А., Золоторёв Н. Н., Перфильева К. Г., Усанина А. С. Испарение кластера жидкости в высокотемпературной среде 163

Ашихмин А. Е., Пискунов М. В., Стрижак П. А. Эксплуатационные и экологические характеристики изготовленного в наномембранном реакторе биотоплива при реализации гомогенной каталитической переэтерификации 166

Барановский Н. В., Вяткина В. А. Численное моделирование процессов тепломассопереноса, протекающих в лесном горючем материале при воздействии фронта лесного пожара 170

Божеева Д. М., Кузнецов В. А., Дектерев А. А. Численное исследование процессов кислородного горения и газификации пылеугольного топлива в разномасштабных объектах 173

Брич М. А., Горбачёв Н. М., Козначеев И. А., Макаренко Д. С. Оценка возможности микроволновой торрефикации биомассы с использованием теплоты экзотермической реакции разложения 175

Бровка Г. П. Анализ особенностей сжигания и термической переработки низкосортных видов топлива и горючих отходов 179

Бровка Г. П. Асимптотическое решение задачи конвективно-диффузионного переноса сорбируемых водорастворимых соединений в дисперсных средах с учетом кинетики сорбции и диффузии в поровом растворе 182

Валуева Е. П., Морозов Е. А. Решение задачи Стефана для квазистационарных колебаний температуры окружающей среды 186

Василевич С. В., Малько М. В., Добрего К. В., Дегтеров Д. В. Возможности применения минеральных остатков производства калийных солей в качестве катализаторов разложения пиролизной смолы 190

Васильев А. Ю., Фурлетов В. И., Тарасенко А. Н. Исследование влияния характеристик распыла жидкого топлива на эмиссию NO_x в модельной малоэмиссионной камере сгорания ГТД 193

Власов В. А. Нуклеация как переход активированных комплексов через потенциальный барьер 197

Власов В. А., Мадыгулов М. Ш. Новая модель физической абсорбции газа перемешиваемой жидкостью 200

Высокоморная О. В., Антонов Д. В., Яновский Л. С., Стрижак П. А. Микровзрывная фрагментация капель с двумя горючими компонентами 203

Гатапова Е. Я. Значения температур вблизи межфазной границы при испарении воды в пар в условиях пониженного давления 206

Давлетшина М. Р. Численное моделирование процесса разложения гидрата метана тепловым воздействием 208

Дементьев Ю. А., Дегтярёв С. А., Чащина М. С., Роньшин Ф. В., Чиннов Е. А. Экспериментальное исследование теплообмена при испарении двухфазного потока в плоском микроканале 211

Журавская Т. А., Левин В. А. Подавление детонации в водородно-воздушной смеси в плоском канале с препятствиями 215

Зайнуллина Э. Р., Митяков В. Ю. Измерение теплового потока при конденсации насыщенного водяного пара на горизонтальной трубе 219

Карпов А. И., Морар Г., Шаклеин А. А. Численное исследование распространения турбулентного диффузионного пламени по поверхности горючего материала 222

Кислов В. М., Зайченко А. Ю., Цветков М. В., Салганский Е. А., Цветкова Ю. Ю., Подлесный Д. Н. Термическое разложение сернистого бурого угля в окислительных условиях 225

Кислов В. М., Салганская М. В., Цветкова Ю. Ю., Подлесный Д. Н., Салганский Е. А. Влияние размера частиц кальцийсодержащего поглотителя на степень улавливания серы при фильтрационном горении 228

Колпащиков В. Л., Шнип А. И. О роли термофореза в процессах парофазного синтеза высокочистых веществ..... 232

Коптелов А. А., Астахова Л. К., Дорогуш Г. В., Жуков И. О., Рогозина А. А. Диффузия активных частиц в цепной модели самовоспламенения энергетических композиционных материалов..... 233

Корценштейн Н. М., Рудов А. В., Ястребов А. К. Объемная конденсация пара при интенсивном испарении с межфазной поверхности 236

Косяков В. А., Фурсенко Р. В. Исследование влияния трубки на образование кумулятивной струи, формирующейся в результате лазерно-индуцированного недогретого кипения на торце волновода..... 239

Кот В. А. Новые подходы к решению задачи Брату..... 242

Кот В. А. Цилиндрическая задача Лиувилля–Брату–Гельфанда: комбинированный метод решения 245

Кузнецов Г. В., Стрижак П. А., Жданова А. О., Кропотова С. С. Система адаптивного подавления возгораний материалов и веществ в помещениях с обратной связью..... 250

Кукшинов Н. В., Дмитриева А. А., Морской Д. Н., Молчанов Т. И. Экспериментальное исследование характеристик поверхностей раздела фаз при кипении гидрофторэфира..... 253

Ларина О. М. Расчет состава синтез-газа в процессе термического гетерогенного крекинга летучих продуктов пиролиза осадка сточных вод..... 256

Майоров В. О., Левашов В. Ю., Крюков А. П. Исследование влияния объемной конденсации на интенсивность тепло- и массопереноса..... 259

Минкина В. Г., Шабуня С. И., Калинин В. И. Кинетика гетерогенного гидролиза борогидрида натрия с катализаторами Ru и Pt на носителе TiO_2 262

Миронов В. Н., Голомако Е. С., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л. Горение композитов из фрагментированного пористого кремния и моногидрата перхлората натрия в инертных газах, азоте и воздухе 265

Митяков В. Ю., Сапожников С. З., Бобылев П. Г., Павлов А. В., Гусаков А. А., Кикоть Н. Е. Градиентная теплометрия в исследовании теплообмена при кипении воды на трубчатом нагревателе 268

Никитин В. Ф., Михальченко Е. В. Моделирование детонационной камеры сгорания..... 271

Орлова Е. Г., Феоктистов Д. В., Дорожкин А. В. Кипение жидкости на поверхностях с покрытием CU-AL..... 274

Паушкина К. К., Глушков Д. О., Нигай А. Г., Плешко А. О. Влияние металлических и неметаллических добавок к гелеобразному топливу на характеристики диспергирования при зажигании 276

Пашкевич Д. С. Получение фторида водорода из различных фторсодержащих веществ в режиме горения..... 279

Пенязьков О. Г., Скилондь А. В., Метельская Н. С. Применение метода UV-BIAS для восстановления концентрации радикалов OH при самовоспламенении водородно-воздушной смеси при высоком начальном давлении 283

Поволоцкий И. И., Волосников Д. В., Рютин С. Б., Губин А. А., Скрипов П. В. Импульсный перегрев проволочным зондом и спонтанное вскипание водотопливных эмульсий 286

Попов И. А., Гортышов Ю. Ф., Аксянов Р. А., Степанова Ю. С. Теплообмен при кипении на микроструктурированных поверхностях 290

Пузина Ю. Ю., Крюков А. П. Сравнение колебаний границы раздела фаз гелий-II–пар в U-образном канале с монодисперсной засыпкой и без нее 294

Романов Д. С., Вершинина К. Ю., Стрижак П. А., Дорохов В. В. Характеристики зажигания и горения композиционных топлив на основе отходов нефтедобычи 297

Роньшин Ф. В., Зорькина А. И., Rednikov A., Tadrist L., Кабов О. А. Экспериментальное и численное исследование роста одиночного парового пузыря в условиях микрогравитации 301

Саверченко В. И., Фисенко С. П. Испарительное охлаждение подложки при пульсирующем орошении 304

Садриддинов П. Б. Методика определения максимальной скорости стационарной волны фильтрационного горения газов 306

Сидоров А. А., Ястребов А. К. Прямое численное решение кинетического уравнения для функции распределения капель по размерам с учетом коагуляции 309

Ситников В. О., Гатапова Е. Я. Динамика и теплообмен при взаимодействии падающей капли жидкости с перегретой подложкой 313

Скрылёва Е. И., Зубков А. Ф., Паремская Л. А., Назиров И. В. Особенности моделирования неустойчивых многофазных течений сквозь пористую среду 316

Смирнов Н. Н., Никитин В. Ф., Михальченко Е. В. Сравнение детального и сокращенного кинетических механизмов при численном исследовании химического ингибирования детонации 318

Сутырин О. Г., Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Инициирование детонации при падении ударной волны на горючий газовый пузырь вблизи твердой стенки 322

Тетерев А. В., Козлов И. М., Рудак Л. В., Мисюченко Н. И. Максимальная скорость энерговыделения в качестве характеристики режима горения горючих смесей 326

Тетерев А. В., Рудак Л. В., Козлов И. М., Репников В. И. Моделирование кинетики горения горючих смесей при гиперзвуковых скоростях полета 330

Феоктистов Д. В., Орлова Е. Г., Лага Е. Ю. Испарение и диспергирование капель теплоносителей на лазерно-текстурированных поверхностях 334

Чиннов Е. А., Хмель С. Я., Владимиров В. Ю., Сафонов А. И. Интенсификация теплообмена при кипении на бифильных поверхностях 337

Шаклеин А. А., Трубачев С. А., Морар Г., Митрюкова Е. А., Балобанов Н. А. Численное исследование распространения пламени по поверхности ПММА на основе детального кинетического механизма 340

Швецов Д. А., Павленко А. Н., Жуков В. И. Исследование теплообмена при кипении в горизонтальных слоях HFE–7100 на микроструктурированных пористых покрытиях 342

Шишкова И. Н., Левашов В. Ю., Крюков А. П. Влияние растущих капель на интенсивность процесса переконденсации 345

Шлегель Н. Е., Стрижак П. А. Газовые гидраты: сложности и перспективы использования 348

Яковенко И. С., Киверин А. Д. Особенности развития неустойчивости пламени водородно-воздушной смеси с примесью микрокапель воды в канале 351

Яковлев И. А., Астахов Д. С., Мазной А. С. Моделирование стабилизации фронта пламени на поровом масштабе в градиентных пористых средах 355

Ярков А. В., Киверин А. Д., Яковенко И. С. Нестационарные режимы горения смесей на основе ацетилена в каналах, заполненных горючей смесью 358

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЭНЕРГЕТИКЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

Аббасов Ё. С., Умурзакова М. А., Жукова Ю. В., Маршалова Г. С. Солнечные воздухонагреватели с интенсифицированными поверхностями теплоотдачи 362

Абрамов А. Г., Данильчик Е. С., Засимова М. А., Маршалова Г. С., Пожилов А. А., Смирнов Е. М., Филатова А. В. Структура свободноконвективного течения и теплообмен в однорядном горизонтальном пучке оребренных труб 364

Акулич П. В., Слижук Д. С., Акулич А. В. Тепломассообмен в виброкипящем слое растительных материалов при радиационно-конвективном подводе энергии 368

Алексеенко С. В., Дектерев А. А., Кузнецов В. А., Мальцев Л. И. Математическое моделирование процессов в топке энергетического котла с использованием ВУТ в восстановительной ступени 373

Антонюк В. Е., Яворский В. В., Сандомирский С. Г., Тимошенко Н. П. Технические особенности охлаждения заготовок после кольцераскатки 375

Баисов А. М., Залесов А. С., Чуркин А. Н. Теплоотдача при сверхкритическом давлении в гладких и дистанционируемых проволочной навивкой пучках стержней 378

Беляев А. В., Сидельников Н. Е., Гареев Э. И., Дедов А. В. Интенсификация теплообмена при вынужденном течении в обогреваемом миниканале 381

Бударагин Р. В., Цветкова И. А., Саласенко З. Ю., Серов А. Д. Тепломассоперенос в системах калориметрического измерения большой ВЧ(СВЧ)-мощности 384

Васильев Л. Л., Журавлёв А. С., Гракович Л. П., Рабецкий М. И., Драгун Л. А. Двухфазные устройства для терморегулирования теплонагруженных компонентов электротранспорта 387

Васильев Л. Л. Адсорбционные тепловые преобразователи солнечной радиации и отработанной тепловой энергии различных устройств на базе твердых сорбентов и тепловых труб 390

Владыко И. В., Суртаев А. С., Миськив Н. Б., Павленко К. А. Особенности теплообмена и развития кризисных явлений при спрейном охлаждении недогретой жидкостью 394

Войтик О. Л., Делендик К. И., Коляго Н. В. Уменьшение теплового сопротивления плоской тепловой трубы посредством баротермического процесса 397

Володин В. И., Здитовецкая С. В. Влияние свойств хладагентов на параметры конденсатора теплового насоса 400

Володин О. А., Печеркин Н. И., Павленко А. Н. Теплообмен в пленках жидкости, стекающих по комбинированному и двухслойному сеточным покрытиям 403

Гаспорович А. А., Садченко Д. И. Разработка и исследование двухфазных кольцевых термосифонов с двухсекционным многоканальным испарителем 406

Гетман П. В., Щелчков А. В., Михайлов Д. М., Зубков Н. Н. Гидравлическое сопротивление и теплоотдача плоских щелевых каналов с микроструктурированными поверхностями 409

Гроо Д. А., Демидов А. С., Тупотилов А. Л., Тупотилов Д. А., Захаренков А. В., Комов А. Т., Дедов А. В. Экспериментальное исследование охлаждения теплонагруженной поверхности поперечноориентированным диспергированным потоком теплоносителя 412

Дмитренко А. В., Костин А. В., Колпаков М. И., Лазарева М. А., Мишин А. А., Рагулин И. Ю., Нестеренко И. С., Королев А. Д., Фесенко А. А., Хлобыстов С. М.

Сравнительный анализ КПД энергетического комплекса с ОРЦ установкой с и без рекуперации теплоты уходящих газов 415

Дорняк О. Р., Кошелева М. К., Мешалкин В. П. Математическое моделирование процесса конвективной сушки хлопчатобумажной ткани 418

Дорняк О. Р., Недоносков А. Б., Шабунина З. А. Моделирование процесса нагрева трехслойного заполнителя деформационного шва в электромагнитном поле СВЧ диапазона 422

Жебынев Д. А., Чукаев А. Г., Фельдман А. М., Гришняев И. Н., Крюков А. И. Генератор колебаний давления на базе пароводяного инжектора 426

Жердев А. А., Жидков Д. А., Колышкин Л. М., Рябикин С. С., Шакуров А. В. Исследования тепло- и массообмена многокомпонентных текучих сред в условиях низких температур 429

Зайцев Д. В., Пуховой М. В., Белослудцев В. В., Кабов О. А. Кипение в плоских микро- и миниканалах при интенсивном локализованном нагреве со стороны стенки 432

Зайченко В. М., Лавренов В. А., Фалеева Ю. М. Особенности конструкции и теплообмена реактора двухстадийного пиролиза биомассы, нагреваемого потоком дымовых газов 435

Захаров М. К., Плетнев Д. Б., Губкин Е. А. Тепломассоперенос в процессе ректификации на основе теории внутреннего энергосбережения 438

Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Фомин В. М. Мембранно-сорбционный метод как основа технологии извлечения гелия и паров воды из природного газа 441

Кабардин И. К., Меледин В. Г., Двойнишников С. В., Янчат Т. Н., Мухин Д. Г., Гордиенко М. Р., Какаулин С. В., Ледовский В. Е., Зубанов К. С., Зуев В. О. Разработка методов борьбы с обледенением для решения ветроэнергетических задач в Арктике 444

Какаулин С. В., Кабардин И. К., Гордиенко М. Р., Зуев В. О., Мухин Д. Г. Исследование процессов обледенения модели цилиндра с тестовой площадкой за счет управления поверхностными свойствами 447

Карачинов В. А., Скрыпов М. А., Петров Д. А., Шергин С. С. Система диагностики качества тепловых труб с использованием солнечной энергии 450

Кильдибаева С. Р., Харисов Э. И. Особенности тепломассообмена при накоплении углеводородов в куполе, применяемом для ликвидации глубоководных утечек 453

Китиков В. О., Башко Ю. А., Левченко С. А., Плюта С. В. Новые подходы повышения теплоэнергетической эффективности жилых зданий 455

Ковальногов В. Н., Корнилова М. И., Азылов Т. З., Демидов Д. А., Петров А. В. Влияния сети территориально распределенных ветротурбин, внешних и управляющих воздействий на эволюцию атмосферного пограничного слоя 458

Козин Ю. В., Беренгартен М. Г. Барометрический конденсатор смешения с комбинированными контактными устройствами 462

Кузнецов Г. В., Кравченко Е. В. Влияние воздушных зазоров на тепловой режим электрохимических источников электрической энергии 464

Куликовский В. К. Исследование кипения в большом объеме на медных поверхностях с анодным и катодным покрытиями, а также с металлокерамикой при высоких тепловых потоках 467

Лопатин А. А., Габдуллина Р. А., Саетгараев А. А., Биктагирова А. Р. Теплоотдача решетчатых трехмерных радиаторов в условиях свободной конвекции 469

Лукьянов Ан. А., Вожаков И. С., Чеверда В. В. Численное моделирование тепловой трубы с переменной пористостью 472

Матяш А. С., Лычаков В. Д. Анализ теплоотдачи при конденсации пара из парогазовой смеси в пластинчатом теплообменном аппарате на основе экспериментальных данных 475

Мурадова М. В., Пономарева А. А., Бобу А. Г., Мокрин С. Н. Калориметрические параметры композитных биотоплив различного композиционного состава 478

Овсянник А. В., Ключинский В. П. Высокоэффективные полигенерационные установки на диоксиде углерода 481

Овсянник А. В., Ключинский В. П., Никитенко В. П. Теплообмен при конденсации озонобезопасных хладагентов и их маслофреоновых смесей в конденсаторах холодильных машин 484

Олисов М. А., Пашкевич Д. С., Плетнёв А. А., Капустин В. В. Термодинамическое обоснование целесообразности регенерации фтора и лития из тетрафторбората лития при его взаимодействии с водородсодержащими веществами и кислородом в режиме горения 487

Пицуха Е. А., Теплицкий Ю. С., Бучилко Э. К., Дубина В. А. Экспериментальные исследования сжигания твердого биотоплива с органополимерными отходами в циклонно-слоевой топке с кипящим слоем 490

Плотников Л. В., Шурупов В. А., Следнев В. А., Давыдов Д. А., Красильников Д. Н. Интенсивность теплоотдачи в цилиндре поршневого двигателя при заполнении стационарным потоком воздуха через впускные системы разных конфигураций 494

Половников В. Ю., Шелемехова С. Д., Любивый Е. В. Интенсификация теплоподвода к геотермальным теплообменникам 497

Пономарева А. А., Ситникова В. Е., Логачева Д. Д., Лесных А. В. Особенности термического разложения углей и биотоплив в различных атмосферных условиях 500

Романов Д. С., Вершинина К. Ю., Стрижак П. А., Няшина Г. С., Дорохов В. В. Зажигание и горение топливных пеллет на основе биомассы и промышленных отходов 503

Рудобашта С. П., Карташов Э. М., Зуева Г. А. Тепломассоперенос при сушке тел разной формы в непрерывно действующем электромагнитном поле высокой и сверхвысокой частоты 506

Рябов Г. А., Фоломеев О. М., Литун Д. С. Особенности гидродинамики связанных между собой реакторов с циркулирующим кипящим слоем для одновременного улавливания CO_2 и получения полезных продуктов 509

Сафронов А. А. Моделирование радиационного остывания капельного холодильника излучателя с учетом закономерностей формирования и сбора капельного потока 513

Серяков А. В., Конькин А. В., Алексеев Анд. П. Применение закрученного течения пара в коротких тепловых трубах 516

Соловьев С. Л., Калякин С. Г., Седов М. К., Стародубцев М. А. Исследование смешанной конвекции в воздушно-жидкометаллических теплообменных системах 519

Соловьева О. В., Соловьев С. А., Голубев Я. П., Шакурова Р. З. Исследование влияния геометрии ячейки керамического регенеративного теплообменника на гидродинамику и теплообмен 520

Соловьева О. В., Соловьев С. А., Шакурова Р. З. Расчет теплообмена и гидродинамики в пластинчатых радиаторах систем охлаждения 523

Соловьева О. В., Соловьев С. А., Шакурова Р. З. Численное исследование теплообмена в пластинчатых радиаторах с фиксированной площадью поверхности 526

Сычевский В. А. Ядерные реакции бета-распада как источник тепловой энергии 529

Талалаева П. И., Ежов А. Д., Быков Л. В., Зубко А. А., Киселёв В. П. Контактный теплообмен в соединении металла со сформированным газодинамическим низкотемпературным методом барьерным покрытием композитного материала 532

Тимофеев А. В., Романов И. В., Игнатьев Р. Н., Михайлов А. И. Анализ парокомпрессионной системы охлаждения радиоэлектронной аппаратуры 535

Трифонов А. Г., Ходько А. С. Моделирование дисперсных потоков в паровоздушной среде для элементов мокрой градирни 537

Хайруллин А. Р., Хайбуллина А. И. Экспериментальное исследование теплообмена и гидродинамики в пучке труб при вынужденной нестационарности потока 540

Чеверда В. В. Изменение размера пузырька в пульсационной тепловой трубе 543

Чукалин А. В., Петров А. В., Ковальногов В. Н., Федоров Р. В., Савелов О. В. Комплексное исследование и определение технологического потенциала демпфирующей поверхности на управление пограничным слоем при наличии интенсивных воздействий 546

Шлегель Н. Е., Клименко А., Стрижак П. А. Определение условий вторичного измельчения и зажигания капель водомазутных топлив при добавлении специализированных присадок 549

Яновский Л. С. Синтетические топлива из биосырья – ключевое направление в создании низкоуглеродной гражданской авиационной техники. Проблемы и перспективы 551

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МИКРО- И НАНОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ

Акулинкин А. А., Регер А. А., Болгару К. А., Левашкин А. Г. Оценка теплофизических свойств и удельного сопротивления теплопроводящих паст на основе продуктов СВС 553

Асач А. В., Баранов И. В., Киляшов А. А., Крылов В. А., Лешок А. В. Теплофизические характеристики спеченных фрикционных материалов на основе меди 556

Асорзода Н. С., Сафаров М. М., Сафаров С. К., Зарипова М. А. Влияние диаметра, температуры и концентрации фуллерена на изменение теплопроводности и электропроводности волокнистых материалов 558

Баринов А. А. Влияние морфологии поверхности на эффективную теплопроводность нанопленок и контактное термическое сопротивление интерфейсов 561

Богданова В. В., Кобец О. И., Перевозникова А. Б. Влияние основных компонентов наполнителя на физико-химические свойства и огнестойкость вспениваемых композиционных материалов 565

Будник С. А., Викулов А. Г., Ильин В. В., Моржухина А. В. Расчётно-экспериментальное определение теплофизических характеристик катушек из высокотемпературного сверхпроводящего материала 569

Быков В. А., Куликова Т. В., Коваленко Д. А., Сипатов И. С., Стерхов Е. В. Высокоэнтропийные сплавы CoCrFeNi: синтез, структура и теплофизические свойства 571

Верещагин А. С., Казанин И. В., Зиновьев В. Н., Фомин В. М. Цифровой двойник для извлечения гелия из газовых смесей на основе мембранно-сорбционного метода 574

Гатапова Е. Я. Спрейное охлаждение в стесненных условиях 577

Гвоздев Н. С., Нестерович Д. В. Измерение температуры конгломератов субмикронных размеров $Mg_3F_2GeO_4$:Mn в диапазоне температур 100–400 °C 580

Гималтдинов И. К., Шаяхметов А. Ф., Столповский М. В., Кочанова Е. Ю. Исследование раствора поваренной соли как ингибитора гидратообразования 583

Голомако Е. С., Саверченко В. И., Фисенко С. П. Осаждение на подложку наночастиц и их агломератов из ламинарного газового потока 586

Горбатов В. И., Ивлиев А. Д., Полев В. Ф., Куриченко А. А., Давыдов Д. И. Высокотемпературные теплофизические свойства сплавов Co-Ti с малым содержанием титана 589

Гринчук П. С., Данилова-Третьяк С. М., Фисенко С. П. Распространение респираторных эпидемий и теплофизика 592

Гузей Д. В., Рудяк В. Я., Минаков А. В. Моделирование конвективного теплообмена наножидкостей с углеродными нанотрубками в цилиндрическом канале 595

Данилова-Третьяк С. М., Евсеева Л. Е., Николаева К. В., Лещенко В. Г. Улучшение теплопереноса в полимерных композитах на основе полиэтилена путем гибридного наполнения высокотеплопроводными порошками 598

Жданок С. А. Влияние углеродных нанотрубок на свойства металлов и сплавов 601

Журавский Н. А., Коробко Е. В., Маркова Л. В., Радкевич Л. В. Аппроксимация кривых течения магнитореологических жидкостей 602

Зайченко В. М., Лавренов В. А., Фалеева Ю. М. Экспериментальное исследование тепловых эффектов при пиролизе растительной биомассы 604

Зимин Б. А., Судьенков Ю. В. Анализ эффекта “теплового поршня” в металлах при импульсном лазерном воздействии 607

Иванищев А. В., Иванищева И. А. Исследование ионного транспорта в интеркалируемых литием электродных материалах как основа совершенствования их характеристик 610

Инь Ф., Хвесюк В. И., Лю Ш., Баринов А. А. Теплофизические свойства периодически структурированных графеновых лент 613

Кадет В. В., Васильев И. В. Влияние структуры наноразмерных комплексов на эффективность полимерного воздействия на нефтеносные коллектора 617

Казанин И. В., Зиновьев В. Н., Верещагин А. С., Фомин В. М. Исследование процессов газоразделения водородно-гелиевой смеси мембранно-сорбционным методом 620

Кирсанов Ю. А. Тепловая релаксация и теплопроводность твердого тела 622

Киселёв В. П., Ежов А. Д., Быков Л. В., Талалаева П. И., Котович И. В. Управление направлением теплового потока в изделиях, изготовленных по аддитивным технологиям, за счет использования анизотропии теплофизических свойств материала 626

Кичатов Б. В., Коршунов А. М., Судаков В. С., Голубков А. Д. Пассивная система охлаждения на основе термоосмоса при использовании в качестве охладителя магнитной наножидкости 629

Князева А. Г., Крюкова О. Н. Двухуровневая модель синтеза композита в плоском слое из порошков $Al + Fe_2O_3 + Ti$ 632

Кузнецов А. В., Бутаков Е. Б., Шадрин Е. Ю. Термическое разложение твердого органического топлива: влияние активации, дезактивации и образования композитов 635

Кузнецов А. Ю., Новосёлов А. Г. Определение теплофизических свойств солодовой суспензии 638

Лапицкая В. А., Хабарова А. В., Холод В. М., Гринчук П. С., Углов В. В., Чижик С. А. Влияние отжига на физико-механические свойства реакционно-спеченной керамики SiC-Si 641

Леонов Е. В., Шанин Ю. И. Струйные системы охлаждения пассивных лазерных зеркал 643

Логинов А. Ю., Новоселов А. Г., Баранов И. В. Исследование процессов переноса импульса, тепловой энергии и массы в культуральных жидкостях биотехнологических производств 646

Лысакова Е. И., Пряжников М. И., Скоробогатова А. Д., Минаков А. В. Исследование влияния углеродных нанотрубок на основные технологические характеристики буровых промывочных жидкостей 649

Лю Ш., Инь Ф., Хвесюк В. И., Баринов А. А. Расчет дисперсии и теплоемкости графеновых нанолент на основе численного моделирования динамики решетки 653

Магонь Н. С., Углов В. В., Пенязьков О. Г. Теплофизические, структурные и оптические характеристики как показатели дефектности аморфного диоксида кремния 657

Попов И. А., Амирова Л. М., Хамидуллин О. Л., Попов И. А., Жукова Ю. В., Чорный А. Д. Теплофизические свойства новых карбоновых полимерных материалов 660

Рабинович О. С., Малиновский А. И., Лях М. Ю. Влияние когезии первичных агломератов МУНТ на характиристики псевдоожидения в процессе их каталитического синтеза: моделирование методом дискретных элементов 663

Романова В. В., Абиев Р. Ш. Интенсификация массообмена в двухфазном потоке в системе жидкость–жидкость в микрореакторе при снарядном режиме течения 666

Рудяк В. Я. Изучение и сопоставление процессов переноса в наножидкостях со сферическими частицами и углеродными нанотрубками 669

Рябикин С. С., Шакуров А. В. Экспериментальное исследование влияния поливинилпирролидона на агрегативную стабильность наночастиц Ag 672

Соловей Д. В., Кияшко М. В., Щербакова В. Б., Гринчук П. С. Получение углеродного материала, допированного азотом, для применения в качестве электродов суперконденсаторов 675

Федюнина Е. Р., Просунцов П. В. Многомасштабное моделирование радиационно-кондуктивного теплообмена в высокопористой керамике 678

Филатов С. А., Долгих М. Н., Батырев Е. В., Филатова О. С. Радиационный теплообмен в многослойных метаматериалах 681

Фролов М. В., Верещагин А. С., Казанин И. В. Исследование гелиевой проницаемости кремнеземных микросфер 685

Харламова И. М., Коробко Е. В., Маркова Л. В. Исследование коэффициента теплопроводности электрореологической жидкости при изменении внешних электрического и температурного полей 688

Хвесюк В. И. Нанотеплофизика – новое направление теплофизики 691

Хина Б. Б. О причине снижения температуры воспламенения при СВС в многослойных тонких пленках системы Ni-Al 694

Худорожко М. В., Просунцов П. В. Разработка установки концентрированного радиационного нагрева для испытаний высокотемпературных композиционных материалов с уровнем температур до 2300 К 697

Чан К. Т., Михайлова И. А., Дмитриев А. С. Поведение наножидкостей на основе диэлектрических наноматериалов под действием солнечного излучения: оптические свойства и динамика процесса испарения капель 700

Шпилевский Э. М., Филатов С. А., Матвеева Л. А. Массоперенос в наноструктурах 703

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС, ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ

Аверьянова С. А., Куракина Н. К., Образцов Н. В., Тонконогов Е. Н. Интенсификация энергообмена в газоразрядной плазме при струйном воздействии 708

Асташинский В. М., Дзагнидзе Г. М., Третьяк М. С., Чупрасов В. В., Шоронов П. Н. Спектроскопические исследования плазменной струи линейного плазмотрона ЭДПГ 712

Асташинский В. М., Костюкевич Е. А., Кузьмицкий А. М., Пенязьков О. Г., Шоронов П. Н. Плазмодинамические процессы формирования области столкновения встречно-направленных компрессионных плазменных потоков 716

Булычев Н. А. Плазменный разряд в жидкофазных средах под действием ультразвука как метод синтеза наполнителей для полимерных композиционных материалов с повышенными характеристиками механической прочности и газовой проницаемости 719

Васильева Ю. З., Некля Ю. А., Сперанский М. Ю., Пак А. Я. Исследование эрозии электродов в атмосферной плазме дугового разряда постоянного и переменного тока... 722

Дзагнидзе Г. М. Формирование наноструктурированных интерметаллидных покрытий на поверхности пластин кремния при воздействии эрозионного компрессионного плазменного потока..... 725

Долбня Д. И., Знаменская И. А., Луцкий А. Е., Смирнов Н. Н. Локализация плазмы импульсного разряда в высокоскоростном потоке в профилированном канале..... 728

Знаменская И. А., Дорощенко И. А. Новые методы визуализации и цифрового анализа процессов тепломассообмена в потоках газа и плазмы..... 732

Казак А. В., Кириллов А. А., Симончик Л. В., Томкович Н. В. Конверсия смеси CO_2–CH_4 в плазме несамостоятельного тлеющего разряда атмосферного давления на постоянном токе..... 734

Князева А. Г., Сафронова В. С., Коростелева Е. Н., Барановский А. В. Особенности фазообразования в системах Ti-CuO и Ti-Al-CuO в условиях регулируемого нагрева..... 737

Козлов А. Н., Климов Н. С., Гуторов К. М., Коновалов В. С., Подковыров В. Л., Ярошевская А. Д. Спектры излучения в потоках ионизующихся газов для установки КСПУ-Т с продольным полем 740

Кокорина А. И., Пак А. Я., Мисюкова А. Д. Энергозатраты процесса безвакуумного электродугового синтеза карбида вольфрама в сравнении с карботермической реакцией в вакуумной печи..... 743

Коростелева Е. Н., Николаев И. О., Барановский А. В. Синтез и эволюция структурно-фазового состояния порошковых материалов Al-Fe-Fe_2O_3 в условиях нагрева..... 746

Костюкевич Е. А., Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М., Шоронов П. Н. Способ определения времени жизни расплава на поверхности кремниевой пластины и его реализация в плазменном эксперименте 749

Кузенов В. В., Воронина Е. А., Рыжков С. В., Полянский А. Г. Моделирование взаимодействия мощных импульсных пучков с веществом во внешнем магнитном поле..... 752

Леончик А. И., Жукова Ю. В., Скавыш В. С., Савчин В. В. Численное моделирование теплообмена в плазменном реакторе с многослойной стенкой..... 754

Михайлов Е. А., Тепляков И. О., Степанова А. П., Хасаева Т. Т., Азнагулов М. И. Моделирование течения расплава металла под действием электромагнитного поля в цилиндрическом контейнере 756

Невар Е. А., Неделько М. И., Тарасенко Н. В., Чен Г., Ши Л. Разработка плазменной технологии получения и модификации кремнийсодержащих наноматериалов..... 759

Полянский А. Г. Обзор схем компактных источников частиц и нейтронов под воздействием лазерного излучения 762

Свинухова А. А., Поваляев П. В., Пак А. Я., Кокорина А. И. Плазменный синтез высокоэнтропийных карбидов..... 766

Скворцова Н. Н., Степахин В. Д., Борзосеков В. Д., Малахов Д. В., Соколов А. С., Ахмадуллина Н. С., Резаева А. Д., Сорокин А. А., Образцова Е. А., Шишилов О. Н., Гусейн-заде Н. Г. Создание облаков левитирующих частиц реголита для имитационных экспериментов проверки материалов космической техники..... 769

Соколов А. С., Степахин В. Д., Скворцова Н. Н., Борзосеков В. Д., Гаянова Т. Э., Козак А. К., Вагапова Н. Т., Бадурин И. В., Логинова Е. С., Образцова Е. А., Колик Л. В., Конькова А. С., Кончеков Е. М., Гусейн-заде Н. Г. Имитационные эксперименты по осаждению частиц реголита LMS-1D в гиротронном разряде и воздействию низкотемпературной плазмы на солнечные панели космических аппаратов..... 772

Станчиц Л. К., Мисюченко Н. И., Тетерев А. В. Расчет табличных уравнений состояния на основе модернизированного комплекса NASA CEA 775

Старцева А. Л., Литошик П. В., Углов В. В. Стойкость к окислению титановых сплавов при высоких температурах 778

Степахин В. Д., Скворцова Н. Н., Борзосеков В. Д., Малахов Д. В., Соколов А. С., Ахмадуллина Н. С., Колик Л. В., Кончеков Е. М., Петров А. Е., Сорокин А. А., Шишилов О. Н., Гусейн-заде Н. Г. Микроволновые эксперименты с реголитом (лунной пылью) по осаждению частиц на нержавеющую сталь, тантал, молибден 781

Тазмеев Г. Х., Тимеркаев Б. А., Тазмеев Х. К. Газовый разряд с воднорастворным катодом + электрическая дуга: возможность применения для получения водорода окислением отходов алюминиевых сплавов..... 784

Тимошенко В. П. Исследования тепловых режимов конструкции орбитального корабля «Буран» в зонах возможного выпадения теплозащитных плиток 786

Углов В. В., Асташинский В. М., Зенкин С. П., Сивцова П. А., Кузьмицкий А. М., Шоронов П. Н., Линник С. А., Булах В. А., Иваницкий К. В., Новиков А. Н., Горбач М. С. Влияние воздействия компрессионных плазменных потоков на микроструктуру и свойства высокоэнтропийного оксида $(HfZrMgCeY)O_2$ 789

Углов В. В., Злоцкий С. В., Коваленко М. О., Иванов И. А., Курахмедов А. Е., Аманжулов Б. С. Последовательное облучение ионами криптона и гелия высокоэнтропийного сплава HfNbZrTi..... 793

Углов В. В., Злоцкий С. В., Кондрусь И. В., Иванов И. А., Аманжулов Б. С., Курахмедов А. Е. Последовательное облучение ионами криптона и гелия высокоэнтропийных сплавов NiCoFeCrMn и NiCoFeCr 796

Углов В. В., Лопатин И. В., Беляева А. С., Макаева А. И. Структура, фазовый состав и механические свойства титановых сплавов, подвергнутых ионно-плазменному азотированию 799

Черенда Н. Н., Бибик Н. В., Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М. Плазменное легирование поверхностного слоя силумина атомами ниобия 802

Чумаков А. Н., Лычковский В. В., Никончук И. С., Анискевич В. Э. Модификация свойств CrVN покрытий на стали при лазерном облучении в воздухе 805

Шадрин С. Ю. Методика расчета теплового потока в обрабатываемую деталь при струйном анодном электролитно-плазменном нагреве..... 809

Шиманский В. И., Довгалюк А. С., Углов В. В., Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М. Использование компрессионных плазменных потоков для формирования сплавов на основе вольфрама 812

Шорсткий И. А. Исследование переноса вещества с поверхности сферической капли воды при обтекании плазменным каналом искрового разряда 814

ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В АТОМНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

Астахов В. В., Николаева А. В., Литышев А. В., Пантюшин С. И. Разработка эмпирических корреляций для оценки величины коэффициента конверсии постулированного парового взрыва при тяжёлой аварии на реакторной установке с ВВЭР 818

Белавина Е. А., Пятницкая Н. Ю. Особенности поведения имитаторов расплавов солей в условиях, применимых к реакторным установкам нового поколения..... 821

Болтенко Э. А., Кочергин И. М. Экспериментально-расчетное обоснование тепловых схем РУ на основе использования трубчатых ТВЭЛ 824

Босенко С. В., Чуркин А. Н. Результаты дополнительной валидации программы ПУЧОК-1000 для поячейкового расчета тепловыделяющих сборок ВВЭР-1200..... 826

Дмитриев С. М., Башев К. Д., Демкина Т. Д., Доронков Д. В., Добров А. А., Пронин А. Н., Курицин Д. Д., Рязанов А. В., Николаев Д. С. Результаты обоснования параметров экспериментальной установки для комплексного исследования течения теплоносителя внутри топливной кассеты с поглощающим стержнем СУЗ реакторной установки ВТГР 829

Дмитриев С. М., Башев К. Д., Рязанов А. В., Пронин А. Н., Добров А. А., Доронков Д. В., Демкина Т. Д., Курицин Д. Д., Николаев Д. С. Результаты обоснования представительности экспериментальных исследований перемешивания неизотермических потоков газа в нижнем собирающем коллекторе ВТГР 832

Дмитриев С. М., Демкина Т. Д., Доронков Д. В., Доронкова Д. С., Добров А. А., Пронин А. Н., Курицин Д. Д., Рязанов А. В., Солнцев Д. Н., Николаев Д. С. Исследование особенностей гидродинамики и массопереноса теплоносителя на выходе из топливной кассеты реактора типа РИТМ атомной станции малой мощности 835

Дмитриев С. М., Демкина Т. Д., Добров А. А., Доронков Д. В., Доронкова Д. С., Курицин Д. Д., Николаев Д. С., Пронин А. Н., Рязанов А. В. Особенности гидродинамики и массообмена теплоносителя на входе в тепловыделяющую сборку активной зоны реактора РИТМ атомной станции малой мощности 838

Зубков А. Г., Олексюк Д. А., Вертиков Е. А., Носков А. С., Щербинин А. А. Экспериментальные исследования локальных параметров теплоносителя в пучках стержней на стенде КС НИЦ «Курчатовский институт» и их расчетный анализ..... 841

Иванова Н. В., Бедретдинов М. М., Степанов О. Е., Каретников А. Г., Шустер К. Сравнительное моделирование теплогидравлических условий аварий с потерей охлаждения бассейнов выдержки реакторов типа BWR и ВВЭР1000/1200 на этапе до деградации топлива 845

Латкин Д. Ю., Крыжановская Т. И., Петкевич И. Г. Расчетно-экспериментальные исследования несимметричной естественной циркуляции на стенде ПСБ-ВВЭР..... 848

Лебезов А. А., Морозов А. В. Оценка влияния растворимости борной кислоты в паре на процессы массообмена в реакторной установке ВВЭР в случае аварии 851

Литышев А. В., Николаева А. В., Пантюшин С. И. Валидация CFD моделей турбулентного смешения в приложении к водородной безопасности 853

Малиновский А. И. Численное моделирование теплообмена в активной зоне реакторов с шаровыми тепловыделяющими элементами с использованием метода дискретных элементов..... 855

Мацин Н. В., Рязапов Р. Р., Соборнов А. Е., Котин А. В. Расчетно-экспериментальное исследование пульсационных процессов при смешении неизотермических потоков теплоносителя в тройниковом узле 858

Мойсин Д. Н., Степанов О. Е., Бедретдинов М. М., Быков М. А. Теплогидравлический анализ режимов нормальной эксплуатации и аварии с потерей теплоотвода для интегрального водо-водяного реактора малой мощности на естественной циркуляции теплоносителя 861

Садикова Е. В., Плетнев А. А., Сидоров В. Г. Расчет температурного состояния твэлов в бассейне выдержки энергоблока № 4 Белоярской АЭС при запроектных авариях 864

Следков Р. М., Чусов И. А., Степанов О. Е., Бедретдинов М. М., Акименкова Е. Ю. Выбор корреляций по истинному объемному паросодержанию для задач потери охлаждения ТВС в бассейне выдержки 867

Соловьев С. Л., Калякин С. Г., Бузыкин О. Г., Кощеев А. В., Седов М. К., Стародубцев М. А., Шандра В. И., Шишов А. В., Щукин А. А. Применение методов вычислительной гидрогазодинамики для анализа распространения, накопления и удаления водорода при авариях на АЭС с реакторами типа ВВЭР 869

Соловьев С. Л., Калякин С. Г., Бузыкин О. Г., Кощеев А. В., Седов М. К., Стародубцев М. А., Шандра В. И., Шишов А. В., Щукин А. А. Разработка физических и математических моделей для трехмерной программы ЭВМ в анализах аварийных процессов с поступлением водорода на АЭС 870

Сорокин В. В. Моделирование влияния кипения в активной зоне ВВЭР-1200 на равномерную коррозию наружной поверхности твэлов 871

Степанов О. Е., Бедретдинов М. М., Быков М. А. Кросс-верификация кода КОРСАР/ГП и CFD кода на задаче моделирования нового малого модульного реактора с естественной циркуляцией ВВЭР-И 874

Федорова Т. А., Пашкевич Д. С., Попов П. А. Численное исследование влияния способа подачи компонентов на поля параметров процесса взаимодействия гексафторида урана с метаном и кислородом в режиме горения 878

Филиппов А. С., Озрин В. Д. Новые подходы к моделированию теплообмена на поздней стадии тяжёлой аварии с расплавлением активной зоны ВВЭР 881

Чуркин А. Н., Крыжановский В. И., Быков М. А., Посысаев Д. А., Баисов А. М., Кучерова В. В. Анализ экспериментов по исследованию конденсационных гидравлических ударов в трубопроводе аварийного впрыска в компенсатор давления 884

Шебанова О. В., Николаева А. В., Чуркин А. Н., Пантюшин С. И. Моделирование теплообменных процессов в вертикальных каналах, охлаждаемых водой СКД 887

МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССАМИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

Авдейчик Е. В., Конон П. Н. Численное исследование развития нелинейных возмущений ограниченной плёнки жидкости на вращающемся цилиндре 890

Алифанов О. М., Будник С. А., Ненарокомов А. В., Салосина М. О. Проектирование тепловой защиты космических аппаратов с учетом выбора параметров структуры композиционного материала на основе углеродного аэрогеля 893

Алифанов О. М., Моржухина А. В., Викулов А. Г., Ильин В. В. Идентификация процессов теплопереноса в пульсирующих тепловых трубах для аэрокосмической техники 896

Борисенко И. А., Ивашиненко М. О., Нетелев А. В. Определение коэффициента аккомодации при взаимодействии лобового тормозного экрана с набегающим потоком 900

Васильев С. В., Губаревич И. К., Иванов А. Ю., Карпович Э. А., Ситкевич А. Л. Нагревание поверхностей металлов и диэлектриков при воздействии лазерных импульсов со сложной временной формой ... 903

Вертиков Е. А., Олексюк Д. А. Разработка субканального теплогидравлического кода SC-Core для расчета полномасштабных активных зон реакторов с водой под давлением ... 906

Винниченко Н. А., Руденко Ю. К., Пуштаев А. В., Плаксина Ю. Ю., Уваров А. В. Бесконтактное определение полей скорости, давления и турбулентной вязкости в турбулентной струе с помощью ассимиляции температурных данных ... 909

Гриднев М. А., Хмыров Р. С., Гусаров А. В. Математическое моделирование кинетики кристаллизации объёмного металлического стекла при селективном лазерном плавлении ... 912

Гринчук П. С., Фисенко С. П., Шнип А. И. Эффекты «памяти» при моделировании распространения эпидемии в условиях вакцинации населения ... 915

Гришин Ю. М., Хандрамай Н. А. Расчёт процессов теплообмена в каналах плинтусных систем обогрева помещений ... 920

Деревич И. В., Панова А. А. Моделирование инфицирования SARS-COV-2 в атмосфере со случайной концентрацией вирионов ... 923

Дерябин И. А., Королев В. В., Сорокин Г. С. Разработка новых методик определения температуры на внутренней поверхности трубопроводов и оборудования РУ ВВЭР на основе решения обратной задачи теплопроводности и рекуррентной нейронной сети ... 926

Ежов А. Д., Быков Л. В., Киселёв В. П., Талалаева П. И. Решение задачи контактного теплообмена в сборных узлах энергетических установок на основе цифрового двойника поверхностей ... 929

Засимова М. А., Рис В. В., Иванов Н. Г. Универсальные характеристики вихревых течений, формируемых импульсными струями ... 933

Зубанов В. М., Мельников С. А., Щербань А. И., Лю Синь. Проработка конструкции и совершенствование теплового состояния охлаждаемой лопатки турбины высокого давления газотурбинного двигателя ... 935

Зубанов В. М., Мельников С. А., Попов Г. М., Горячкин Е. С. Доводка теплового состояния бандажированной охлаждаемой лопатки с целью увеличения её коэффициента запаса по местной прочности ... 938

Иванов Н. Г., Засимова М. А., Подмаркова А. Д., Марков Д. Численное исследование влияния нестационарных эффектов на параметры теплового комфорта в вентилируемых помещениях ... 941

Ивашиненко М. О., Борисенко И. А., Нетелев А. В. Расчет комплекса теплофизических характеристик материала с использованием алгоритма генетического поиска ... 944

Конон П. Н., Жук А. В., Шкадов В. Я. Движение вязкого жидкого слоя в переменном температурном поле на внутренней поверхности вращающейся цилиндрической оболочки ... 947

Константиновская Т. В., Луцкий А. Е., Ханхасаева Я. В. Влияние вихревых образований на теплообмен на поверхности сверхзвуковых летательных аппаратов ... 950

Копылов С. Н. Огнезащитное покрывало принципиально нового типа как решение уравнения теплопроводности со стоком тепла ... 953

Коренченко А. Е. Метод сглаженных частиц для моделирования процессов в теплообменниках ... 956

Корзюк В. И., Рудько Я. В. Об одной математической модели теплопереноса с учетом конвекции и излучения ... 959

Корзюк В. И., Рудько Я. В. Решение одной задачи из математической теории горения методом характеристик 963

Кот В. А. Модифицированный метод гомотопических возмущений: нелинейная задача конвективного охлаждения системы с сосредоточенными параметрами 967

Кот В. А. Метод оптимального гомотопического возмущения: конвективно-радиационное охлаждение системы с сосредоточенными параметрами 972

Кузнецов В. А., Божеева Д. М., Минаков А. В. Расчетное исследование процессов тепломассообмена при кислородном сжигании водоугольного топлива в топочной камере 977

Лаврова О. А., Полевиков В. К. Численное исследование влияния диффузии взаимодействующих магнитных наночастиц на равновесные формы магнитной жидкости 979

Леонов Е. В., Шанин Ю. И. Расчет теплонапряженного состояния охлаждаемых оптических блоков деформируемых лазерных зеркал 982

Лукьянов Ан. А., Вожаков И. С., Алексеев М. В. Численное моделирование газового пузырька Тейлора в нагреваемой трубке при учете зависимости вязкости воды от температуры 986

Макаров С. С., Липанов А. М., Карпов А. И., Альес М. Ю. Численное моделирование сопряженного теплообмена при охлаждении высокотемпературного металлического цилиндра потоком газожидкостной среды 989

Ненарокомов А. В., Моржухина А. В., Будник С. А., Ревизников Д. Л., Неверова Д. А., Борисенко И. А. Определение характеристик переносных свойств газа по измерениям датчиков тепловых потоков 993

Панкратов Е. В., Кожевникова М. А., Рябев Н. А., Оришина В. А. Исследование образования вторичных вихрей в кольцевом канале с неподвижными поверхностями при закрученном потоке 997

Пахомов М. А. Моделирование процесса неизотермического смешения при вдуве газокапельной струи в турбулентный поперечный поток 1001

Савельев А. М., Савельева В. А., Торохов С. А. Моделирование фракционной разгонки авиационных топлив с помощью уравнения состояния Пенга–Робинсона применительно к задачам расчетного исследования рабочего процесса в камерах сгорания ГТД 1004

Сидоров А. А., Степанов А. В. Численное моделирование адсорбционного блока комплексной очистки природного газа от CO_2 с применением методов CFD 1007

Смирнов Н. Н. Применение стратегических цифровых технологий для решения задач тепломассообмена в природных и технических системах 1010

Сыродой С. В., Кузнецов Г. В., Пурин М. В. Математическое моделирование зажигания и горения слоя древесно-угольной смеси 1011

Фатыхов М. А. Моделирование и динамические особенности разложения газогидрата в скважине высокочастотным электромагнитным излучением 1013

Федоров А. О., Гильманов А. Я., Шевелёв А. П. Анализ эффективности применения пароциклического воздействия на горизонтальных скважинах при сопутствующих осложнениях 1017

Шалькевич П. К., Гринчик Н. Н., Заяц Г. М. Компьютерное моделирование диффузии в смеси идеальных газов с учетом зависимости коэффициента диффузии от энтропии смешения 1020

Ягнятинский Д. А., Шанин Ю. И. Анализ теплонапряженных состояний силовых мономорфных деформируемых зеркал 1023

Научное электронное издание

МАТЕРИАЛЫ

XVII Минского международного форума по тепло- и массообмену
XVII Minsk International Heat and Mass Transfer Forum
20–24 мая 2024 г.

Материалы публикуются в авторской редакции

Ответственный за выпуск Н. Б. Базылев

Компьютерная верстка Н. В. Гринчук

Подписано к использованию 29.11.2024 г.
Дата размещения на сайте: 29.11.2024 г.
Объем данных в формате PDF 67,8 Мб

Системные требования:
PC не ниже класса Pentium I, 32 Mb RAM; свободное место на HDD 500 Mb;
Windows 95/98; Adobe Acrobat Reader; мышь

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси.
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск
www.itmo.by