НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова

ТЕПЛО-И МАССОПЕРЕНОС – 2022

Сборник научных трудов

Минск 2023

УДК 536.2:532/533

Сборник представляет собой развернутый отчет Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси о важнейших результатах научных исследований и научно-технических разработок, выполненных в рамках заданий государственных программ различного уровня, проектов, финансируемых Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований и др. в 2022 году.

Тематика работ полностью соответствует приоритетным направлениям научных исследований и научно-технической деятельности и включает проблемы тепло- и массопереноса, гидрогазодинамики, механики жидкости, газа и плазмы, получения и применения наноструктурных материалов, создания энергоэффективных технологий, оборудования и приборов для различных отраслей.

Книга рассчитана на научных работников, преподавателей вузов, инженеров, конструкторов, докторантов, аспирантов, магистрантов, студентов старших курсов вузов, специализирующихся в указанных выше областях.

С. А. Чижик

П. С. Гринчук

М. С. Ассад

В. И. Байков

Л. Л. Васильев

Н. Н. Гринчик

В. Л. Жданов Г. И. Журавский

Е. В. Коробко

В. Г. Минкина

А. С. Сметанников

В. А. Сычевский

Ю. С. Теплицкий С. П. Фисенко

Е. А. Пицуха О. С. Рабинович

Т. Н. Бочко

В. М. Асташинский

Н. В. Павлюкевич П. В. Акулич

О. Г. Пенязьков (главный редактор)

Редакционная коллегия:

академик НАН Беларуси академик НАН Беларуси чл.-корр. НАН Беларуси чл.-корр. НАН Беларуси чл.-корр. НАН Беларуси доктор техн. наук доктор техн. наук доктор техн. наук доктор техн. наук доктор физ.-мат. наук доктор техн. наук доктор физ.-мат. наук доктор физ.-мат. наук доктор физ.-мат. наук доктор техн. наук доктор физ.-мат. наук канд. хим. наук

Рецензенты:

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

ISBN 978-985-7138-27-2

© Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023

К ИТОГАМ РАБОТЫ ГОСУДАРСТВЕННОГО НАУЧНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ «ИНСТИТУТ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА имени А. В. ЛЫКОВА НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ» В 2022 ГОДУ

В 2022 году Институт праздновал три важные юбилейные даты: 70-летие института, 90-летие со дня рождения академика Р. И. Солоухина, 110-летие со дня рождения академика А. В. Лыкова.

В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси проводились фундаментальные и прикладные проекты в области теплофизики, физики горения и взрыва, механики жидкости, газа и плазмы, нанотехнологий, переработки органополимерных и сельскохозяйственных отходов, осуществлялись разработки для энергетики, электронной промышленности, авиакосмических приложений.

Институт выполнял 63 задания (26 заданий в рамках выполнения ГПНИ, 32 проекта с БРФФИ, 2 бюджетных договора в рамках выполнения задания «Научное обеспечение эффективной и безопасной работы Белорусской атомной электростанции и перспективных направлений развития атомной энергетики» государственной программы «Наукоемкие технологии и техника», 1 задание ГНТП, 2 проекта ГКНТ), 20 хозяйственных договоров с организациями и предприятиями Республики Беларусь за счет внебюджетных средств, 22 внешнеторговых контракта.

Институт является головной организацией-исполнителем по государственной программе научных исследований «Энергетические и ядерные процессы и технологии». По подпрограмме «Энергетические процессы и технологии» (научные руководители подпрограммы – академик О. Г. Пенязьков, чл.-корр. В. М. Асташинский, доктор физ.-мат. наук К. В. Добрего) всего выполнялись 50 заданий, в том числе Институтом – 26 заданий. Проводились также исследования по заданиям следующих государственных программ научных исследований: «Конвергенция-2025» и «Материаловедение, новые материалы и технологии».

В рамках выполнения научно-исследовательских проектов получены важные результаты фундаментального и прикладного характера, представленные в статьях настоящего сборника. Более подробно рассмотрим результаты работ, связанных с созданием и освоением научнотехнической продукции в реальном секторе экономики, научно-организационной деятельности, социальных аспектах развития Института.

Основные результаты научных исследований и разработок по решению научнотехнических и социально-экономических проблем.

Результаты опытно-конструкторских и опытно-технологических разработок. Развитие материально-технической базы

В 2022 г. Институтом в рамках выполнения бюджетного договора «Разработать физикоматематические модели и создать программное обеспечение для газодинамического моделирования последствий объемного горения смесей водород/воздух/пары воды в контайнменте Белорусской АЭС при запроектных и тяжелых авариях» выполнены экспериментальные исследования по определению времени задержки воспламенения для ультрабедных ($\phi = 0,15$ и 0,25) смесей водорода с воздухом в диапазоне температур от 902 до 1630 К за отраженной ударной волной и давлениях 0,1 и 0,5 МПа. Проведено сопоставление результатов расчета уровня опасности воспламенения на основании иллюстративных расчетов согласно разработанным методикам. Результаты расчета совпадают качественно и удовлетворительно – количественно.

Завершен этап освоения продукции по заданию ОНТП «Наноиндустрия» на 2015–2017 гг., в рамках которого в 2022 г. изготовлены и поставлены два исследовательских комплекса атомно-силовой микрооскопии «Микроскоп многофункциональный сканирующий зондовый в комплекте» для автоматизированной оценки состояния объектов методами оптической, флуоресцентной и атомно-силовой микроскопии для ГНУ «Институт физиологии Национальной академии наук Беларуси» и ГНУ «Физико-технический институт Национальной академии наук Беларуси».

В рамках выполнения договора с СООО «Синерджи Ком» проведено экспериментальное исследование безреагентного обезжелезивания растворов и суспензии лигнина путем высокоградиентной магнитной фильтрации при напряженности магнитного поля 20–1400 кА/м. Эффективность фильтрации составила более 50%, предположительно из-за высокого содержания двухвалентного железа. Разработана технологическая схема двухстадийной обработки лигнина, в которой на первой стадии осуществляется перевод двухвалентного железа в трехвалентное, которое задерживается на электромагнитных фильтрах.

В рамках договора с ОАО «БелХуавей Технолоджис» разработаны методология расчета и основные элементы модели пузырького кипения на развитой поверхности, учитывающие неоднородность прогрева жидкости, влияние рельефа поверхности на отрывной размер и скорость роста пузыря, слияние пузырей на поверхности кипения. Разработанная модель позволяет определить зависимость перегрева поверхности от плотности теплового потока.

Выполнены экспериментальные исследования псевдоожижения кварцевых песков разных месторождений: ОАО «ГОК Мураевня», ООО «Рециклинг Плюс», ЗАО Карьер «Гора Хрустальная». Установлены скорости начала псевдоожижения. Показано, что при расчете скорости начала псевдоожижения по формуле Тодеса в качестве эквивалентного диаметра предпочтительнее использовать средневесовой диаметр частиц. Установлено, что все исследованные образцы кварцевых песков разных месторождений пригодны для применения в котлах с низкотемпературным кипящим слоем при условиях использования необходимой фракции (размеров) песков и выполнении рекомендованных организационно-технических мероприятий по работе котлов.

Для КПУП «Гомельводоканал» (г. Гомель) изготовлены два устройства фильтровальных УФ-1.

Для ОАО «БелХуавей Технолоджис» выполнен расчет теплового состояния оребренных поверхностей, отводящих теплоту конденсирующегося пара и расположенных на нижней стенке горизонтально ориентированного прямоугольного проточного канала, а также разработаны компьютерные модели интегрированного контурного термосифона и кондиционера (mLTS).

Для ООО «Китайско-Белорусский высокотехнологичный аэрокосмический центр исследований и разработок» разработаны пять видов технологий нанесения покрытий, имеющих высокую стойкость в высокотемпературной окислительной среде при высоком давлении. Образцы с нанесенными покрытиями успешно прошли испытания на тепловое старение, ударную прочность, термоциклирование. Кроме того, разработана методика численного решения уравнений газовой динамики на основе полностью консервативных разностных схем, отлажена соответствующая программа численного моделирования и проведено моделирование взрыва в диапазоне времен (0–5 с). В рамках договора с ОАО «БелХуавей Технолоджис» выполнен инженерный расчёт геометрических параметров внутренней части полых ребер. Осуществлен обзор литературы за последние 20 лет по получению пористых структур на алюминиевой поверхности методом электрохимии. Сформулированы рекомендации по обработки поверхности алюминиевых теплоотводящих поверхностей для улучшения их характеристик. Разработаны технологические процессы создания капиллярно-пористой структуры на алюминиевой подложке. Исследован процесс топохимического травления пор с переходом из первоначальной корпускулярной структуры, полученной методом сверхзвуковой металлизации, в губчатую.

Для ОАО "Белшина" выполнен термографический мониторинг сверхкрупногабаритных шин в процессе эксплуатации на испытательном стенде предприятия. Исследовано температурное поле боковой поверхности шины и протектора, выявлены зоны максимального нагрева. Сделаны рекомендации по проведению температурного контроля состояния шины в процессе испытаний. Исследованы теплофизические свойства образцов резин из отечественной и зарубежной шин, в том числе проведен сравнительный анализ свойств резиновых смесей, используемых на предприятии. Кроме того, проведено хромато-масс-спектрометрическое исследование резиновых смесей для определения их компонентного состава.

Для ООО «БелХуавэй Технолоджис» изготовлены и исследованы алюминиевые испарители с пористой структурой для микроэлектроники. Достигнуто снижение температуры образца на базе алюминиевого испарителя со структурой по отношению к гладкой поверхности в зоне парообразования на 2,5 °C при плотности подводимого теплового потока 1,7 Вт/см².

Выполнен ряд работ с Федеральным государственным унитарным предприятием «Объединенный эколого-технологический и научно-исследовательский центр по обезвреживанию отходов и охране окружающей среды» (ФГУП «РАДОН») по модернизации опытнопромышленной установки плазменной переработки твердых отходов, разработана модель внутреннего объема шахтной печи и камеры сжигания пирогаза.

В 2022 г. на созданном производственном участке (участок по разработке и изготовлению оборудования для полирования прецизионных деталей с использованием магнитореологических жидкостей, участок по выпуску магнитореологических жидкостей и участок по обработке прецизионных оптических изделий) продолжались работы в рамках внешнеторгового контракта с Федеральным государственным унитарным предприятием «Научнопроизводственный центр автоматики и приборостроения имени академика Н. А. Пилюгина» (ФГУП «НПЦАП») по обработке твердотельных резонаторов и оснований для волновых гироскопов.

Успешно проведены приемочные испытания широкоапертурного интерферометра ИТ300-1 (акт приемочных испытаний от 24 июня 2022 г.), который ранее был изготовлен Институтом для нужд инновационного производства.

В структуре Института работает механосборочный участок, ориентированный на изготовление опытных установок, разрабатываемых в лабораториях Института при решении прикладных проблем тепломассопереноса, гидрогазодинамики, энергетики, теплотехники, химической физики, физики горения и взрыва, нанотехнологий, создании энергоэффективных и экологически безопасных технологий и техники, аппаратов и приборов для энергетики и машиностроения, агропромышленного комплекса и стройиндустрии, медицины, химической, электронной, радиотехнической, пищевой промышленности, космической отрасли, на выполнение заказов институтов НАН Беларуси, а также на обеспечение собственных хозяйственных нужд Института. В составе механосборочного участка действуют термический участок (закалка, отпуск, отжиг металла), механический участок (токарно-фрезерное оборудование для обработки металла резанием, гибка, вальцовка металла, все виды сварки металлоконструкций, в том числе аргонная), шлифовальный участок (круглая, плоская шлифовка металла).

Охрана и управление интеллектуальной собственностью

Деятельность по охране и управлению интеллектуальной собственностью в Институте проводится на основании выявленных охраноспособных тем по результатам анализа тематического плана государственных программ различного уровня, Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, хоздоговорных работ. По всем выполненным в 2022 г. охраноспособным темам при выявлении объектов права промышленной собственности патентные исследования проводились путем поиска аналогов, их анализа, в результате чего были получены 2 охранных документа на объекты права промышленной собственности – патенты на изобретения. Поддерживались в силе на конец года 10 наиболее значимых охранных документов на объекты права промышленной собственности.

В Институте с 2013 г. функционирует сертифицированная система менеджмента качества проведения научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ (сертификат соответствия № ВҮ/112 05.01. 049.02 00006), соответствующая требованиям СТБ ISO 9001-2015. По результатам ресертификации в феврале 2022 г. Институт сертифицирован на новый срок по 23.03.2025 г. Установлено, что СМК является результативной, и имеются все необходимые условия для ее функционирования и развития с целью улучшения результатов общей деятельности Института.

Выставочная деятельность

В 2022 г. Институт принял участие в международных выставках и выставках Президиума НАН Беларуси. Представлены основные разработки и научные достижения Института: образцы изделий из карбидокремниевой керамики, анализатор воздуха, термограф, плазмотрон, печи, высокоэффективный метод трехстадийного сжигания твердых топлив в двухкамерных циклонно-слоевых топках.

Публикации. Редакционно-издательская деятельность

В 2022 г. опубликовано: 4 монографии, 207 статей и докладов, 62 тезиса, 3 препринта, 1 сборник научных трудов, 1 научно-популярная монография, посвященная научной деятельности Института в честь 70-летия, а также 6 номеров Инженерно-физического журнала.

В базах данных научных публикаций Scopus, Web of Science и РИНЦ на 2022 г. находится 3154, 1359 и 3119 статей соответственно. Учреждение занимает лидирующие позиции в рейтинге научных организаций Национальной академии наук Беларуси по индексу Хирша (по результатам 2022 г. второе место с индексом Хирша 57 по базе Scopus и 49 по базе Web of Science).

Сотрудники Института принимают участие в рецензировании и экспертизе научных статей для международных журналов «Инженерно-физический журнал», Energy and Fuel, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Combustion and Flame, Shock Waves, Heat Transfer Research, International Journal of Low Carbon Technologies, Manchester University Press, других журналов, а также научных проектов для различных европейских конкурсов.

Научные совещания, конференции, симпозиумы и школы

В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси прошел XVI Минский международный форум по тепломассообмену (16–19 мая 2022 г.). На секциях Форума с отечественными и зарубежными коллегами обсуждались современные технологии и методы энергосбережения и повышения энергоэффективности процессов и оборудования. Представлены решения, направленные на повышение энергетической эффективности работы энергетических установок и оборудования (котлов, градирен, горелочных устройств, пиролизаторов биомассы и др.), улучшение теплофизических и экологических показателей процессов производства и сжигания композиционных топлив. Кроме того, обсуждены исследования

по энергоресурсосбережению в строительстве и по проектированию конструкции утилизатора теплоты с тепловыми трубами в системах вентиляции и кондиционирования воздуха.

21–23 сентября 2022 г. в Институте дистанционно была проведена XII международная научная конференция «Фуллерены и наноструктуры в конденсированных средах», в ней приняли участие 120 ученых из Беларуси, России, Монголии и Румынии. Для участия в конференции представлено 89 докладов.

Ученые Института приняли участие в 38 международных конференциях и симпозиумах за рубежом и представили 30 докладов.

Деятельность в сфере образования. Сотрудничество с высшей школой

Институт тесно взаимодействует с вузами как в научном, так и в учебном процессах. Работают четыре филиала кафедр БНТУ («Промышленная теплоэнергетика и теплотехника», заведующий филиалом доктор техн. наук П. В. Акулич, «Вакуумная и компрессорная техника», заведующий филиалом чл.-корр. В. М. Асташинский, «Микро- и нанотехника», заведующий филиалом канд. техн. наук В. А. Лапицкая, и кафедра ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии», заведующий филиалом канд. техн. наук В. А. Лапицкая, и кафедра ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии», заведующий филиалом канд. техн. наук С. А. Левченко). Ученые Института активно участвуют в преподавательской работе на кафедрах различных вузов страны, а также в работе государственных экзаменационных комиссий по защите дипломных проектов и магистерских диссертаций. В 2022 г. под руководством ученых Института и на базе лабораторий и отделов выполнено 11 магистерских, 15 дипломных и 58 курсовых проектов.

Работа со школьниками в Институте тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси традиционно рассматривается как один из важнейших компонентов работы с одаренной молодежью, как начальный этап её профессиональной ориентации и подготовки научных кадров.

Международные научно-технические связи

В рамках договора с ООО «МАКРОХЕМ-Р» (Россия) проведены экспериментальные исследования по переработке резинотехнических отходов с целью получения дисперсного углерода, отвечающего требованиям заказчика.

Для АО «Конструкторское бюро «Арсенал» имени М. В. Фрунзе» разработана конструкция плоской тепловой трубы для холодильника-излучателя высокотемпературного контура средств обеспечения теплового режима. Обоснован выбор фитильной структуры и рабочего тела. Выполнены тепловые тесты разработанных тепловых труб, а также испытания на воздействие высоких температур. Проведены инженерные расчеты, подтверждающие принятые конструктивные решения, с учетом различных режимов функционирования холодильника-излучателя, а также условий внешних падающих потоков на орбите Земли и орбите Венеры.

На основе разработанных тепловых труб изготовлен макет фрагмента холодильникаизлучателя высокотемпературного контура средств обеспечения теплового режима. Разработаны и изготовлены: оборудование для откачки и заполнения рабочим телом тепловых труб, стенд для испытаний макета фрагмента.

В рамках выполнения контракта с израильской компанией GenCell подготовлена испытательная площадка для непрерывных долгосрочных испытаний генераторов водорода и автономных источников тока мощностью до 5 кВт. Сырьем для генераторов водорода является аммиак. Разработаны, изготовлены и испытаны три реактора разложения аммиака: два производительностью по аммиаку 5 н.м³/ч и один с производительностью 10 н.м³/ч. Разработаны программы компьютерного управления реактором, включающие контролируемый электрический начальный разогрев, запуск горелки и дальнейший нагрев реактора до рабочих температур.

В рамках договора с НИТУ «МИСиС» (Россия) № 4/22 от 08.02.2022 г. исследованы процессы разрушения образцов сверхвысокотемпературной керамики, полученной методом искрового плазменного синтеза, в высокотемпературном воздушном потоке, генерируемом линейным плазмотроном «ЭДПГ–1,2». Показано, что разрушение образцов начинается при температуре поверхности свыше 2100 °С и проявляется в виде интенсивно стекающей жидкой плёнки расплава. Температура рабочей поверхности исследованных образцов достигает стационарного значения и определяется температурой плавления материала или образующихся при окислении составляющих его компонентов.

В рамках договора с АО "НПО Лавочкина" проведена оптимизация режимов работы плазмотрона для получения заданных тепловых нагрузок на мишень при воздействии высокотемпературного потока.

Кадровый потенциал

В 2022 г. в Институте работали 319 сотрудников (из них – 139 женщин), в том числе 2 академика (О. Г. Пенязьков, С. А. Чижик), З члена-корреспондента (Н. В. Павлюкевич, В. М. Асташинский, П. С. Гринчук), докторов наук – 19, кандидатов наук – 49. Возрастной состав сотрудников: 77 – до 39 лет включительно, 87 – от 40 до 59 лет, 155 сотрудников старше 60 лет (из них 68 – старше 70 лет). Аттестаты профессора имеют 2 сотрудника, аттестаты доцента – 13 сотрудников Института. В 2022 г. в аспирантуре Института обучались 5 аспирантов. В докторантуре Института обучался 1 человек.

При Институте работает Совет по защите диссертаций Д 01.13.01 по специальностям: 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника – физико-математические науки; 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника – технические науки; 01.04.17 – химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества – физико-математические науки; 01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы – физико-математические науки.

Результаты научной, научно-инновационной, научно-организационной деятельности сотрудников Института в 2022 г. были отмечены наградами: доктор техн. наук Л. Л. Васильев награжден нагрудным знаком отличия имени В. М. Игнатовского Национальной академии наук Беларуси (постановление Бюро Президиума от 20 января 2022 г. № 26) и специальным знаком отличия «Дзень Нацыянальнай Акадэміі Навук Беларусі» (распоряжение НАН Беларуси от 17 ноября 2022 г. № 23). Академик О. Г. Пенязьков награжден специальным знаком отличия «Дзень Нацыянальнай Акадэміі Навук Беларусі» (распоряжение НАН Беларуси от 17 ноября 2022 г. № 23).

Премия имени академика А. В. Лыкова за цикл работ по разработке теорий тепломассопереноса с гетерогенными реакциями, анализу механизмов фазо- и структурообразования при высокотемпературном синтезе материалов, обладающих уникальными свойствами: карбидов, боридов и нитридов переходных металлов, интерметаллидов и композитной керамики присуждена коллективу ученых, в составе которого член-корреспондент П.С. Гринчук (решение Бюро ОФТН НАН Беларуси от 16 сентября 2022 г. № 10). Памятным знаком «В честь 100-летия Института Белорусской культуры» награждены доктор техн. наук Е. В. Коробко, канд. физ.-мат. наук В. Л. Колпащиков и доктор техн. наук В. Г. Минкина (постановление Бюро Президиума от 28 июля 2022 г. № 340).

Почётной грамотой НАН Беларуси (постановление Бюро Президиума от 11 мая 2022 г. № 205) награждены канд. техн. наук А. С. Журавлёв и канд. техн. наук В. В. Чупрасов. Почетной грамотой Совета Министров Республики Беларусь награжден член-корреспондент П. С. Гринчук (постановление Совета Министров Республики Беларусь № 389 от 15 июня 2022 г.). Академик О. Г. Пенязьков, член-корреспондент Н. В. Павлюкевич, канд. физ.-мат. наук Э. М. Шпилевский награждены нагрудным знаком «100 лет БГУ» (28.10.2022 г.). В октябре академик О. Г. Пенязьков, член-корреспондент Н. В. Павлюкевич награждены По-

четной грамотой физического факультета Белорусского государственного университета, памятным нагрудным знаком "85 лет Университету гражданской защиты МЧС Беларуси" награждены академик О. Г. Пенязьков, канд. техн. наук, доцент С. М. Данилова-Третьяк, канд. физ.-мат. наук В. Л. Колпащиков (приказ начальника ГУО «Университет гражданской защиты Министерства по чрезвычайным ситуациям Республики Беларусь № 115 от 05.10.2022). Благодарностью ВАК Беларуси награждена канд. физ.-мат. наук Ю. В. Жукова (постановление № 107 от 31.05.2022).

Почетной грамотой Министерства образования Республики Беларусь награждены доктор техн. наук В. И. Байков, член-корреспондент Н. В. Павлюкевич, канд. физ.-мат. наук А. И. Шнип и канд. физ.-мат. наук А. Д. Чорный (приказ Министерства образования Республики Беларусь № 37-у от 30.05.2022).

Заведующий лабораторией доктор техн. наук Е. А. Пицуха награжден Почетной грамотой Министерства энергетики Республики Беларусь (приказ Министерства энергетики Республики Беларусь № 170 от 12.10.2022). Ведущий научный сотрудник Ю. С. Теплицкий награжден Почетной грамотой Министерства энергетики Республики Беларусь (приказ Министерства энергетики Республики Беларусь № 170 от 12.10.2022) и Почетной грамотой Белорусского фонда фундаментальных исследований. В декабре 2022 года ему присвоено ученое звание «Профессор» (энергетика).

Почетной грамотой Отделения физико-технических наук Национальной академии наук Беларуси награжден канд. техн. наук А. Л. Худолей. Старший научный сотрудник канд. физ.мат. наук И. А. Козначеев, ведущий научный сотрудник канд. физ.-мат. наук Н. В. Коляго, З. С. Пархомова, Т. И. Гуркова и В. Ю. Бикбулатов награждены грамотой Отделения физикотехнических наук Национальной академии наук Беларуси (протокол № 11 Бюро ОФТН НАН Беларуси от 4 октября 2022 г.).

В 2022 г. канд. техн. наук С. А. Филатов награжден Нагрудным знаком «Большая медаль Национальной академии наук Беларуси» (постановление Бюро Президиума от 11 мая 2022 г. № 205). Медалью «К 100-летию Института Белорусской культуры» награждена канд. техн. наук Г. А. Кузнецова (постановление Бюро Президиума от 11 мая 2022 г. № 205).

Медалью «К 100-летию Института Белорусской культуры» награжден доктор техн. наук О. С. Рабинович (постановление Бюро Президиума от 11 мая 2022 г. № 205). В 2022 г. старший научный сотрудник канд. техн. наук Г. Б. Мельникова награждена грамотой Белорусского государственного педагогического университета имени М. Танка за высокие показатели в научной работе и подготовку научных кадров. Лауреатом премии имени академика Ж. И. Алферова для молодых ученых НАН Беларуси стала канд. техн. наук В. А. Лапицкая.

7 октября 2022 г. член-корреспондент В. М. Асташинский награжден Почетной грамотой Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, и Почетной грамотой физического факультета Белорусского государственного университета, доктор техн. наук В. Г. Минкина, доктор техн. наук О. С. Рабинович, доктор физ.-мат. наук С. П. Фисенко награждены Почетной грамотой Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Благодарность Председателя Президиума Национальной академии наук Беларуси получили старший научный сотрудник Г. Р. Городкин, главный научный сотрудник А. С. Сметанников (приказ № 96к от 11 мая 2022 г.).

В 2022 г. научный сотрудник В. А. Лапицкая являлась лауреатом стипендии Президента Республики Беларусь талантливым молодым ученым, младший научный сотрудник Г. М. Дзагнидзе – лауреатом стипендии Президента Республики Беларусь для аспирантов.

Стоит отметить, что фонд библиотеки Института насчитывает более 54 000 экз. научной литературы.

В 2022 г. одной из основных задач стало сохранение устоявшихся контактов, объемов работ, интереса белорусских и зарубежных заказчиков к нашим возможностям. Многое из этого получилось. Продолжался поиск решений научно-практических задач в различных

сферах жизнедеятельности – энергетике, промышленности, агропромышленном комплексе, стройиндустрии, биомедицине, экологии, новых производственных технологиях и др. В течение года Институтом выполнялись поручения Президента и Правительства Республики Беларусь, республиканских органов государственного управления.

В последующие годы в Институте будут продолжены работы в соответствии с утвержденными приоритетными направлениями научных исследований и научно-технической деятельности в Республике Беларусь на 2021–2025 гг. в рамках государственных программ различного уровня, внешнеторговых контрактов, международных научно-исследовательских проектов, а также освоение получаемых результатов в народно-хозяйственном комплексе страны для повышения технологической конкурентоспособности национальной экономики и социальной сферы.

Т. Н. Бочко

Е. А. Баранышин, В. В. Кузьмицкий, О. Г. Пенязьков, К. Л. Севрук

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАДЕРЖЕК ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСЕЙ ВОДОРОД–ВОЗДУХ В УДАРНОЙ ТРУБЕ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР ЗА ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Введение. Широкое применение водорода в энергетических установках и различного рода движителях требует наличия достоверных данных о кинетике и основных характеристиках протекания процесса горения, детонации и перехода горения в детонацию водородсодержащих топлив. Такие данные могут быть получены только на основании тщательного экспериментального исследования процесса воспламенения с измерением времен индукции и реакции смеси в широком диапазоне температур и давлений. Подавляющее большинство экспериментов в опубликованных к настоящему времени работах по воспламенению и детонации водорода [1–9] были выполнены при низких давлениях и/или при разбавлении инертным газом (аргоном или азотом). Исследования воспламенения водорода в экстремальных условиях (повышенные температура и давление) [10-14], соответствующих минимальным задержкам воспламенения, по-прежнему представляют большой научный и практический интерес. Эти данные могут быть востребованы при проектировании и разработке перспективного экологичного энергетического оборудования, анализе механизмов окисления водорода с повышением температуры и давления, а также проверке адекватности применяемых кинетических механизмов, исследовании пожаро- и взрывобезопасности водородсодержащих смесей.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования воспламенения водородно-воздушных смесей различного стехиометрического состава (коэффициент стехиометрии $\phi = 0.5-2$) в диапазоне температур 900–1600 К и давлениях 0.1, 0.3 и 0.6 МПа. Измерены задержки воспламенения и времена реакции водородно-воздушных смесей, получены корреляционные зависимости времени индукции от температуры, выполнено сопоставление с данными теоретических оценок, полученных с использованием широко применяемых детальных кинетических механизмов окисления водорода [15, 16].

Методика экспериментального исследования. Стенд для экспериментального измерения времени индукции и времени реакции водородно-воздушных смесей при повышенных температурах и давлениях был выполнен на базе круглой ударной трубы из нержавеющей стали. Длина ударной трубы составляла ~8.5 м, а внутренний диаметр равнялся 50 мм. В качестве толкающего газа использовался гелий, который подавался в камеру высокого давления с электропневматическим управлением. Времена индукции и реакции газовых смесей измерялись в измерительной секции ударной трубы (рис. 1) за отраженной ударной волной. Измерительная секция была выполнена прозрачной из цельного куска органического стекла с внутренним круглым сечением, равным внутреннему сечению ударной трубы, а внешняя поверхность измерительной секции имела квадратное сечение. Отражающая поверхность (торец ударной трубы), которой оканчивалась измерительная секция, также изготавливалась из прозрачного органического стекла.

В центре торца ударной трубы был установлен высокочастотный пьезоэлектрический датчик давления PCB 113B24. Ниже его (по внутреннему радиусу ударной трубы) был установлен датчик тока ионизации. Расстояние между корпусами датчиков составляло 10 мм. На расстоянии 98 и 198 мм от отражающей поверхности ударной трубы были организованы измерительные сечения, в каждом из которых в стенке трубы был установлен датчик давления и тока ионизации (угол между ними относительно центра трубы составлял 45°). Все используемые датчики были подключены к высокочастотным цифровым осциллографам, соединенным с персональным компьютером для обработки данных.



Рис. 1. Схема измерительной секции ударной трубы: *1* – датчик давления; *2* – датчик тока ионизации; *3* – фотоэлектронный умножитель с диафрагмой и спаренным узкополосным оптическим фильтром

Возникающее в объеме ударной трубы в процессе воспламенения и горения исследуемых смесей излучение, пройдя через прозрачный торец трубы, регистрировалось фотоэлектронным умножителем. На его входе была установлена диафрагма и спаренный узкополосный оптический фильтр с длиной волны $\lambda = 308.9$ нм, что соответствовало излучению радикалов ОН переход ($A^2\Sigma - X^2\Pi$).

Для приготовления горючих газовых смесей использовались водород с чистотой 99,99%, кислород с чистотой 99,95%, азот с чистотой 99,99%. Исследованные газовые смеси приготавливались методом парциальных давлений и выдерживались перед применением не менее суток. Исследования выполнялись для стехиометрической, богатой и бедной, разбавленной на 15% азотом, водородно-воздушных смесей (табл. 1).

Параметры газовой смеси за падающей и отражённой ударными волнами (в том числе температура T_5 и давление p_5) рассчитывались с помощью ударной адиабаты (для случая не протекающих химических реакций) на основании измеренных значений скорости падающей ударной волны (датчиками давления) и данных о температурной зависимости теплоемкости смеси [17, 18]. В табл. 1 приведены условия за отраженной ударной волной (давление и температура), при которых в экспериментах выполнялись измерения времени индукции и реакции смесей.

Таблица 1

Смесь	Состав смеси	Давление, МПа	Температура, К
		0.11±0.01	900-1600
1	29.58% H ₂ + 14.79% O ₂ + 55.63% N ₂	0.31±0.02	1000-1560
		0.58 ± 0.04	1100-1320
2	45 650/ II + 11 410/ O + 42 040/ N	0.31±0.04	1000-1500
$2 \qquad 43.03\% \text{ H}_2 + 11.41\% \text{ O}_2 + 42.94\% \text{ N}_2$		0.59±0.04	1100-1360
2	14.70% Hz + $14.70%$ Oz + $70.42%$ Nz	0.31±0.04	950-1350
5	14.7970 Π_2 + 14.7970 Ω_2 + 70.4270 Π_2	0.61±0.05	1150-1450

Параметры исследованных газовых смесей за отраженной ударной волной

Экспериментально времена индукции (задержки воспламенения) смесей определялись по показаниям торцевого датчика давления, торцевого датчика тока ионизации, регистрации возникающего в объеме трубы излучения (соответствующего появлению радикалов OH). В первом случае t_{pressure} соответствует временному интервалу между приходом падающей ударной волны на торец трубы (определяется по торцевому датчику давления) и дополнительным ростом давления, связанным с воспламенением смеси за отраженной ударной волной (рис. 2). Во втором случае t_{ion} – время между приходом падающей ударной волны на торец трубы и появлением сигнала (5% от максимального значения) на торцевом датчике тока ионизации (рис. 2). В третьем случае t_{OH} – время между приходом падающей ударной волны на торец трубы и появлением сигнала (5% от максимального значения) на фотоэлектронном

умножителе. Время реакции смеси t_{reaction} экспериментально определялось как временной интервал между появлением тока ионизации на торцевом датчике и достижением им максимального значения (рис. 2).



Рис. 2. Пример определения времени индукции и реакции стехиометрической водородновоздушной смеси по показаниям торцевого датчика давления и тока ионизации

Для теоретических оценок задержек воспламенения смеси (определяемых по образованию в ходе процесса воспламенения радикалов ОН – 5% от максимального значения) использовался ранее разработанный лабораторный компьютерный код, в котором процесс высокотемпературного окисления топлива за отраженной ударной волной рассматривался в адиабатическом приближении идеального газа при постоянном давлении и использовались известные детальные кинетические механизмы по GRIMECH [15] и Konnov [16].

Погрешности определения температуры, давления и плотности газовой смеси составляли ~0.75, ~1.5 и ~0.7% соответственно. Погрешность измерения времени индукции не превышала 15%.

Полученные результаты и их анализ. В выполненном экспериментальном исследовании процесс воспламенения водородно-воздушных смесей различного стехиометрического состава происходил в ударной трубе за отраженной ударной волной. Высокочастотными пьезоэлектрическими датчиками давления, подключенными к цифровым осциллографам, регистрировалось прохождение по смеси ударной и отраженной волн с последующим определением их скоростей и вычислением параметров газовой смеси за ними. В процессе экспериментов регистрировалось самовоспламенение горючей смеси с последующим распространением волны горения, детонации или перехода горения в детонацию.

Задержки воспламенения смесей были измерены различными методиками, описанными выше, для температур 900–1600 К и давлений 0.1–0.6 МПа (причем большее внимание уделялось высокотемпературной области с экстремально малыми задержками). Для указанных условий за отраженными ударными волнами измерялось время реакции смесей. Полученные в ходе измерений численные данные приведены на рис. 3–5. Видно, что с увеличением температуры для всех исследованных составов водородно-воздушных смесей происходит значительное снижение времени индукции. В начале исследованных температурных интервалов они составляли сотни микросекунд с последующим уменьшением до минимально зарегистрированных – 2 мкс. Задержки воспламенения, измеренные нами с применением различных методик, дополняют друг друга и имеют схожую динамику уменьшения по мере роста температуры. Сравнение с имеющимися в литературе данными [17, 18], полученными в схожих экспериментальных условиях, приведено на рис. 3, *б*. Как видно, они хорошо коррелируют между собой.

Можно отметить, что при температурах свыше 1100–1200 К для смеси постоянного стехиометрического состава время индукции уменьшается с ростом давления, а при меньших

температурах – увеличивается. Для всех исследованных стехиометрических составов водородно-воздушных смесей пересечение температурных зависимостей времени индукции для давлений ~0.3 и ~0.6 МПа происходит при температурах 1150–1200 К, что соответствует задержке воспламенения 20–35 мкс.



Рис. 3. Зависимость времен индукции и реакции стехиометрической водородно-воздушной смеси от обратной температуры при давлении 0.1 МПа (*a*), 0.3 МПа (*б*) и 0.6 МПа (*в*)



Рис. 4. Зависимость времен индукции и реакции богатой водородно-воздушной смеси от обратной температуры при давлении 0.3 МПа (*a*) и 0.6 МПа (*б*)



Рис. 5. Зависимость времен индукции и реакции бедной разбавленной азотом водородновоздушной смеси от обратной температуры при давлении 0.3 МПа (*a*) и 0.6 МПа (*б*)

В выбранной для представления данных системе координат температурная зависимость времени индукции нелинейна, однако можно выделить линейные «высокотемпературный» и «низкотемпературный» участки. Для этих участков была выполнена линейная аппроксимация (штриховая линия на рис. 3–5) и получены корреляционные зависимости (табл. 2) между временем индукции t и обратной температурой 1000/T с последующим определением энергии активации E_A (также указана на рис. 3–5).

Таблица 2

Смесь	Давление, МПа	Температура, К	Энергия активации, кДж/моль
	0.11+0.01	$\lg t = -1,15 + 3,37 \cdot (1000/T)$	64.6 (>1000 K)
	0.11±0.01	$\lg t = -11,82 + 14,07 \cdot (1000/T)$	269.4 (<1000 K)
1	0.21+0.02	$\lg t = -1,65 + 3,62 \cdot (1000/T)$	69.3 (>1150 K)
1	0.31 ± 0.02	$\lg t = -6,62 + 9,41 \cdot (1000/T)$	280.1 (<1150 K)
	0.58±0.04	$\lg t = -3,64 + 5,80 \cdot (1000/T)$	111.0 (>1200 K)
		$\lg t = -12, 14 + 15, 80 \cdot (1000/T)$	302.6 (<1200 K)
	0.31±0.04	$\lg t = -2,06 + 4,01 \cdot (1000/T)$	76.8 (>1100 K)
2		$\lg t = -10,57 + 13,65 \cdot (1000/T)$	261.4 (<1100 K)
2	0.59±0.04	$\lg t = -2,50 + 4,32 \cdot (1000/T)$	82.7 (>1200 K)
		$\lg t = -17,65 + 22,320 \cdot (1000/T)$	424.5 (<1200 K)
	0.21+0.04	$\lg t = -2,28 + 4,27 \cdot (1000/T)$	81.7 (>1100 K)
2	0.31±0.04	$\lg t = -9,69 + 12,58 \cdot (1000/T)$	240.8 (<1000 K)
5	0.61+0.05	$\lg t = -2,28 + 4,09 \cdot (1000/T)$	78.2 (>1200 K)
	0.01±0.03	$lgt = -4,35 + 6,67 \cdot (1000/T)$	127.7 (<1200 K)

Корреляционные уравнения для водородно-воздушных смесей, связывающие время индукции и обратную температуру

По результатам выполненных вычислений было получено, что для исследованных смесей (кроме стехиометрической при давлении ~0.6 МПа, где $E_A = 110$ кДж/моль) энергия активации лежит для «высокотемпературного» диапазона в интервале 64–83 кДж/моль и изменяется не более чем на 6 кДж/моль с изменением давления (табл. 2). Необходимо отметить, что полученные значения энергии активации близки к данным классической работы [4],

где для реакции $O_2 + H \rightarrow OH + O$ она составляет 70.3 кДж/моль, а также к недавно опубликованным нашими коллегами [9] данным для бедных водородно-воздушных смесей.

Что касается «низкотемпературного» участка, то для давления ~0.3 МПа энергия активации находится в пределе 240–280 кДж/моль, что также соответствует данным [9]. При давлении ~0.6 МПа, как видно из табл. 2, для исследованных составов нами получены сильно отличающиеся данные. Они требуют более тщательной проверки и уточнения с получением большего массива экспериментальных данных

Полученные нами экспериментальные данные о задержках воспламенения водородновоздушных смесей различного стехиометрического состава (измеренные посредством регистрации свечения радикалов OH) сопоставлялись с рассчитанными с применением детальных кинетических механизмов по GRIMECH и Konnov. Рассчитанные значения также приведены на рис. 3–5. Видно, что результаты расчета по использованным кинетическим механизмам хорошо соответствуют экспериментально зарегистрированным при температурах свыше 1000 К (совпадает динамика их поведения, они остаются величинами одного порядка; напомним, что погрешность экспериментального измерения времени индукции не более 15%). Следует отметить, что в «высокотемпературной» области расчетные значения ниже экспериментальных, а в «низкотемпературной» превышают их. При значительном снижении температуры использованные нами детальные кинетические механизмы не применимы для описания полученных экспериментальных данных.

Представленные на рис. 3-5 задержки воспламенения водородно-воздушных смесей свидетельствуют об изменении режима воспламенения в интервале температур 1000–1200 К. Изменение наклона температурной зависимости указывает на изменение энергии активации процесса (ее рост с уменьшением температуры). Для имеющегося набора экспериментальных данных, где это было возможно, нами была найдена критическая температура «сильного» режима воспламенения исследованных смесей $T_{\rm cr}$ (вертикальная пунктирная линия на рис. 3, 5). Она определялась на основе температурных зависимостей скорости отраженной ударной волны (рассчитанной как сумма скорости отраженной ударной волны, вычисленной в лабораторной системе координат, и скорости потока газа за падающей ударной волной), измеренных на различном расстоянии (98 и 198 мм) от торца ударной трубы (рис. 6). Предполагалось, что при смене режима воспламенения происходит скачкообразное изменение скорости отраженной волны в соседних измерительных сечениях трубы. Соответствующая этому температура – критическая температура «сильного» режима воспламенения. В наших исследованиях она лежит в диапазоне 1000–1100 К и близка к температуре, при которой происходит смена энергии активации смеси.



Рис. 6. Пример определения критической температуры «сильного» режима воспламенения стехиометрической водородно-воздушной смеси по температурной зависимости скорости отраженной ударной волны

В ходе экспериментального исследования нами также были измерены времена реакции водородно-воздушных смесей (рис. 3–5). Как и в случае задержек воспламенения, с увеличение температуры наблюдалось уменьшение времени реакции смесей от десятков до 2 мкс. Следует отметить, что наблюдаемая температурная зависимость значительно слабее, чем для времени индукции.

Заключение. В результате выполненного экспериментального исследования процесса воспламенения водородно-воздушных смесей различного стехиометрического состава ($\phi = 0.5-2$) получены данные о задержках воспламенения и временах реакции в широком диапазоне температур (900–1600 K) при различных давлениях (0.1, 0.3 и 0.6 МПа). На основе полученных экспериментальных данных определены корреляционные зависимости между временем индукции и обратной температурой. Рассчитана энергия активации исследованных смесей в «высокотемпературном» (64–83 кДж/моль) и «низкотемпературном» (240–280 кДж/моль при ~0.3 МПа) интервалах, границе которых соответствует температура из интервала 1100–1200 К. Определены критические температуры (1000–1100 K) «сильного» режима воспламенения водородно-воздушных смесей в исследованных условиях.

Сравнение экспериментальных данных по задержкам воспламенения с результатами расчетов по известным кинетическим механизмам [15, 16] показали их хорошее соответствие при температурах свыше ~1100 К.

Литература

1. Skinner, G. B. Ignition delays of a hydrogen-oxygen-argon mixture at relatively low temperatures / G. B. Skinner, G. H. Ringrose // J. Chem. Phys. – 1965. – Vol. 49. – P. 2190–2192.

2. Craig, R. A shock tube study of the ignition delay of hydrogen-air mixtures near the second explosion limit / R. Craig. // Technical Report AFAPL-TR-66-74. – Air Force Aero-Propulsion Lab, Wright-Patterson, 1966.

3. Bhaskaran, K. A. Shock tube study of the effect of unsymmetric dimethyl hydrazine on the ignition characteristics of hydrogen-air mixtures / K. A. Bhaskaran, M. C. Gupta, Th. Just // Combust. Flame. -1973. - Vol. 21, N 1. - P. 45–48.

4. Maas, U. Ignition processes in hydrogen–oxygen mixtures / U. Maas, J. Warnatz // Combust. Flame 1988. – Vol. 74, № 1. – P. 53–69.

5. Self-ignition of H₂-air mixtures at high pressure and low temperature / R. K. Blumenthal, K. K. Fieweger, G. Adomeit, B. Gelfand // Proceedings of the 20th International Symposium on Shock Waves. Pasadena, California, USA, July 1995. – P. 935–940.

6. High-pressure shock-tube measurements of ignition times in stoichiometric $H_2/O_2/Ar$ mixtures / E. Petersen, D. Davidson, M. Rohrig, R. Hanson // Proceed. of the 20th Intern. Sympos. on Shock Waves. Pasadena, California, USA, July 1995. – P. 941–946.

7. Lee, D. Hydrogen autoignition at pressures above the second explosion limit (0.6–4.0 MPa) / D. Lee, S. Hochgreb // Int. J. of Chemical Kinetics. – 1998. – Vol. 30, N_{2} 6. – P. 385–406.

8. Гельфанд, Б. Е. Водород: параметры горения и взрыва / Б. Е. Гельфанд, О. Е. Попов, Б. Б. Чайванов. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 288 с.

9. Ignition delay of ultra-lean hydrogen/air mixtures / P. Krivosheyev, O. Penyazkov, K. Sevrouk, A. Skilandz, A. Tereza // Proceed. of 29th Intern. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems. – Siheung, Korea, July 2023.

10. Schott, G. L. Kinetic studies of hydroxyl radicals in shock waves II: Induction times in the hydrogen-oxygen reaction / G. L. Schott, J. L. Kinsey // J. Chem. Phys. – 1958. – Vol. 29. – P. 1177–1182.

11. Shock tube studies of fuel-air ignition characteristics / A. D. Snyder, J. Robertson, D. L. Zanders, G. B Skinner. – Report AFAPL-TR-65-93, 1965.

12. Belford, R. L. Shock tube technique in chemical kinetics / R. L. Belford, R. A. Strehlow // Ann. Rev. Phys. Chem. – 1969. – Vol. 20. – P. 247–272.

13. Saytzev, S. G. Study of combustion of an adiabatically-heated gas mixture / S. G. Saytzev, R. I. Soloukhin // Proceed. of the 8th Sympos. (Intern.) on Combustion. Pasadena, California, USA, 28 August – 3 September, 1961. – Vol. 8, № 1. – P. 344–347.

14. High-temperature ignition of hydrogen and air at high pressures downstream of the reflected shock wave / V. V. Martynenko, O. G. Penyaz'kov, K. A. Ragotner, S. I. Shabunya // J. of Engineering Physics and Thermophysics. – 2004. – Vol. 77. – P. 785–793.

15. Berkeley Mechanical Engineering / G. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach, N. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. Bowman, R. Hanson, S. Song, W. Gardiner, V. Lissanski, Z. Qin // Department of Mechanical Engineering, University of California, Berkeley. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/. – 2010. – Дата доступа: 07.05.2010.

16. Konnov, A. Detailed reaction mechanism for small hydrocarbon combustion. Release 0.5 1998 / A. Konnov // – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://homepages.vub. ac.be:80/~akonnov. – 2010. – Дата доступа: 07.05.2010.

17. Солоухин, Р. И. Ударные волны и детонация в газах / Р. И. Солоухин. – М. : ГИФМЛ, 1963. – 175 с.

18. Gaydon, A. G. The shock tube in high-temperature chemical physics / A. G. Gaydon, I. R. Hurle. – New York : Reinhold Pub. Corp, 1963.

Н. Г. Войцеховская, Т. В. Сидорович

ИНЖЕНЕРНЫЙ РАСЧЕТ ТЕПЛОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗДУШНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

Введение. Разработка современных компонентов радиоэлектронной аппаратуры связана с использованием высоких удельных мощностей при сравнительно небольших их объемах, что непременно приводит к значительному росту выделяемого теплового потока и величины рассеиваемого тепла. Поэтому особого внимания заслуживает поиск способов эффективного и надежного отвода теплоты для устойчивой и безотказной работы электронных компонентов. Конкурентоспособными могут быть пластинчатые аппараты воздушного охлаждения с плоскими ребрами, отличающиеся расположением и шириной ребер, наличием волнистой или шершавой поверхности, так как в них различны коэффициенты теплоотдачи к протекающему по каналам теплообменника газа, гидравлические сопротивления и связанные с ними расходы энергии на транспортировку теплоносителей.

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. Данный этап работы выполняется с помощью методик, опирающихся на инженерные формулы. В дальнейшем уточнение конструкции теплообменного аппарата может быть выполнено с помощью моделирования средствами программного комплекса ANSYS или опытным путем после испытания макета/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.

Основные функции программы. Методика, основанная на решении аналитических уравнений с экспериментально установленными коэффициентами, представляет собой удобный инструмент расчета на этапе разработки технических условий и последующего уточнения конструкции воздушного теплообменника проточного типа [3]. Для ее реализации предложена удобная программа-калькулятор, разработанная в среде программирования Microsoft Visual Studio 2010 на языке С# и предназначенная 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 $\theta_{\text{возд}}$;

- средний по объему перегрев нагретой зоны θ₃;
- средняя удельная мощность нагретой (отдающей тепло) зоны q₃;
- температура нагретой зоны (для блока в целом) *T*₃;
- средняя температура воздуха внутри теплообменника *Т*_{возд};
- средняя температура воздуха в выходном сечении *Т*_{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.

Методика расчета и блок-схема программы. Методика прогнозирования термогидродинамического режима работы 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 этапа 1), 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.

Этапы расчетов 1) и 2) 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. Блок-схема программы представлена на рис. 1.

Интерфейс программы. Запуск программы осуществляется с помощью исполняемого файла с расширением .exe. После запуска исполняемого файла на экране монитора отображается рабочее окно программы, представленное на рис. 2. 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 *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, представленные на рис. 3. Для дальнейшей работы с программой необходимо ввести корректные значения параметров и снова нажать на кнопку *Рассчитать*.

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.



Рис. 1. Блок-схема программы инженерного расчета теплогидродинамических характеристик воздушного теплообменника проточного типа

Параметры теплообменника	цных да	нных	<u>Результаты</u>	Сохранить	вExcel		Графики
L1, м 0,205 L2, м 0,1 L3, м	0,3	1	Параметр	Расчет 1	Расчет 2	Расчет 3	Зависимость средней удельной мошности нагретой зоны
Заполнение теплообменника		-	L1, м	0,205	0,205	0,205	от коэффициента заполнения.
Количество ребер N	6	шт	L2, M	0,1	0,1	0,1	
Толщина ребра 28	0.005	м	L3, м	0,3	0,3	0,3	
Расстояние меж лу ребрами b	0.035	M	N	6	6	6	3200 11 - 1 - 1
Коэффициент заполнения кзап	0.000		2δ, м	0,005	0,005	0,005	
0			ksan	0,15	0,15	0,15	
Мощность, рассеиваемая теплообменником Р	150	Вт	Р, Вт	50	80	100	
Гемпература воздуха на входе Твх	283	к	Твх, К	283	283	283	
Расход воздуха G	0.003	кг/с	G, кг/с	0,003	0,003	0,003	
		Өвозд. К	8,33	13,33	16,67	$q_3 2000 + + + + + + + + + + + + + + + + + $	
	0,000 0,2		θз, К	38,09	60,94	76,18	
	CCANTAID	4	qз, K	730	1169	1461	
N			Тз, К	321	344	359	
<u> </u>		_	Твозд, К	291	296	300	
h 5			Твых, К	300	310	316	
			Re	2526	2526	2526	500
		J	ξ	0,027	0,027	0,027	
		ΔΡ, Па	0,045	0,045	0,045	0,0 0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 0,8 0,	
			<			>	кзал
G T L	1		Desure No	V			

Рис. 2. Рабочее окно программы



Рис. 3. Сообщение пользователю о некорректно введенных данных

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 (рис. 4), позволяющее пользователю просматривать значения в точках, сохранять, масштабировать, а также печатать полученные графики.



Рис. 4. Контекстное меню графической области

Заключение. 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 теплогидродинамических характеристик воздушного теплообменника, предназначенного для охлаждения изделий микроэлектронной техники, содержит большой справочный материал и может служить, помимо расчетных функций, электронным справочником, вследствие чего 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 теплогидродинамические характеристики устройства.

Литература

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

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

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

А. А. Гаспорович, Д. И. Садченко

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ АЛЮМИНИЕВОГО КОЛЬЦЕВОГО ТЕРМОСИФОНА, СОДЕРЖАЩЕГО ДВА ИСПАРИТЕЛЯ И ОДИН КОНДЕНСАТОР, ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПОЛОЖЕНИЯХ В ПРОСТРАНСТВЕ

Введение. Одними из эффективных элементов систем охлаждения, использующих принцип испарительно-конденсационного цикла, в настоящее время являются миниатюрные замкнутые двухфазные термосифоны различных конструкций [1–3]. Они отличаются высокими теплопередающими характеристиками и простотой изготовления. Благодаря таким преимуществам двухфазные термосифоны находят широкое применение для охлаждения микроэлектронного оборудования. Постоянное совершенствование современной аппаратуры связано с возникновением проблемы обеспечения нормального теплового режима проектируемых устройств и отдельных теплонагруженных элементов. Это можно объяснить тем, что количество теплонагруженных элементов, размещаемых в единице объема, неуклонно увеличивается, что, в свою очередь, приводит к возрастанию плотности рассеиваемой мощности и неприменимости в ряде случаев традиционных способов отвода тепла из-за их недостаточной эффективности.

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) [4–8]. Одной из удобных систем охлаждения таких электронных компонентов являются двухфазные кольцевые термосифоны [9–11]. В системах охлаждения нашли применение контурные и пульсационные тепловые трубы, термосифоны и паровые камеры [12–15].

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.

Описание установки. 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 (чипы) различной мощности, охлаждение которых осуществляется с помощью жидкостного конденсатора термосифона (7). Рабочая жидкость термосифона – ацетон. Испаритель и конденсатор соединяются друг с другом с помощью паровой 5 и жидкостной трубок 8. Технические характеристики термосифона:

Рабочая жидкость	ацетон
Объем заправки, %	15–63
Тепловая нагрузка, Вт	10–60
Испаритель:	
материал	алюминий
количество панелей	2

количество мини-каналов в одной панели	8
размеры одного мини-канала (длина×ширина×высота), мм	7×3×110
гидравлический диаметр, мм	4,2
Конденсатор:	
тип	труба в трубе
материал	алюминий
внешние размеры (длина×внешний диаметр), мм	200×24
толщина стенки, мм	2
Размеры парового и жидкостного коллекторов	
(длина×ширина×высота), мм	160×9×9
Охлаждающая жидкость	вода
Температура охлаждающей жидкости	20 °C





Конденсатор термосифона выполнен в виде теплообменника «труба в трубе» с водяным охлаждением. Он охлаждается потоком воды от термостата LOIP FT-316-40. Испаритель нагревается от источника питания постоянного тока HY10010E. В основных точках термосифона установлены термопары Т-типа (медь-константан). Сигналы от термопар обрабатываются мультиметром Agilent 34980A и передаются на компьютер для дальнейшей обработки. Для минимизации тепловых потерь испаритель, паровой и жидкостной каналы покрыты слоем теплоизоляции. Жидкостная трубка соединяет конденсатор с испарителем и проходит внутри нижнего коллектора испарителя термосифона по всей его длине для обеспечения равномерной подачи рабочей жидкости в обе панели. Общий вид экспериментальной установки показан на рис. 2.



Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки «Кольцевой термосифон с двумя панелями испарителя»: 1 – термосифон на подставке, 2 – мультиметр, 3 – персональный компьютер, 4 – термостат, 5 – источники питания

Расположение термопар на поверхности термосифона показано на рис. 3 (обведены номера основных термопар). Экспериментальная установка предназначена для исследования процессов теплообмена при испарении, кипении и конденсации в термосифонах. В процессе исследований определялись температуры вдоль термосифона, термическое сопротивление компонентов термосифона, эффективность теплообмена и критический тепловой поток. Все тесты проводились в одинаковых условиях при температуре воздуха в помещении 18–20 °С. Температура охлаждающей жидкости составляла 20 °С. Промежутки времени между двумя последовательными тестами составляли не менее 12 ч, что позволяло полностью охладить установку до комнатной температуры.



Рис. 3. Расположение термопар на поверхности термосифона: 1, 2 – панели испарителя с нагревателями; 3 – конденсатор, 22–37 – номера термопар

Экспериментальные исследования параметров термосифона при различных положениях в пространстве. Был проведен ряд исследований при различных уровнях заправки термосифона рабочей жидкостью с изменением угла наклона. Номинальная тепловая нагрузка на термосифон для всех экспериментов была одинакова и равна 40 Вт.

Средний коэффициент теплоотдачи в термосифоне при различных углах наклона определяется из уравнения Ньютона–Рихмана

$$h = \frac{Q}{\Delta TF} = \frac{q}{\Delta T}.$$
 (1)

На рис. 4 и 5 показаны графики распределения температур на поверхности испарителя термосифона по времени при уровне заправки 50%. Видно, что распределение температур по времени практически одинаково в обоих случаях, однако коэффициент теплоотдачи на рис. 5 больше. Коэффициент теплоотдачи при вертикальном расположении термосифона и нагрузке на термосифон 40 Вт равен 6100 Вт/(м²·K), а при угле наклона в 45° – 6800 Вт/(м²·K).

На рис. 6 приведен график зависимости коэффициента теплоотдачи h от угла наклона φ при заправке испарителя 40% от общего объема. Из него можно сделать вывод, что вертикальный алюминиевый кольцевой термосифон с двумя многоканальными панелями испарителя может работать при различных углах наклона к горизонту (до 45°), о чем свидетельствует увеличение коэффициента теплоотдачи.



Рис. 4. Графики распределения температур на поверхности испарителя термосифона по времени при уровне заправки 50% и угле наклона 0°



Рис. 5. График распределения температур на поверхности испарителя термосифона по времени при уровне заправки 50% и угле наклона 45°



Рис. 6. График зависимости коэффициента теплоотдачи от угла наклона при заправке испарителя 40% от общего объема и тепловой нагрузке 40 Вт

Заключение. Разработан и испытан новый плоский алюминиевый кольцевой термосифон с двумя многоканальными панелями испарителя. Испарители объединены общими коллекторами для переноса пара и рабочей жидкости. Термосифон включает в себя ряд преимуществ, характерных для обычных и контурных тепловых труб, а также кольцевых термосифонов. Результаты испытаний показали, что изменение положения термосифона в пространстве практически не влияет на его работоспособность. К испарителю термосифона, состоящему из нескольких многоканальных панелей можно присоединить ряд охлаждаемых элементов, таких как IGBT, криогенные инфракрасные датчики, электронные микросхемы, светодиоды и т. д.

Исследования выполняются за счет Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, грант Т23РНФ-227.

Обозначения

F – площадь теплоотдающей поверхности, м²; Q – тепловая нагрузка, Вт; q – плотность теплового потока, Вт/м²; ΔT – разница температур между нижней стенкой испарителя (источник подвода тепла) и пара в паровом коллекторе.

Литература

1. Пиоро, Л. С. Двухфазные термосифоны и их применение в промышленности / Л. С. Пиоро. – Киев : Наукова думка, 1988. – 136 с.

2. Безродный, М. К. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика / М. К. Безродный, И. Л. Пиоро, Т. О Костюк. – Киев : Факт, 2005. – 704 с.

3. Кравец В. Ю., Письменный Е. Н., Коньшин В. И. // Збірник наук. праць СНУЯЕ та П. Севастополь. – 2009. – В. 4(32). – С. 39–46.

4. Two-phase closed thermosyphons: a review of studies and solar applications / D. Jafari, A. Franco, S. Filippeschi, P. Di Marco // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2016. – Vol. 53. – P. 575–593.

5. Dynamic simulation and experimental validation of a two-phase closed thermosyphon for geothermal application / J.-C. Ebeling, X. Luo, S. Kabelac [et al.] // Propulsion and Power Research. – 2017. – Vol. 6, Iss. 2. – P. 107–116.

6. Passive two-phase cooling of air circuit breakers in data center power distribution systems / A. J. Robinson, J. Colenbranderb, G. Byrnec [et al.] // Electrical Power and Energy Systems. – 2020. – Vol. 121. – P. 106138.

7. Karayiannis, T. G. Flow boiling in microchannels: fundamentals and applications / T. G. Karayiannis, M. M. Mahmoud // Applied Thermal Engineering. – 2017. – Vol. 115. – P. 1372–1397.

8. Loop thermosyphons with porous coatings / L. L. Vasiliev, M. I. Rabetsky, L. P. Grakovich, A. S. Zhuravlyov // Proceed. of the X Minsk Intern. Seminar. «Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators, Power Sources». Minsk, September 10–13, 2018. – Vol. 1. – P. 121–131.

9. Long horizontal vapordynamic thermosyphons for renewable energy sources / L. L. Vasiliev, L. L. Vassiliev Jr., M. I. Rabetsky [et al.] // Heat Transfer Eng. – 2019. – Vol. 40, Iss. 3–4. – P. 258–266.

10. Thermosyphons with innovative technologies / L. L. Vasiliev, L. P. Grakovich, M. I. Rabetsky [et al.] // Applied Thermal Engineering. – 2017. – Vol. 111. – P. 1647–1654.

11. Development and testing of a novel horizontal loop thermosyphon as a kW-class heat transfer device / L. Vasiliev, A. Zhuravlyov, M. Kuzmich, V. Kulikouski // Applied Thermal Engineering. – 2022. – Vol. 200. – P. 117682.

12. Vasiliev, L. L. Two-phase heat transfer devices for passive colling of electric and hybrid aircraft onboard equipment / L. L. Vasiliev, A. S. Zhuravlyov // Int. J. of Sustainable Aviation. – 2023. – Vol. 9, No. 2. – P. 89–114.

13. Майданик, Ю. Контурные тепловые трубы – высокоэффективные теплопередающие устройства для систем охлаждения электроники / Ю. Майданик // Электроника. – 2017. – № 6. – С. 122–130.

14. Хайрнасов, С. М. Применение тепловых труб в системах обеспечения тепловых режимов РЭА: современное состояние и перспективы / С. М. Хайрнасов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2015. – № 2–3. – С. 19–33.

15. Васильев, Л. Л. Тепловые трубы, наножидкости и нанотехнологии / Л. Л. Васильев // ИФЖ. – 2021. – Т. 94, № 5. – С. 1245–1254.

Т. Н. Генарова, А. А. Степанюк, Е. А. Пицуха

АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ПЕРЕРАБОТКИ ИЛОВЫХ ОСАДКОВ СТОЧНЫХ ВОД

Введение. В результате хозяйственно-бытовой и производственной деятельности человека образуются жидкие бытовые отходы, которые, преимущественно, сбрасываются в канализацию. В процессе прохождения сточными водами стадий очистки на очистных сооружениях образуется иловый осадок, как правило, не поддающийся какой-либо переработке, кроме как обезвоживанию на иловых полях в естественных условиях. Этот процесс долгосрочен, требуются огромные площади под иловые карты. Кроме того, складирование иловых осадков приводит к распространению неблагоприятного газовоздушного фона, загрязнению почв и подземных вод токсичными компонентами.

Существующие традиционные технологии не отвечают современным экологическим и техническим требованиям, не позволяют использовать энергетический и ресурсный потенциал отходов. Переработка осадков сточных вод является одной из актуальных, приоритетных задач, направленных на снижение и предотвращение негативного воздействия на объекты окружающей среды. В настоящее время существует несколько технологий термической переработки, альтернативных традиционному сжиганию иловых осадков сточных вод: жид-кофазное окисление, пиролиз и газификация. Торрефикация имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами. Образующиеся жидкие продукты можно использовать в качестве вторичного сырья для получения биотоплива.

Целью работы является детальный анализ жидких продуктов торрефикации иловых осадков сточных вод с использованием газовой хроматографии для получения информации о возможном практическом использовании.

Материалы и методы их исследования.

Торрефикация осадка сточных вод (ОСВ). Этот процесс проходит при температуре в реакторе 300–350 °C, температуре перегретого пара на входе в реактор 320–370 °C. Расход пара на псевдоожижение – 15 кг/ч, масса подаваемого исходного материала 2 кг, продолжительность термообработки 20–30 мин.

Пробоподготовка термообработанной жидкости. Для определения компонентов термообработанной жидкости использовали их предварительное экстракционное извлечение из термообработанной жидкости хлороформом (2:1) после её насыщения сульфатом аммония. В указанной экстракционной системе хлороформ количественно извлекает подавляющее большинство содержащихся в термообработанной смеси компонентов.

С целью дополнительного подтверждения природы и количественного содержания органических кислот и оснований термообработанной жидкости была использована жидкостная экстракция при значениях pH = 0, 2, 4, 6, 8, 10 и 12. Изменение pH среды достигалось добавкой соляной кислоты, гидроксида натрия и аммиачного буферного раствора. Для дополнительного подтверждения содержания алканов была проведена обработка образца олеумом с последующим промыванием дистиллированной водой и перманганатом калия.

Газовая хромато-масс-спектрометрия. Определение качественного и количественного состава экстрактов проводилось с использованием газового хромато-масс-спектрометра Agilent Technologies 7890 A/5975 C (США), капиллярная колонка – HP-5MS (30 м × 0,25 мм × 0,25 мкм). Условия проведения хроматографического анализа следующие: температура термостата с момента ввода пробы повышалась от 50 до 300 °C со скоростью 10 °C/мин, затем выдерживалась в течение 23 мин. Газ-носитель – гелий (скорость потока 1 мл/мин); объем вводимой пробы 1 мкл. Для увеличения чувствительности метода масс-селективный детектор (ионизация осуществляется электронным ударом при энергии ионизации 70 эВ) работал

в режиме сканирования выбранных ионов (SIM) и режиме полного сканирования ионов (SCAN), температура ионного источника 230 °C; температура квадруполя 150 °C. Идентификацию соединений проводили с помощью библиотеки масс-спектров NIST17 в режиме полного сканирования масс-детектора (SCAN) по временам удерживания компонентов.

Результаты работы и их обсуждение. В табл. 1 представлены элементный состав и основные характеристики продуктов торрефикации иловых осадков сточных вод.

Таблица 1

Показатель	Осадок сточных вод	Биоуголь
Зольность А ^р , %	37	30
Влажность W ^p , %	8	5
Выход летучих V _{daf} , %	90	82
Элементный состав, % на горючую массу:		
C^{r}	36	37,5
H^{r}	5,5	2,8
N^{Γ}	2,2	2,6
O^{r}	55,3	56,6
S^{r}	1	0,5
Низшая теплота сгорания $Q_{\rm ph}$, кДж/кг	6450	6050

Элементный состав и характеристики продуктов торрефикации

Известно, что продукты торрефикации, образующиеся при переработке отходов, содержат органические соединения различных классов, в первую очередь фенолы, органические кислоты, органические основания и органические неэлектролиты [1, 2]. Жидкие продукты торрефикации иловых осадков, в свою очередь, представляют собой сложную смесь многих сотен органических соединений [3–7], основными компонентами являются фенолы, крезолы, ксилолы, метоксифенолы, карбоновые кислоты и углеводороды.

Основными методами анализа продуктов торрефикации являются газовая хроматография с масс-спектрометрическим детектированием, элементный анализ и ИК спектроскопия.

В литературных источниках [8] и [9] можно найти сведения о качественном составе продуктов торрефикации иловых осадков сточных вод. Из работы [8] можно узнать, что образцы содержат следующие вещества: аценафтен, фенантрен, антрацен, бензофлуорантен пирен, гептахлор, альдрин, 2-хлорфенол, 2-нитрофенол, пентахлорфенол. В [9] показано, что в состав пиролизного масла входят пиразин и его производные, пиримидин, циклогексанон, кетоны, фенол и его производные, амиды. Как видно из данной информации, качественный состав может варьироваться, и нет никаких точных данных по этому поводу.

В табл. 2 представлены результаты ГХ-МС анализа жидких продуктов торрефикации иловых осадков сточных вод при разных pH. В исследованных образцах регистрируются фенолы и карбоновые кислоты (додекановая, тетрадекановая, гексадекановая и октадекановая). Также в пробе идентифицируются алифатические углеводороды.

Фракционная перегонка пиролизного масла. Для разделения сложных органических смесей на фракции применяют перегонку, поэтому была предпринята попытка разделения образца на фракции этим методом. В результате проведения фракционной перегонки исследуемого образца были получены две фракции. Выход летучих фракций составил около 65% (табл. 3). Хроматограммы полученных фракций представлены на рисунке.

В связи с существующей проблемой достоверной идентификации компонентов образца остро стоит вопрос выяснения возможности его разделения на компоненты или группы. Очевидно, что предварительная экстракционная пробоподготовка продуктов торрефикации позволит существенно повысить точность и достоверность их ГХ-МС анализа.

Таблица 2

	Относительное содержание, %			
Соединение	Исходный образец	pH = 2	pH = 12	
Phenol	1,22	_	—	
1,2-Cyclopentanedione, 3-methyl-	0,68	-	—	
p-Cresol	2,4	—	—	
Phenol, 2-methoxy-	2,38	—	—	
Benzyl nitrile	—	—	0,44	
Creosol	2,56	—	—	
Benzenepropanenitrile	_	—	1,63	
Phenol, 4-ethyl-2-methoxy-	2,05	—	—	
Eugenol	1,58	—	—	
Phenol, 2,6-bis(1,1-dimethylethyl)	—	—	1,08	
trans-Isoeugenol	0,56	—	—	
Nonadecane	_	—	1,16	
Dodecanoic acid	2,17	1	—	
Tetradecanoic acid	6,45	3,94	—	
Hexadecanoic acid, methyl ester	1,85	1,7	—	
n-Hexadecanoic acid	51,84	68,1	—	
Heneicosane	1,61	—	—	
Octadecanoic acid	3,84	4,71	—	
Hexacosane	2,07	0,98	—	
Eicosane	2,18	—	—	
Tetracosane	1,8	—	—	
Triacontane	_	1,58	—	
Tetracosane	-	1,82	—	
Pentacosane	_	1,33	_	
Heneicosane	-	1,14	6,87	

Основные компоненты жидких продуктов торрефикации иловых осадков сточных вод

Таблица 3

Результаты проведения фракционной перегонки образца

Продукты перегонки	Плотность, кг/п	Температура кипения °С	Macca, г	Выход фракции %
Фракция 1	0,998	98–100	304,8	<u>65,7</u>
Остаток перегонки	1,001	_	113,7	24,5



Хроматограммы фракции 1 (а) и остатка перегонки (б), полученных после фракционной перегонки

Результаты анализа хроматограмм показывают, что в первой фракции регистрируются около 110 соединений (достоверность идентификации 26 соединений составляет более 95%, а оставшихся 84 – менее 80%). Основными компонентами являются фенол и его производные, карбоновые кислоты, крезол, алканы (табл. 4). Обнаружено наличие большого количества фенола и его производных, а также крезола. В образце фракции 1 при pH = 2 не было обнаружено карбоновых кислот.

Таблица 4

Caarina	Относительное содержание, %			
Соединение	Исходный образец	pH = 12		
Phenol	7,92	5,43		
Phenol, 2-methyl-	1,51	1,5		
p-Cresol	12,94	11,3		
Phenol, 2-methoxy-	8,87	7,98		
Phenol, 2,5-dimethyl-	—	1,46		
Phenol, 4-ethyl-	2,46	2,64		
2,3-Dimethylhydroquinone	_	3,35		
Phenol, 4-ethyl-2-methoxy-	3,06	3,21		
Eugenol	1,98	2,13		
Hexadecane	1,34			
Heneicosane	3,18	2,42		
Docosane	-	3,77		
Hentriacontane	3,97			
Heptacosane	_	4,67		

Соединения фракции 1 и их относительное содержание

Рассмотрим результаты анализа остатка от перегонки. При качественном анализе остатка от перегонки ГХ-МС методом детектируются 98 соединений (достоверность идентификации 19 соединений составляет более 95%, а оставшихся 79 – менее 80%), основные компоненты – карбоновые кислоты и алканы (табл. 5). Видно, что в состав остатка перегонки входят фенол и его производные, карбоновые кислоты присутствуют в следовых количествах.

Таблица 5

Соединения остатка перегонки и их относительное содержание

Coorriging	Относительное содержание, %				
Соединение	Исходный образец	pH = 2	pH = 12		
Hexanoic acid	-	—	1,24		
1,2-Cyclopentanedione, 3-methyl-	2,14	—	—		
2,5-Pyrrolidinedione, 1-methyl-	0,77	—	—		
Cyclohexanecarboxylic acid	-	—	0,63		
Phenol, 2,6-dimethoxy-	0,28	0,95	—		
Ethanone, 1-(3-hydroxy-4-methoxyphenyl)-	0,52	—	—		
Phenol, 2-methoxy-3-methyl-	-	2,76	_		
Hentriacontane	-	—	1,12		
Heneicosane	2,28	2,61	2,75		
Hexacosane	-	7,91	7,33		
Tetracosane	6,94	9,57	8,94		
Eicosane	12,54	18,89	13,03		
Octacosane	0,81	—	_		
Docosane	3,87	_	_		
Tricosane	5,59	_	_		

Для определения алифатических и нафтеновых углеводородов в смеси был проведён ГХ-МС анализ после обработки олеумом (табл. 6). В фракции 1 обнаружены эйкозан, тетракозан, гексокозан, нонадекан, октадекан, гексадекан, гептадекан, пентадекан и тетрадекан. В остатке от перегонки обнаружены эйкозан, октакозан, тетракозан, генсадекан, гексокозан, нонадекан, октадекан, пентадекан и тетрадекан.

Таблица 6

Caammanna	Относительное содержание, %			
Соединение	Фракция 1	Остаток от перегонки		
Tetradecane	0,28	_		
Pentadecane	0,46	_		
Hexathiane	_	0,13		
Hexadecane	0,72	0,65		
Heptadecane	11,31	6,17		
Octadecane	0,44	_		
Nonadecane	0,51	0,49		
Eicosane	0,73	1,24		
Heneicosane	1,34	2,86		
Hexacosane	2,68	_		
Tetracosane	4,28	10,61		
Tricosane	_	8,47		
Octacosane	_	4,11		

Основные соединения, входящие в состав образца после обработки олеумом

Заключение. Проведён анализ жидких продуктов торрефикации иловых осадков сточных вод, определен их компонентный состав, установлены основные характеристики для поиска наиболее эффективных методов извлечения из них ценных химических соединений. В результате определения их состава методом газовой хромато-масс-спектрометрии с использованием жидкостной экстракции было обнаружено, что продукты торрефикации содержат предельные углеводороды, примесные количества азот- и кислородсодержащих органических соединений (карбоновые кислоты, фенол и его производные).

Литература

1. Overview of current biological and thermo-chemical treatment technologies for sustainable sludge management / L. Zhang, C. C. Xu, P. Champagne, W. Mabee // Waste Manag. Res.: J. of Int. Solid Wastes and Public Cleansing Association. – 2014. – Vol. 32, Is. 7. – P. 586–600.

2. Novak, J. T. Dewatering of sewage sludge / J. T. Novak // Drying Technology. – 2006. – Vol. 24, Is. 10. – P. 1257–1262.

3. Hudcova, H. Present restrictions of sewage sludge application in agriculture within the European Union / H. Hudcova, J. Vymazal, M. Rozkosný // Soil Water Res. – 2019. – Vol. 14, Is. 2. – P. 104–120.

4. Geyer, J. Sewage sludge drying / J. Geyer, K. J. Thome-Kozmiensky, M. Beckmann // Energie aus Abfall. – 2013. – Vol. 10. – P. 927–948.

5. Putranto, A. A simple and effective model for modeling of convective drying of sewage sludge: the reaction engineering approach (REA) / A. Putranto, X. D. Chen // Procedia Chemistry. -2014. - Vol. 9. - P. 77-87.

6. Bennamoun, L. Solar drying of wastewater sludge: a review / L. Bennamoun // Renew. Sustain. Energy Rev. – 2012. – Vol. 16, Is. 1. – P. 1061–1073.

7. Heidecke, P. Status of sewage sludge drying and sewage sludge incineration in Germany / P. Heidecke, J. Six, F. Lehrmann // Korrespondenz Abwasser Abfall. – 2018. – Vol. 65. – P. 245–256.

8. Deng, W. Experimental study on agitated drying characteristics of sewage sludge under the effects of different additive agents / W. Deng, Y. Su // J. Environ. Sci. -2014. - Vol. 26, Is. 7. - P. 1523–1529.

9. Medic Pejic, L. Determination of spontaneous combustion of thermally dried sewage sludge / L. Medic Pejic, N. Fernandez Anez, J. García Torrent, A. Ramírez-Gomez // J. Loss Prev. Process. Ind. – 2015. – Vol. 36. – P. 352–357.

10. Werther, J. Sewage sludge combustion / J. Werther, T. Ogada // Prog. Energy Combust. Sci. – 1999. – Vol. 25, Is. 1. – P. 55–116.

11. Gaseous emissions from sewage sludge combustion in a moving bed combustor / L. Batistella, V. Silva, R. C. Suzin, E. Virmond, C. A. Althoff, R. F. P. M. Moreira, H. J. Jose // Waste Manag. -2015. - Vol. 46. - P. 430–439.

Н. М. Горбачев, Н. Л. Солнцева, Д. С. Макаренко

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ СОЛОМЫ ПРИ МИКРОВОЛНОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ С ПОСЛЕДУЮЩЕЙ БЫСТРОЙ ДЕКОМПРЕССИЕЙ

Выделение биополимеров из растительного сырья производится под действием химических реагентов, что оказывает значительное влияние на окружающую среду. В то же время востребованность в продуктах, полученных из растительных материалов, возрастает. Обусловлено это производством биотоплива, потребностью промышленности в фурфуроле, нанои микроцеллюлозе. В связи с этим становится актуальным развитие безреагентных способов предварительной обработки растительных материалов. Перспективным направлением безреагентной обработки является использование механохимических технологий, к которым относятся ультразвуковая и кавитационная обработка, импульсный нагрев (включая микроволновой), термомеханическая обработка со сбросом давления (паровзрывной автогидролиз) или комбинация этих способов.

Одной из основных причин трудной гидролизуемости лигниноцеллюлозных материалов является надмолекулярная структура компонентов, входящих в их состав, затрудняющая доступ химических реагентов и ферментов к микромолекулам, что вызывает необходимость проведения кислотного гидролиза при повышенных температурах и давлениях, а при ферментативном гидролизе растительной биомассы для повышения реакционной способности необходима ее предварительная обработка [1, 2].

Известно, что воздействие микроволнового излучения на растительные материалы приводит к разрушению их надмолекулярной структуры и увеличению содержания легкогидролизуемых фракций. Кроме того, скорость гидролиза растительных материалов растет быстрее образовавшихся моносахаридов, что дает возможность обеспечить их достаточный выход даже в условиях одноступенчатого процесса. Это обусловливает использование микроволнового излучения для осуществления гидролитической деструкции, так как позволяет нагревать материал до высоких температур за непродолжительное время [3].

Особый интерес представляет совмещение процесса паровзрывного автогидролиза с микроволновым нагревом материала, который позволяет повысить производительность технологии, понизить параметры баротермической обработки из-за дополнительного воздействия микроволнового излучения.

Целью работы является исследование процессов обработки соломы путем микроволнового нагрева под давлением с последующей быстрой декомпрессией. Для исследования процесса термомодификации растительных материалов с использованием микроволнового излучения использована лабораторная экспериментальная установка, структурная схема которой приведена на рисунке.

Подготовка образцов выполнялась в следующей последовательности:

- измельчение образца соломы до фракции 0,5-1,0 мм;

 предварительная обработка соломы химическими реагентами, которая заключалась в выдерживании образца в растворе реагента с заданной концентрацией в течение определенного времени (гидромодуль равен 2);

загрузка обработанной соломы в реактор (герметизация реактора, его вакуумирование, подача N₂ (CO₂), баротермическая обработка, резкая декомпрессия);

- охлаждение.

Для образцов обработанного сырья определяли содержание основных компонентов (лигнина, легкогидролизуемых полисахаридов (ЛГПС) и трудногидролизуемых полисахаридов (ТГПС), целлюлозы, золы), степень полимеризации, насыпную плотность и выход продукта.



Структурная схема установки: *1* – магнетрон, *2* – микроволновая печь, *3* – управление микроволновой печи, *4* – капсула, *5* – измеритель температуры, *6* – мановакуумметр, *7* – вакуумный ресивер, *8* – вакуумный насос, *9* – баллон CO₂ (N₂)

Предварительную обработку соломы тритикале проводили выдерживанием ее в 10%-м растворе щелочи в течение 30 мин. Время выхода на режим (нагрева материала до температуры выдержки при конвективном нагреве) составляет 60 мин; при СВЧ-нагреве время выхода на режим составляет от 5 до 10 мин. Основные результаты обработки соломы тритикале представлены в табл. 1.

Таблица 1

Номер	Услови	ия обработки исходного материала				Содержание	Содержание
образца	Нагрев	Реагент	t, °C	<i>Р</i> , МПа	τ, мин	лигнина, %	целлюлозы, %
0	-	-	—	_	—	19,34	54,28
1	10	КОН	195	1,60	60	4,12	86,02
2	Конвек- тивный	КОН	210	1,6	60	5,37	85,39
3		NaOH	215	1,85	60	5,75	85,28
4		КОН	150	0,5	6	5,84	85,15
5	СВЧ	КОН	150	0,3	17,5	5,67	85,21
6		КОН	145	1,05	3,5	4,19	85,64

Режимы обработки соломы тритикале

Обработка соломы тритикале при повышенных температурах повышает эффективность процесса гидролиза полисахаридов, что приводит к уменьшению содержания легкогидролизуемых и трудногидролизуемых полисахаридов.

Применение микроволнового нагрева при использовании взрывного автогидролиза позволяет значительно интенсифицировать процесс, а также увеличить выход целевых продуктов за счет сокращения времени нагрева и, как следствие, снижения количества образующихся продуктов вторичных превращений моносахаридов.

Основные результаты обработки соломы пшеницы представлены в табл. 2. Предварительную обработку соломы проводили выдерживанием ее в 4%-м растворе перекиси водорода при t = 170 °C, p = 1,0 МПа, $\tau = 7$ мин. В образцах № 1, № 6 (табл. 1) и № 2¹ (табл. 2) содержание лигнина не превышает 5%, что допустимо для порошкообразных целлюлозных материалов. Для этих образцов были определены степень полимеризации и насыпная плотность (табл. 3).

При сравнении показателей трех образцов можно отметить, что все они имеют достаточно низкую степень полимеризации и насыпную плотность. Данные показатели сравнимы
с таковыми для порошкообразных целлюлозных материалов, что позволяет сделать вывод, что полученный продукт можно отнести к микрокристаллической целлюлозе.

Таблица 2

Номер	Vehopus οδραδοτκα οδρασμορ	Содержание,			
образца	у словия обработки образцов	Лигнин	ЛГПС	ла.е.е. ТГПС	
Исходный материал	_	19,3	22,76	38,56	
1 ¹	Обработка соломы 4% КОН с последующим микроволновым нагревом	9,72	18,54	27,63	
21	Обработка соломы 4% H ₂ O ₂ с последующим микроволновым нагревом (реагент добавлен не- посредственно в реактор перед проведением микроволновой обработки)	4,74	21,17	31,12	
31	Обработка соломы 4% H ₂ O ₂ с последующим микроволновым нагревом (предварительная обработка перекисью водорода с выдержкой 30 мин и загрузкой в реактор без промывания для микроволновой обработкой)	9,50	21,65	31,41	
4 ¹	Обработка соломы 4% H ₂ O ₂ с последующим микроволновым нагревом (предварительная обработка перекисью водорода с выдержкой 30 мин и последующей промывкой перед микроволновой обработкой)	9,68	21,44	31,25	

Результаты обработки соломы пшеницы

Таблица 3

Показатели качества образцов порошковой целлюлозы

Номер	Содержание	Степень	Насыпная	Содержание	BUX01* %
образца	лигнина, %	полимеризации	плотность	золы, %	Быход, 70
1	4,12	220	150	1,43	89,02
6	4,19	225	120	1,47	88,46
2	4,74	216	120	1,45	92,05

* в расчете на содержание целлюлозы в исходном образце.

Для интенсификации процесса гидролиза и повышения выхода редуцирующих веществ (PB) проводили микроволновую обработку соломы в присутствии раствора серной кислоты. Предварительные эксперименты показали, что использование серной кислоты концентрацией 0,5% не обеспечивает получение высокого выхода PB при применяемых условиях обработки, поэтому исследования проводили в присутствии серной кислоты концентрацией 2,5%.

Результаты гидролиза соломы при различных условиях микроволновой обработки приведены в табл. 4. Видно, что максимальный выход PB (24,6% от массы а.с.с.) из соломы, пропитанной 2,5%-м раствором серной кислоты, достигается при продолжительности микроволновой обработки 9 с (температура 140 °C), при этом в целлолигнине сохраняется достаточно высокое содержание полисахаридов (26,92%) для дальнейшей переработки. Применение микроволнового нагрева для осуществления процесса гидролиза полисахаридов обеспечивает максимальный выход моносахаридов при существенной интенсификации процесса.

Условия		Выход	ц PB,	Содержание углеводов
СВЧ-гидролиза		% от массы а	.с.с. навески	в остатке после гидролиза,
τ, c	t, °C	до инверсии	после инверсии	% от массы а.с.с.
6	95	10,01	12,81	37,65
7	120	16,80	19,02	32,82
8	130	19,95	23,20	29,60
9	140	21,08	24,60	26,92

Влияние микроволновой обработки на гидролитическую деструкцию полисахаридов соломы тритикале

Таким образом, комплексная обработка растительных материалов путем их предварительной химической обработки (КОН, H_2O_2 , H_2SO_4) с последующей баротермической обработкой при микроволновом воздействии и быстрой декомпрессией (1–2 с) позволяет существенно снизить температуру и сократить время гидролиза в несколько раз. Баротермическую обработку можно рассматривать в качестве перспективного способа предварительной обработки лигниноцеллюлозного сырья перед ферментативным гидролизом, поскольку происходит относительное увеличение содержания легкогидролизуемых по отношению к трудногидролизуемым полисахаридам.

Литература

1. Алешина, Л. А. Исследование структуры целлюлоз и лигнинов различного происхождения (обзор) / Л. А. Алешина, Н. В. Мелех, А. Д. Фофанов // Химия растительного сырья. – 2005. – № 3. – С. 31–59.

2. Синицын, А. П. Сравнительный анализ реакционной способности целлюлозосодержащего сырья по отношению к ферментативному гидролизу / А. П. Синицын, И. Л. Леонова, Б. Наджемин // Прикладная биохимия и микробиология. – 1986. – Т. 22, вып. 4. – С. 517–525.

3. Болтовский, В. С. Теория и технология комплексной гидролитической переработки растительной биомассы / В. С. Болтовский. – Минск : БГТУ, 2014. – 267 с.

Н. М. Горбачев, С. И. Футько, А. В. Власов, М. И. Русакевич, И. А. Козначеев, Э. К. Бучилко, Т. Н. Генарова

ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ГАЗОФАЗНЫХ И ЖИДКИХ ПРОДУКТОВ ГАЗИФИКАЦИИ НИЗКОКАЛОРИЙНЫХ ТВЕРДОФАЗНЫХ БИОТОПЛИВНЫХ СМЕСЕЙ В СВЕРХАДИАБАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Метод сверхадиабатического фильтрационного горения и газификации [1–3] отличается высокой энергоэффективностью и экологичностью и в полной мере отвечает современным требованиям к технологиям топливно-энергетического комплекса в Республике Беларусь [4]. В [4] отмечается особая необходимость в условиях дефицита собственных энергоресурсов максимально эффективно использовать имеющийся потенциал топливно-энергетического комплекса с акцентом на энергосбережении, повышении коэффициента полезного использования энергоносителей и увеличении доли местных, вторичных и возобновляемых источников энергии, к которым относятся, например, отходы деревообработки и твердые коммунальные отходы.

В современном мире существует острая необходимость в утилизации и вторичной переработке в ценные химические продукты образующихся и уже накопленных твердых коммунальных отходов, что является неизбежным следствием увеличения численности населения, степени его урбанизации и роста экономики [5].

В имеющихся на рынке установках по газификации и пиролизу твердых коммунальных отходов в плотном слое применяется кислородно-воздушное дутье и/или подмешивание угля или кокса в отходы для повышения калорийности исходной смеси. Это неизбежно ведет к увеличению капитальных и эксплуатационных затрат и снижению энергоэффективности таких технологий [6]. Поэтому важной задачей является разработка технологии газификации низкосортных твердых топлив без использования дополнительных источников энергии. К таким технологиям и относится метод газификации в сверхадиабатическом режиме.



Рис. 1. Внешний вид установки для газификации низкокалорийного твердого смесевого топлива в сверхадиабатическом режиме с конденсатором для анализа газофазных и жидких продуктов

На рис. 1 показан внешний вид сверхадиабатического реактора для газификации твердого смесевого топлива и анализа газовых и жидких продуктов газификации. Для получения и сбора жидких продуктов применялся конденсатор со спиральным теплообменником, устанавливаемый сверху над реактором газификации в сверхадиабатическом режиме. Более подробная информация по основным частям установки и процессу запуска реактора представлена в [7–9].

Поскольку твердые коммунальные отходы и отходы деревопереработки часто могут быть охарактеризованы как «низкосортные высоковлажные топлива», то представляется важным подробно проанализировать влияние добавления воды к твердотопливным смесям на основные характеристики процесса газификации твердого смесевого топлива в сверхадиабатическом режиме. В качестве модельного низкосортного влажного твердого топлива использовалась смесь древесной цепы (ольхи) и крошки шамотного кирпича с размером частиц порядка 9 мм с добавлением воды. Начальная скорость воздуха на входе в реактор (до нагрева) равнялась $V_{in} = 0.8$ м/с. На рис. 2 представлены временные данные измерений температуры твердой фазы с помощью двух последовательных термопар, установленных в центре реактора на расстоянии 2 и 4 калибра от опорного фланца соответственно (см. рис. 1, δ) для смеси древесной щепы (с массовой долей $m_1 = 0.6$) и крошки шамотного кирпича для различных значений параметра m_2 , показывающего массовую долю добавленной к твердой фазе воды. Эквивалентное соотношение для твердотопливной смеси равно примерно 2.8.

Из сравнения данных видно что, несмотря на значительное увеличение влажности щепы от ~11 до 37.1% (при увеличении добавки воды с 0 до 35%), максимальная температура в волне сверхадиабатического горения уменьшается незначительно – с ~1200 до ~1050 °C. Этот факт подтверждает высокую стабильность процесса газификации как результат эффективной рекуперации тепла в зоне реакции сверхадиабатической волны фильтрационного горения, несмотря на значительное снижение калорийности смесевого топлива (см., например, [10]).





Рис. 2. Данные измерений температуры твердой фазы на термопаре № 1 (*I*) и термопаре № 2 (*2*) в зависимости от времени для входной скорости воздуха $V_{\rm in} = 0.8$ м/с, массовой концентрации древесной щепы (ольхи) в крошке шамотного кирпича ($m_1 = 0.6$): $a - m_2 = 0$, $\delta - 20\%$, $\epsilon - 35\%$. Эквивалентное соотношение для твердотопливной смеси равно 2.8

На рис. 3 представлены результаты измерений скорости воздуха на входе в вентилятор с помощью прибора для измерения расходов газа Testo. Видно, что для всех значений m_2 входная скорость воздуха увеличивается по мере прогрева реактора и выгорания большей части засыпки в реакторе. При этом наблюдаются мелкомасштабные осцилляции, связанные с динамическим явлением «прогара» твердотопливной смеси [7–9].

На рис. 4 представлены временные зависимости для выходных концентраций (в об. %) основных газофазных компонент: O_2 , CO_2 , CO, H_2 и CH_4 , полученных с высоким разрешением с помощью газохимического анализатора Vario Industrial для двух значений параметра $m_2 = 0$ (влажность древесной щепы ~11%) и 0.2 (влажность древесной щепы ~26.7%) соответственно. Видно, что увеличение влажности в ~2.5 раза приводит к тому, что средний уровень генерируемого СО превышает уровень генерации CO_2 , что соответствует реакции газификации углеродного коксового остатка с парами воды с образованием смеси CO и H_2 (синтез-газа). При этом заметно повышаются генерируемые концентрации водорода и метана. После про-

хождения волной фильтрационного горения всего массива засыпки из частиц твердого топлива вдоль реактора, процесс газификации резко обрывается.





Рис. 3. Данные измерений входной скорости воздуха в зависимости от времени для массовой концентрации древесной щепы (ольхи) в крошке шамотного кирпича ($m_1 = 0.6$) и с добавлением воды: $a - m_2 = 0$, $\delta - 20\%$, s - 35%



Рис. 4. Измеренные временные зависимости для концентраций сухого состава (в об.%) основных газовых компонент при газификации в режиме сверхадиабатической волны фильтрационного горения твердотопливной смеси древесной щепы (ольхи) с крошкой шамотного кирпича ($m_1 = 0.6$), входной скорости воздуха $V_{\rm in} = 0.8$ м/с и добавлении воды: $a, \delta - m_2 = 0$; e, c - 20%. Эквивалентное соотношение для твердотопливной смеси равно 2.8

При газификации твердотопливных смесей в сверхадиабатической волне фильтрационного горения образуются газофазные и жидкие продукты, а коксовый остаток окисляется и газифицируется во фронте реакции волны фильтрационного горения.

Сложные углеводороды и коксовый углеродный твердофазный остаток, в основном, окисляются в реакциях полного и частичного окисления с образованием CO₂, CO и воды:

$$C_xH_y + (x + y/4)O_2 => xCO_2 + (y/2)H_2O,$$

 $C_xH_y + (x/2 + y/4)O_2 => xCO + (y/2)H_2O.$

Газификация коксового остатка проходит в соответствии со следующими реакциями:

$$C + CO_2 \Longrightarrow 2CO,$$

$$C + H_2O \Longrightarrow CO + H_2$$

$$C + 2H_2 \Longrightarrow CH_4.$$

Полученные газофазные продукты газификации твердотопливных смесей могут найти применение в качестве топлива для котельных агрегатов, а также для получения синтез-газа для химической промышленности.

На рис. 5 представлена временная зависимость для выходных концентраций оксида азота (сухой состав), измеренных газохимическим анализатором Testo-300 M с периодичностью 15 с для значения параметра $m_2 = 0.35$ (влажность древесной щепы ~37.1%). Видно, что максимальная концентрация оксида азота (NO) не превышает 220 ppm, что хорошо согласуется с результатами других работ по газификации твердых топлив в сверхадиабатическом режиме (см., например, [3]) и подтверждает высокую экологичность данного метода газификации и его перспективность для утилизации высоковлажных низкосортных твердых топлив. В данном процессе имеет место интенсивный межфазный теплообмен между твердой и газовой фазами, что снижает максимальные значения температур в зоне реакции и поэтому позволяет значительно снизить генерацию оксидов азота [10]. Поэтому в данных условиях основным механизмом образования оксидов азота является «топливный NO» [11], который переводит азот из твердого горючего в газовую фазу.



Рис. 5. Измеренные временные зависимости для газофазных концентраций оксида азота NO (сухой состав, об.%) при газификации в режиме сверхадиабатической волны фильтрационного горения твердотопливной смеси древесной щепы (ольхи) с крошкой шамотного кирпича ($m_1 = 0.6$), входной скорости воздуха $V_{in} = 0.8$ м/с и добавлении воды ($m_2 = 0.35$). Эквивалентное соотношение для твердотопливной смеси равно 2.8

На рис. 6, *а* представлена зависимость амплитуды пиков от времени удержания тестовой смеси в масс-спектрометре, позволяющая идентифицировать присутствующие в образце вещества. В результате масс-спектрометрического анализа в конденсате были обнаружены, в основном, следующие органические вещества (см. таблицу): фурфурол, 2,6-диметоксифенол, *р*-ванилиновая кислота, гваякол, креозол, *р*-крезол, 2(5H)-фуранон, фенол, 4-гидрокси-3,5-метоксибензальдегид, дезаспидинол, 2-гидрокси-3-метил-2-циклопентенон, ацетосирингон, 1-ацетокси-2-пропанон, монотриметилсилиловый эфир гидрохинона и др.

Abundance



Рис. 6. Зависимость амплитуды пиков от времени удержания в масс-спектрометрическом анализе жидкого конденсата (*a*) и характерный вид жидкой фазы (δ), полученной в процессе газификации в режиме сверхадиабатической волны фильтрационного горения твердотопливной смеси древесной щепы (ольхи) с крошкой шамотного кирпича: $m_1 = 0.6$, $V_{in} = 0.8$ м/с, $m_2 = 0.2$. Эквивалентное соотношение для твердого топлива равно 2.8

Результаты масс-спектрометрического анализа жидкой фазы, полученной при газификации в сверхадиабатическом режиме твердотопливной смеси древесной щепы (ольхи) с крошкой шамотного кирпича (*m*₁ = 0.6) и добавлении воды (*m*₂ = 0.2)

Массовая		Химическая	Молярная
доля, мас. %	пазвание вещества	формула	масса, г/моль
11.84	Фурфурол	$C_5H_4O_2$	96.08
8.61	2,6-диметоксифенол	$C_8H_{10}O_3$	154.16
5.13	<i>р</i> -ванилиновая кислота	$C_8H_8O_4$	168.15
4.82	Гваякол	$C_7H_8O_2$	124.14
4.13	Креозол	$C_8H_{10}O_2$	138.16
3.48	<i>р</i> -Крезол	C_7H_8O	108.14
3.44	2(5Н)-фуранон	$C_4H_4O_2$	84.07
3.38	Фенол	C_6H_6O	94.11
3.30	4-гидрокси-3,5-димето-ксибензальдегид	$C_9H_{10}O_4$	182.17
3.18	Дезаспидинол	$C_{11}H_{14}O_4$	210.23
3.04	2-гидрокси-3-метил-2-циклопентенон	$C_6H_8O_2$	112.13
2.46	Ацетосирингон	$C_{10}H_{12}O_4$	196.2
2.34	1-ацетокси-2-пропанон	$C_5H_8O_3$	116.12
1.92	Монотриметилсилиловый эфир гидрохинона	$C_9H_{14}O_2Si$	182.3
1.88	2,6-диметокси-4-фенол	$C_{11}H_{14}O_3$	194.23
1.84	2-метилфенол	C_7H_8O	108.14
1.42	5-метилфурфурол	$C_6H_6O_2$	110.11
1.39	4-этил-2-метоксифенол циклопентилацетат	$C_9H_{12}O_2$	152.19
1.37	Циклопентилацетат	$C_7H_{12}O_2$	128.17
1.31	5,9-додекадиен-2-он	$C_{18}H_{30}O_2$	278.4
1.28	Ванилин	$C_8H_8O_3$	152.15
1.20	3,5-диметокси-4-гидро-ксицинамальдегид	$C_{11}H_{12}O_4$	208.21
1.09	Апоцинин	$C_9H_{10}O_3$	166.17

Состав жидкого конденсата, полученного в ходе экспериментов (рис. 6, б), изучался методом газовой хроматографии – масс-спектрометрии на приборе Agilent 5975. Данный метод анализа основан на явлении химической ионизации для определения относительных концентраций органических веществ в исходном образце. В измерениях в качестве инертного газа-носителя применялся гелий.

Отметим, что фенолы, содержащиеся в жидких продуктах, могут быть выделены из конденсата и использованы, например, для синтеза фенолформальдегидных смол в производстве фанеры [12].

В результате проведенных работ создана установка по газификации твердотопливных смесей в сверхадиабатическом режиме с конденсатором водяного охлаждения, позволяющим собирать и анализировать газофазные и жидкие продукты газификации.

Подробно исследовались процессы газификации низкокалорийных твердотопливных смесей на основе древесной щепы и крошки шамотного кирпича с высоким содержанием воды (с влажностью щепы до 37.1%). В экспериментах наблюдалась высокая стабильность горения, как результат эффективной рекуперации тепла в зоне реакции волны горения, несмотря на значительное снижение результирующей калорийности смесевого топлива с добавлением воды. При этом происходила практически полная конверсия исходного твердого топлива в газообразные и жидкофазные продукты.

Проводилась регистрация состава газофазных продуктов CO, CO₂, O₂, H₂, CH₄ и NO с помощью электрохимических газоанализаторов в режиме реального времени. Полученные экспериментальные данные о генерации оксидов азота подтверждают высокие экологические характеристики данного метода газификации. Газофазные продукты могут быть использованы в качестве перспективных источников энергии (как топливо для котельных агрегатов), а также синтез-газа для химической промышленности.

Анализ состава жидких продуктов (конденсата) газификации проводился методом масс-спектрометрии. Он показывают наличие высокого содержания органических веществ: фенолов, органических кислот, эфиров и др. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о перспективности данного метода газификации низкокалорийных твердотопливных смесей в сверхадиабатическом режиме как энергоэффективного способа глубокой переработки и утилизации компонентов твердых коммунальных отходов и отходов деревообработки с получением ценных химических продуктов.

Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований «Энергетические и ядерные процессы и технологии» (задание 2.5).

Литература

1. Фатеев, Г. А. Перенос тепла в реагирующем пористом теле при наличии фильтрации газа / Г. А. Фатеев // Тепло- и массообмен при фазовых и химических превращениях. Минск : Наука и техника, 1968. – С. 100–113.

2. Рабинович, О. С. Закономерности распространения встречной стационарной волны экзотермической реакции при вынужденной фильтрации газа-окислителя через пористый материал / О. С. Рабинович, И. Г. Гуревич // ИФЖ. – 1983. – Т. 44, № 1. – С. 75–80.

3. Манелис, Г. Б. Технологии газификации в сверхадиабатическом режиме для решения экологических проблем энергетики / Г. Б. Манелис, Е. В. Полианчик // Альтернативная энергетика и экология. – 2008. – Т. 58, № 2. – С. 123–127.

4. Постановление Совета Министров Республики Беларусь № 1180 от 09.08.2010 г. «Стратегия развития энергетического потенциала Республики Беларусь».

5. Hoornweg, D. Environment: waste production must peak this century / D. Hoornweg, B. T. Perinaz, C. Kennedy // Nature. – 2013. – P. 615–617.

6. Тугов, А. Н. Современные технологии термической переработки твердых коммунальных отходов и перспективы их реализации в России (обзор) / А. Н. Тугов // Теплоэнергетика. – 2021. – № 1. – С. 3–20. 7. Экспериментальное и теоретическое исследование газификации низкокалорийного твердого топлива в режиме сверхадиабатического фильтрационного горения / Н. М. Горбачев, С. И. Футько, А. В. Власов, М. И. Русакевич, И. А. Козначеев, Н. И. Стетюкевич // ИФЖ. – 2022. – Т. 95, № 5. – С. 1333–1342.

8. Газификация низкокалорийных твердых коммунальных отходов в реакторе сверхадиабатического фильтрационного горения / С. И. Футько, Н. М. Горбачев, А. В. Власов, М. И. Русакевич, И. А. Козначеев, Н. И. Стетюкевич, Э. К. Бучилко // Сб. тр. 2-й междунар. науч.практ. конф. «Новые методы и технологии обращения с отходами». Минск : БГТУ, 2022. – С. 159–168.

9. Исследование газификации низкокачественного твердого топлива в режиме сверхадиабатического фильтрационного горения / Н. М. Горбачев, С. И. Футько, А. В. Власов, М. И. Русакевич, И. А. Козначеев, Н. И. Стетюкевич // Тепло- и массоперенос – 2021. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. – С. 54–61.

10. Футько, С. И. Химия фильтрационного горения газов / С. И. Футько, С. А. Жданок. – Минск : Беларус. навука, 2004. – 319 с.

11. Бабий, В. И. Механизм образования и способы подавления оксидов азота в пылеугольных котлах / В. И. Бабий, В. Р. Котлер, Э. Х. Вербовецкий // Энергетик. – 1996. – № 6. – С. 8–13.

12. Валеева, А. Р. Определение влияния степени замещения фенола жидкими продуктами пиролиза древесины на прочность фенолоформальдегидной смолы / А. Р. Валеева, А. Н. Грачев, С. А. Забелкин // Деревообрабатывающая пром-сть. – 2020. – № 1. – С. 88–95.

Л. Е. Евсеева, К. В. Николаева, В. Г. Лещенко, С. М. Данилова-Третьяк

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УДЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И КОНЦЕНТРАЦИИ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ НА ТЕПЛОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Для создания высококачественных полимерных композиционных материалов (ПКМ) используются наполнители различных формы и природы. Одним из распространенных неорганических наполнителей является диоксид кремния, который обладает полезными свойствами, такими как термическая стабильность, твердость, механическая прочность, невысокая плотность, незначительный коэффициент теплового расширения, а наноразмерные частицы диоксида кремния обуславливают повышение многих физико-механических показателей ПКМ. Диоксид кремния широко применяется в качестве упрочняющего наполнителя полимерных материалов. Изучено его влияние на свойства резиновых смесей, применяемых в шинной промышленности, на прочностные свойства полиамида, поливинилхлорида, физикомеханические характеристики термопластичных клеевых композиций и термореактивных соединений [1–7]. Следует отметить, что основное внимание уделяется механическим характеристикам. Тем не менее теплофизические параметры материалов также имеют значение для многих технических приложений, где происходит генерация тепла и требуется его отведение. В обзоре [1] представлены результаты исследования влияния диоксида кремния на термостабильность, температуру стеклования и температурный коэффициент линейного расширения композитов на основе полиимида, полиметилметакрилата, фторполимера и эпоксидной смолы. Как правило, введение наноразмерного диоксида кремния в полимер повышает термическую стабильность композита, поскольку наполнитель действует как барьер для летучих продуктов, образующихся в результате разложения полимера. Однако этот эффект не является строго повторяющимся, например, в случае композита диоксид кремния/ПММА термостабильность даже снижалась. Нет выраженной тенденции и в изменении температуры стеклования полимерных композитов. Введение наполнителя может не оказывать влияния на процесс стеклования, а может и вовсе его нивелировать. Это зависит от многих факторов, таких как степень наполнения, условия формирования композита, а также размер зерен. Композит на основе эпоксидной смолы с микрометровыми частицами диоксида кремния имеет ту же температуру стеклования, что и чистый полимер, тогда как наноразмерный наполнитель с ростом концентрации вызывает сначала увеличение, а потом снижение температуры стеклования на 30 °C при 40%-м наполнении. Введение наночастиц неорганической природы, таких как диоксид кремния, значительно снижает температурный коэффициент линейного расширения полимера. Эти эффекты связаны с формированием межфазного слоя, свойства которого отличаются от свойств свободного полимера, и ограничением подвижности макромолекул полимера [8].

Известно, что ультрадисперсные наполнители, такие как аэросил, склонны к агрегации, что существенно затрудняет их равномерное распределение в полимерной матрице и снижает адгезионное взаимодействие полимер–наполнитель, негативно отражающееся на прочностных показателях ПКМ. Поэтому разрабатываются различные способы синтеза и модификации поверхности частиц диоксида кремния для получения высокочистых порошков, повышения дисперсности, достижения лучшего диспергирования и взаимодействия наполнителя с полимерной матрицей.

Так, например, в Институте теоретической и прикладной механики Сибирского отделения РАН методом испарения с последующим охлаждением высокотемпературного пара и конденсацией получен нанопорошок диоксида кремния «Таркосил» в различных модификациях, отличающихся размером зерен и, соответственно, удельной поверхностью. Несмотря на очень низкие значения коэффициента теплопроводности [9–11], диоксид кремния в силу своей активной и развитой поверхности при введении в полимер изменяет его структуру, увеличивает плотность, а значит, прочность и теплопроводность материала могут повышаться.

Удельная поверхность является важнейшей характеристикой дисперсных материалов, отражающей степень контакта наполнителя с окружающей средой. Именно степень межфазного взаимодействия наполнителя с полимерной матрицей играет основную роль в формировании работоспособного композита с улучшенными свойствами, как механическими, так и теплофизическими. У наноразмерных порошков удельная поверхность достигает весьма больших значений. И, как показывает практика, характеристики получаемого нанопорошка – гранулометрический состав и форма частиц, площадь удельной поверхности – могут колебаться в широких пределах в зависимости от способа получения. Поэтому установление взаимосвязи этих характеристик со свойствами наполненных полимеров в настоящее время является актуальной научно-практической задачей.

В работе [4] рассмотрено влияние размеров частиц диоксида кремния на механические свойства композита на основе поливинилхлорида (ПВХ). Отмечается повышение жесткости на 30–40% и предела прочности на 20–30%, причем эти эффекты более существенны при наполнении частицами размером 130 нм по сравнению с использованием частиц размером 30 нм. Это связано с тем, что наночастицы (30 нм) хуже диспергируются, склонны к формированию коротких цепочек до образования трехмерной сетки наполнителя в полимерной матрице. В то же время относительное удлинение при разрыве уменьшается на 15 и 30% по сравнению с чистым полимером при введении частиц размером 30 и 130 нм соответственно. Введение более мелких частиц вызывает большее ограничение подвижности полимерных цепей вследствие уплотнения полимера при высоком наполнении (60 мас.%). Введение диоксида кремния в эпоксидную матрицу в концентрации 1 и 3 мас.% приводит к изменению прочностных свойств материала, причем максимальную нагрузку при сжатии выдерживают образцы с наполнителем большей дисперсности [12].

В данной работе исследовано влияние концентрации и удельной поверхности наночастиц диоксида кремния на тепловое поведение и теплофизические свойства полимерных композиционных материалов на основе линейного полиэтилена низкой плотности (ЛПЭНП).

Материалы. Полимерматричные композиты на основе полиэтилена низкой плотности (ЛПЭНП марки M3204RUP от SCG Chemicals), наполненные диоксидом кремния «Таркосил» марок T110 и T50 в концентрации 0–20 мас.%, изготовлены в Белорусском государственном технологическом университете. Характеристики используемых наполнителей приведены в табл. 1. Удельная поверхность определена на адсорбционном анализаторе ASAP 2020 в лаборатории синтеза и анализа микро- и наноразмерных материалов Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси.

Таблица 1

Марка диоксида	Размер частиц,	Удельная	Насыпная
кремния	HM	поверхность, м ² /г	плотность, Γ/cm^3
T50	55	50	0,1
T110	35	110	0,08

Характеристики диоксида кремния «Таркосил» (ООО «Бардаханов»)

Полиэтиленовая пудра и наполнитель смешивались в ступке в течение 10–15 мин. Смесь высушивалась при температуре 60 °С в течение 4 ч. Высушенная композиция опять перемешивалась вручную, после чего смесь в виде порошка пропускалась через стандартный капилляр вискозиметра с внутренним диаметром $d_{\rm B} = 2,095\pm0,005$ мм при температуре обогреваемого цилиндра $T_{\rm u} = 190-210$ °C. Экструдат гранулировался и загружался в конструкцию для прессования. Готовая смесь прессовалась на гидравлическом прессе типа ПСУ-10 при температуре $T_{\rm n} = 150-160$ °C в течение 30 с под небольшим усилием в 800–1000 кгс, а затем в течение 2–3 мин под усилием в 4000–6000 кгс. Готовый образец охлаждался на воздухе под нагрузкой в течение 2–3 мин. В табл. 2 представлены данные о плотности образцов, которая определялась методом гидростатического взвешивания.

Таблица 2

Содержание диоксида	Плотность образца, г/см3				
кремния, %	ЛПЭНП	T110	T50		
0	0,900	—	—		
1	_	0,928	0,925		
2	_	0,953	0,924		
3	_	0,951	0,937		
5	_	0,968	0,946		
20	_	0,994	1,031		

Плотность образцов ЛПЭНП/SiO₂

С повышением концентрации наполнителя плотность ПКМ увеличивается. При малых концентрациях наибольшее уплотнение полимера наблюдается при использовании диоксида кремния T110. С ростом концентрации до 20% крупные частицы диоксида кремния T50 уплотняют ПКМ в большей степени. Уплотнение полимера частицами с меньшим размером связано с более развитой поверхностью T110, на которой из-за содержащихся активных кислородсодержащих групп происходит более сильное взаимодействие с полимером. Увеличение концентрации «Таркосила» приводит к увеличению размеров агломератов наполнителя, что затрудняет его диспергацию и повышает уровень дефектности структуры композита.

Методы исследования. Исследование теплового поведения и измерение удельной теплоемкости порошков SiO₂ («Таркосил») и образцов материалов ЛПЭНП/SiO₂ проводились на дифференциальном сканирующем калориметре DSC214 Polyma (Netzsch, Германия) в температурном диапазоне от комнатной температуры до 600 °C в атмосфере азота. Скорость нагрева/охлаждения 20 К/мин.

Коэффициент температуропроводности измерялся на приборе LFA547 MicroFlash (NETZSCH, Германия) методом лазерной вспышки при комнатной температуре. Образцы имели форму диска со средним диаметром 12,7 мм и высотой около 2 мм. Одновременно можно было измерять три образца одной партии. Проводилось пять экспериментов с каждым образцом, затем результаты усреднялись. Коэффициент теплопроводности рассчитывался по формуле

$\lambda = aC\rho$,

где *а* – коэффициент температуропроводности, *С* – удельная теплоемкость, *р* – плотность образцов. Плотность образцов определялась методом гидростатического взвешивания. Удельная теплоемкость определялась в экспериментах с эталонным образцом Vespel.

Тепловое поведение. Вначале было исследовано тепловое поведение наполнителей, а именно: порошков диоксида кремния T110 и T50. На рис. 1, *а* приведены ДСК-кривые этих наполнителей при нагреве, а на рис. 1, δ – температурные зависимости удельной теплоемкости. На ДСК-кривых обоих наполнителей наблюдается широкий процесс во всем интервале температур. Величина поглощаемой энергии существенно зависит от удельной поверхности частиц наполнителя, а именно: чем больше удельная поверхность, тем больше поглощаемая энергия. Это хорошо видно на ДСК-кривых диоксида кремния разных марок с разными удельными поверхностями частиц (рис. 1, *a*).



Рис. 1. ДСК-кривые порошков SiO₂ при первом нагреве (*a*) и при втором нагреве (*б*): *1* – T50, *2* – T110

Эндоэффекты на ДСК-кривых в интервале 20–350 °C отвечают удалению адсорбированной влаги, структурной воды гидратированных оксидов кремния и летучих продуктов, образующихся в ходе реакции гидролиза исходных соединений. Это подтверждается отсутствием эндотермического эффекта в данном температурном интервале при предварительной просушке порошков (рис. 1, б). При создании полимерных композитов это необходимо учитывать, так как присутствие воды в диоксиде кремния будет влиять на свойства конечного композиционного материала. Летучие компоненты ксерогеля оксида кремния удаляются полностью при температуре до 700 °C [13].

На рис. 2 представлены характерные ДСК-кривые при плавлении и кристаллизации полимерных композитов на основе ЛПЭНП с разным содержанием диоксида кремния Т110.



Рис. 2. Тепловое поведение ПКМ, наполненных SiO₂ (T110), при плавлении (*a*) и кристаллизации (*б*): 1 – ЛПЭНП, 2 – 1% SiO₂, 3 – 2% SiO₂, 4 – 3% SiO₂, 5 – 5% SiO₂, 6 – 20% SiO₂

В табл. 3 и 4 представлены результаты термического анализа ПКМ, а именно температуры пиков плавления $T_{пл}$ и кристаллизации $T_{кp}$, энтальпия плавления $\Delta H_{пл}$ и степень кристалличности полимерной матрицы в композите χ . Степень кристалличности рассчитывается по формуле

$$\chi = \frac{\Delta H_{\pi\pi}}{(1-\phi)\Delta H_0} \cdot 100\%,$$

где ΔH_0 – теплота плавления для 100% кристаллического полимера; φ – массовая доля наполнителя в композитах; ΔH_0 для ЛПЭНП равна 290 Дж/г [14].

Анализ результатов показал, что введение SiO₂ и увеличение его концентрации практически не оказывает влияния на температуру фазовых переходов ЛПЭНП (изменение температур плавления и кристаллизации при увеличении концентрации наполнителя не превышают 1 °C), т. е. на теплостойкость материала. Площадь пика плавления отражает энергию, затраченную на плавление, и определяются долей упорядоченных кристаллических областей в композите. Снижение параметров пика наблюдается при более высоком наполнении (20 мас.%), что объясняется большой долей аморфного наполнителя в композите.

Таблица 3

		Кристаллизация					
ф, мас.%	<i>Т</i> _{пл} , ^о С	Ширина пика,	Высота пика,	$\Delta H_{_{\Pi\Pi}}$,	or 9/-	$T \circ C$	
		°C	мВт/мг	Дж/г	χ, 70	<i>I</i> _{кр} , С	
0	126,8	5,2	0,70	155,1	54	114,1	
1	127,3	6,0	0,59	155,2	54	113,9	
2	127,2	6,0	0,61	155,8	55	113,9	
3	127,1	6,0	0,61	159,3	57	114,0	
5	127,0	6,3	0,56	155,8	57	113,9	
20	127,3	7,2	0,42	133,6	58	113,7	

Характеристики ДСК-анализа образцов ЛПЭНП + SiO₂ T110

Таблица 4

		Кристаллизация				
φ, Mac %	$T ^{0}C$	Ширина пика,	Высота пика,	$\Delta H_{_{\Pi\Pi}},$	or 0/-	$T \circ C$
Mac. 70	<i>I</i> _{<i>пл</i>} , С	°C	мВт/мг	Дж/г	χ, 70	<i>и_{кр}, С</i>
0	126,8	5,2	0,70	155,1	54	114,1
1	127,2	6,0	0,61	154,8	54	113,7
2	127,1	5,7	0,63	155,7	55	113,9
3	127,3	6,2	0,57	155,3	55	113,7
5	127,1	6,3	0,57	155,9	57	113,8
20	127.6	7,1	0,42	131,5	57	113,9

Характеристики ДСК-анализа образцов ЛПЭНП + SiO₂ T50

Вместе с тем увеличение ширины пиков плавления с ростом концентрации наполнителя говорит об увеличении размеров кристаллитов в полимерном композите [15]. Действительно, как видно из расчетов, степень кристалличности полимерной матрицы увеличивается с введением наночастиц диоксида кремния.

На гистограмме (рис. 4) показана зависимость степени кристалличности полимерного композита от концентрации наполнителя. Увеличение содержания наполнителя сопровождается переходом все большего числа макромолекул в граничные слои, в которых их подвижность и степень ориентации уменьшаются, что способствует кристаллизации [8]. Размер и удельная поверхность частиц диоксида кремния оказывают неоднозначное влияние на степень кристалличности.

Теплофизические свойства. На рис. 5–7 представлены данные, отражающие зависимость теплофизических свойств ПКМ от концентрации наполнителя при 20 °C. В легенде указана марка диоксида кремния. «Таркосил» Т110 проявляет менее выраженную тенденцию к повышению температуропроводности композита при малых концентрациях, чем «Таркосил» Т50 (рис. 5), поскольку, чем меньше размер частиц наполнителя, тем больше их содержится в ПКМ при одинаковой концентрации. При этом возрастает количество и площадь поверхности межфазных границ, представляющих собой тепловые сопротивления, обуславливающие рассеяние тепла внутри материала, уменьшение длины свободного пробега фононов и, тем самым, препятствующие прохождению теплового потока.



Рис. 4. Степень кристалличности ПКМ при разной концентрации SiO₂







Рис. 6. Удельная теплоемкость исследуемых ПКМ при разной концентрации наполнителя



Рис. 7. Коэффициент теплопроводности исследуемых ПКМ при разной концентрации наполнителя

Влияние размера частиц и удельной поверхности наполнителя на удельную теплоемкость ПКМ оказывается обратным их влиянию на температуропроводность (рис. 6). Так, при повышении концентрации частиц диоксида кремния обоих типов наблюдается уменьшение удельной теплоемкости ПКМ (на 10% и более при 20% наполнении), что связано с ограничением подвижности макромолекул полимера в присутствии наполнителя. Однако более крупные частицы T50, имеющие меньшую удельную поверхность, в большей степени снижают удельную теплоемкость, чем частицы T110. При введении диоксида кремния в полимер два фактора будут оказывать конкурирующее влияние на величину удельной теплоемкости полимерного композита, а именно: ограничение подвижности макромолекул полимера поверхностью наполнителя и дополнительная аккумуляция тепла частицами наполнителя за счет увеличения удельной поверхности. Поэтому при повышении концентрации SiO₂ наблюдается неоднозначное изменение удельной теплоемкости композита. Оказывается, что для образцов с более развитой поверхностью SiO₂ (T110) дополнительный вклад поверхностной энергии нивелирует уменьшение за счет ограничения подвижности.

При 20% наполнении объемная доля наполнителя становится большой, и поскольку удельная теплоемкость является величиной скалярной и аддитивной, то при наполнении полимера веществом с более низкой удельной теплоемкостью, чем у полимерной матрицы (0,565 Дж/(г·К) для SiO₂ [11]), при повышении концентрации наполнителя удельная теплоемкость композита также будет уменьшаться.

На рис. 7 представлена диаграмма сравнения коэффициентов теплопроводности исследуемых ПКМ при разной концентрации частиц диоксида кремния разных марок при 20 °C. В целом наполнение ЛПЭНП диоксидом кремния в концентрациях до 20 мас.% приводит к повышению теплопроводности материала на 17%. Поскольку на коэффициент теплопроводности влияют плотность, удельная теплоемкость и коэффициент температуропроводности материала, то оказывается, что небольшое увеличение плотности нивелируется более сильным снижением удельной теплоемкости при увеличении концентрации диоксида кремния. Разница в значениях коэффициентов теплопроводности диоксида кремния с разной удельной поверхностью также оказывается минимальной.

Выводы

Исследовано влияние концентрации и удельной поверхности частиц диоксида кремния «Таркосил» на тепловое поведение и теплофизические свойства ПМК на основе линейного полиэтилена низкой плотности. Показано, что при малых концентрациях чем меньше размер частиц и больше удельная поверхность наполнителя, тем больше плотность ПКМ. Увеличение удельной поверхности диоксида кремния с 50 м²/г до 110 м²/г при одной и той же концентрации наполнителя приводит к снижению коэффициента температуропроводности ПКМ (до 10%) из-за увеличения термического сопротивления на межфазных границах и повышению удельной теплоемкости ПКМ (на 8–10%) из-за дополнительной аккумуляции тепла частицами наполнителя. В результате коэффициент теплопроводности композитов изменяется незначительно.

Литература

1. Zou, H. Polymer/silica nanocomposites: preparation, characterization, properties, and applications / H. Zou, S. Wu and J. Shen // Chemical Reviews. – 2008. – Vol. 108(9). – P. 3893–3957.

2. Сугоняко, Д. В. Диоксид кремния как армирующий наполнитель полимерных материалов / Д. В. Сугоняко, Л. А. Зенитова // Вестн. технол. ун-та. – 2015. – Т. 18, № 5. – С. 94–100.

3. Покрытия на основе фторсодержащих ПАВ, модифицированных нанопорошком диоксида кремния / А. И. Свириденок, А. В. Кравцевич, С. И. Микулич [и др.] // Порошковая металлургия: инженерия поверхности, новые порошковые композиционные материалы: сб. докл. 8-го междунар. симпоз. в 2 ч. – Минск : Беларуская навука, 2013. – Ч. 2. – С. 306–311. 4. Mechanical properties of high density packed silica/poly(vinyl chloride) composites / M. Conradi, M. Zorko, I. Jerman [et. al.] // Polymer Engineering & Science. – 2012. – Vol. 53, No. 7. – P. 1448–1453.

5. Лыгденов, В. Ц. Влияние нанодисперсного порошка диоксида кремния марки Таркосил Т-20 на прочностные характеристики лакокрасочного покрытия из эмали ХВ-16 / В. Ц. Лыгденов, А. В. Номоев, В. В. Сызранцев // Вестн. Бурятского гос. ун-та. Химия. Физика. – 2019. – Вып. 2–3. – С. 7–12.

6. Филиппов, А. А. Влияние частиц диоксида кремния на модуль упругости полимерного композиционного материала используя модели гомогенизации // Междунар. конф. «Перспективные материалы с иерархической структурой для новых технологий и надежных конструкций» и X междунар. конф. «Химия нефти и газа»: сб. трудов. Томск, 2018. – С. 28–29.

7. Влияние концентрации диоксида кремния на термодинамические свойства композитов на основе полистирола / О. В. Алексеева, А. В. Носков, С. С. Гусейнов [и др.] // Физикохимия поверхности и защита материалов. – 2015. – Т. 51, № 2. – С. 198–201.

8. Липатов, Ю. С. Физическая химия наполненных полимеров / Ю. С. Липатов. – М. : Химия, 1977. – 304 с.

9. Получение нанопорошков испарением исходных веществ на ускорителе электронов при атмосферном давлении / С. П. Бардаханов, А. И. Корчагин, Н. К. Куксанов [и др.] // Докл. РАН. – 2006. – Т. 409, № 3. – С. 320–323.

10. Определение коэффициента теплопроводности нанопорошков диоксида кремния / С. Бардаханов, А. Завьялов, К. Зобов [и др.] // Наноиндустрия. – 2008. – № 5. – С. 24–26.

11. Теплоемкость и теплопроводность нанопорошков – SiO₂ и SiC / Е. Г. Старостин, А. В. Малышев, О. Н. Кравцова [и др.] // Евразийский Союз Ученых. Техн. науки. – 2015. – № 4 (13). – С. 110–112.

12. Влияние добавления нанопорошков на прочность многослойных композитных материалов / Л. А. Бохоева, А. Б. Балданов, В. Е. Рогов [и др.] // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2021. – Т. 87, № 8. – С. 42–50.

13. Термическое поведение нанодисперсного диоксида кремния, полученного по мицеллярной технологии / Р. Г. Романова, А. Ф. Дресвянников, Т. Н. Березина [и др.] // Вестн. Казанского технол. ун-та. – 2012. – Т. 15, вып. 15. – С. 31–33.

14. Understanding in crystallization of polyethylene: the role of boron nitride (BN) particles / X. Zhang, H. Wu, S. Guo [et. al.] // RSG Advances. – 2015. – Is. 5. – P. 99812–99819.

15. Композиционные материалы на основе сверхвысокомолекулярного полиэтилена / О. И. Кладовщикова, Н. Н. Тихонов, И. А. Жданов [и др.] // Пластические массы. – 2020. – № 11–12. – С. 11–14.

Е. В. Коробко, И. М. Харламова, Л. В. Махнач^{*}, А. Е. Усенко^{*}

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ СЛОЖНЫХ ОКСИДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Введение. В настоящее время электрореологические жидкости (ЭР-жидкости), благодаря их свойству обратимо изменять (увеличивать) вязкость под действием сильного электрического поля, находят широкое применение в различных отраслях промышленности (в энергетике, прецизионном оборудовании, машиностроении и строительстве) в качестве рабочих сред технических устройств [1, 2]. Такое обратимое изменение реологических свойств ЭР-жидкостей в сильных электрических полях происходит за счет структурирования дисперсной фазы, обусловленного взаимодействием поляризованных частиц.

ЭР-жидкости представляют собой дисперсную систему, состоящую из дисперсной фазы и дисперсионной среды. В качестве дисперсионной среды используется диэлектрическое синтетическое масло. Дисперсной фазой могут быть микро- и наноразмерные полупроводниковые и диэлектрические материалы органической и неорганической природы (TiO₂, SiO₂, Al₂O₃, полианилин) [3–6].

В настоящее время исследователи получают большое количество материалов для ЭРжидкостей, не содержащих воду и поляризационные центры, обладающих кристаллической структурой, в которой поляризация частиц может происходить за счет смещения ионов в электрическом поле. Особый интерес вызывают соединения перовскитоподобных оксидов CaTiO₃, BaTiO₃, SrTiO₃ [7, 8] и сложные оксиды такого же типа со слоистой структурой. Такие оксиды состоят из чередующихся *n* слоев перовскита ABO₃ и слоя типа каменной соли AO, где A – катион редкоземельного, щелочно-земельного или щелочного металла, B – катион малоразмерного переходного металла. Особый интерес вызывают слоистые оксиды с типом фазы Раддлесдена–Поппера из-за наличия в них уникальных электрохимических и физико-химических свойств: высокие температуры плавления, большая величина электропроводности в широком температурном диапазоне, наличие фазовых переходов металл– полупроводник. В настоящее время известна большая группа слоистых сложных оксидов Sr₃M₂O_{7- δ} ($\delta \ge 0$), где M – Ti [9], Fe [10], Co [11], Mn [12] и другие 3d- и 4d-элементы [13, 14]. Из огромного класса таких оксидов выделяются никелаты, отличающиеся своей высокой термо- и химической стабильностью [15, 16].

Изучение никелатов с перовскитоподобной структурой представляет особый интерес, поскольку для этих соединений имеется возможность образования заданных катион- и аниондефицитных структур, что позволяет варьировать подвижность кислорода, регулировать электропроводящие свойства в широком диапазоне. Использование сложных слоистых оксидов с перовскитоподобной структурой в качестве наполнителя в ЭР-жидкостях дает возможность широкого управления их реологическим поведением благодаря варьированию кристаллической структуры материала на этапе синтеза.

Цель работы – исследовать реологическое поведение ЭР-жидкостей, содержащих сложный оксид перовскитоподобной структуры, при воздействии постоянных и переменных электрических полей различной напряженности, частоты и формы сигнала; изучить диэлектрические спектры ЭР-жидкостей.

Материалы и оборудование. В данной работе были изучены реологические характеристики ЭР-жидкостей, содержащих сложные оксиды перовскитоподобной структуры. Для исследования рассматривались:

^{*}Белорусский государственный университет, г. Минск

1) ЭР-отклик жидкостей в постоянном электрическом поле при постоянной скорости сдвига;

2) диэлектрические спектры ЭР-жидкостей;

3) зависимости напряжения сдвига в переменном электрическом поле при различных частотах, формах сигнала и напряженностях при постоянной скорости сдвига.

Для получения сложных оксидов Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7- δ} и Sr₃Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7- δ} с перовскитоподобной структурой использовались нитраты соответствующих металлов Sr(NO₃)₂ (ч.д.а.), Ni(NO₃)₂·6H₂O (х.ч.), Al(NO₃)₃·9H₂O (х.ч.), Ga(NO₃)₃·8H₂O (х.ч.). Синтез проводили в Белорусском государственном университете. Образцы получали твердофазным методом по нитратной технологии. Метод заключается в смешении растворов нитратов, взятых в соответствующих стехиометрических количествах, дальнейшем их выпаривании при $T \sim 300$ °C и спекании в диапазоне температур 700–1300 °C в несколько стадий. Полученные спрессованные образцы в дальнейшем размалывались на лабораторной шаровой мельнице до порошкообразного состояния с размером частиц ~10 мкм (рис. 1). Микрофотографии образцов были получены при помощи сканирующего электронного микроскопа Hitachi S-806.

Полученные порошкообразные наполнители использовались для приготовления двухкомпонентных суспензий в синтетическом масле Mobil. ЭР-отклик жидкостей измеряли по изменению напряжения сдвига тпри воздействии постоянного электрического поля напряженностью E = 0-4 кВ/мм при постоянной скорости сдвига $\dot{\gamma} = 17,2$ с⁻¹ и температуре T = 20 °C. Измерения проводили при помощи ротационного вискозиметра «Rheotest 2.1» с коаксиальной цилиндрической ячейкой, модифицированной для электрического поля.





Рис. 1. Микрофотографии образцов Sr₃GaAl_{0.8}Ni_{0.2}O_{7-δ} (*a*) и Sr₃Ga_{0.5}Al_{0.5}NiO_{7-δ} (*б*)

Сила тока измерялась при помощи универсального вольтметра GW Instek GDM-78341, который позволяет определять величину постоянного и переменного тока. Плотность тока определялась по выражению j = I/S, где S – площадь измерительной ячейки. Для создания электрического поля различной напряженности, частоты и формы сигнала использовались генератор сигнала специальной формы АКИП-3408/2 и усилитель TREK 610E.

В данной работе нами были исследованы постоянное и переменное электрические поля следующих форм сигнала: 1) прямоугольная со скважностью 20%:0%, 2) прямоугольная со скважностью 50%:0%, 3) прямоугольная со скважностью 80%:0%, 4) синусоидальная; 5) прямоугольная со скважностью 20%:80%, 6) прямоугольная со скважностью50%:50%. Переменное электрическое поле подавалось с частотой 0,1; 1; 10; 50; 100; 200; 400; 600; 800; 1000 Гц. Напряженность поля составила E = 1, 2, 3 кВ/мм.

Комплексную диэлектрическую проницаемость (ε' , ε'') ЭР-жидкостей определяли при помощи трехэлектродной ячейки, подключаемой к измерителю иммитанса E7-20, который позволяет измерять емкость C_x и тангенс угла диэлектрических потерь tg δ_x ячейки. Диэлектрический спектр изучали в диапазоне частот электрического поля f = 0,01-1000 кГц; напряжение измерительного сигнала составило 1 В.

Результаты и их обсуждение. Диэлектрические свойства и электрореологический отклик в постоянном электрическом поле. На рис. 2 представлены диэлектрические спектры ЭР- жидкостей, содержащих 20 вес.% сложных оксидов Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7- δ} и Sr₃Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7- δ}. Значения действительной компоненты диэлектрической проницаемости ε' (рис. 2, *a*) плавно уменьшаются с ростом частоты. Для ЭР-жидкости, содержащей сложный оксид Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7- δ}, составила $\Delta \varepsilon' = 0,44$; для ЭР-жидкости с Sr₃Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7- δ} $\Delta \varepsilon' = 0,54$ ($\Delta \varepsilon' = \varepsilon'_{f100 \ \kappa \Gamma \mu} - \varepsilon'_{f0,1 \ \kappa \Gamma \mu}$). Зависимость мнимой компоненты (ε'') комплексной диэлектрической проницаемости от частоты (рис. 2, *б*) указывает на структурную поляризацию с частотой релаксации $f_{pen} < 0,1 \ \kappa \Gamma \mu$.



Рис. 2. Диэлектрические спектры ЭР-жидкостей, содержащих 20 вес.% сложного оксида: $1 - Sr_3GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-\delta}$; $2 - Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$

На рис. 3 представлены зависимости напряжения сдвига $\tau(E)$ ЭР-жидкостей, содержащих 20 вес.% сложных оксидов Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7- δ} и Sr₃Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7- δ}, от напряженности постоянного электрического поля.



20 вес.% сложного оксида, от напряженности постоянного электрического поля: $1 - Sr_3GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-\delta}$, $2 - Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$

ЭР-жидкость, содержащая Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7- δ}, характеризуется высокими значениями напряжения сдвига т и небольшими значениями плотности тока *j* (т возрастает в 20,5 раз, *j* увеличивается до 0,08 мкA/см² при *E* = 4 кВ/мм). ЭР-жидкость, содержащая Sr₃Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7- δ}, характеризуется более низкой ЭР-активностью. Значения тока утечки возрастали лавинообразно, что может быть связано с высоким содержанием никеля в образце.

Электрореологический отклик в переменном электрическом поле. На рис. 4–6 представлены зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-δ}, от частоты переменного электрического поля различных форм сигнала, скважности и напряженности. Наименьшие величины напряжения сдвига (рис. 4) ЭР-жидкость имеет при воздействии переменного электрического поля различной частоты и прямоугольной формы сигнала со скважностью 80%:0%, 50%:0% и 20%:0%, поскольку в период отсутствия электрического поля структура суспензии успевает разрушиться. Самые низкие значения т обнаруживаются при скважности 20%:0%. С ростом напряженности электрического поля напряжение сдвига ЭР-жидкости увеличивается.



Рис. 4. Зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% образца Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7- δ}, от частоты воздействия электрического поля в виде импульсов прямоугольной формы сигнала со скважностью 20%:0% (*a*), 50%:0% (*б*) и 80%:0% (*в*) при напряженности электрического поля: 1 - 1 кВ/мм, 2 - 2, 3 - 3



Рис. 5. Зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% образца $Sr_3GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-\delta}$, от частоты воздействия электрического поля в виде импульсов прямоугольной формы сигнала со скважностью 20%:80% (*a*) и 50%:50% (*б*) при напряженности электрического поля: I - 1 кВ/мм, 2 - 2, 3 - 3



Рис. 6. Зависимости напряжения сдвига ЭРжидкости, содержащей 20 вес.% образца $Sr_3GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-\delta}$, от частоты воздействия электрического поля в виде импульсов синусоидальной формы сигнала при напряженности электрического поля: I - 1 кВ/мм, 2 - 2, 3 - 3

Исходя из данных, представленных на рис. 5, 6, можно сделать вывод, что при подаче переменного поля синусоидальной формы сигнала и прямоугольной со скважностью 50%:50% напряжение сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% образца Sr₃GaAl_{0.8}Ni_{0.2}O_{7–8}, имеет максимальные значения по сравнению с другими формами сигнала. С ростом напряженности электрического поля увеличивается напряжение сдвига. Также наблюдается увеличение напряжения сдвига в диапазоне частот $f \le 50$ Гц, затем происходит его снижение. Так как поляризация в ЭР-жидкости, содержащей частицы перовскитоподобного типа, возникает благодаря локальному смещению ионов, находящихся в *B*-позиции в кристаллической решетке, то, возможно, их собственная частота колебаний находится в диапазоне до 50 Гц. В случае когда собственная частота колебаний ионов совпадает с частотой внешнего электрического воздействия амплитуда колебаний достигает наибольшей величины, что обеспечивает высокую поляризацию и создание более прочных структур из частиц дисперсной фазы в электрическом поле.

На рис. 7 представлены зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% образца Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-δ}, от напряженности постоянного электрического поля и переменного поля при частотах 1 и 50 Гц и различных формах сигнала. Таким образом, из полученных данных можно сделать вывод, что данная ЭР-жидкость имеет электрореологический отклик в постоянном поле выше, чем в переменном поле любой формы сигнала и скважности.



Рис. 7. Зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес. % Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O₇₋₆, от напряженности постоянного электрического поля и переменного поля при частотах 1 Гц (*a*) и 50 Гц (*б*) и различных формах сигнала: *1* – постоянное поле, *2* – синусоида, *3* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 80%:0%, *4* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 50%:0%, *5* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 20%:0%, *6* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 50%:50%, *7* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 20%:80%

На рис. 8–10 представлены зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% $Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$, от частоты переменного электрического поля различных форм сигнала, скважности и напряженности. Поскольку при определении ЭР-чувствительности данной ЭР-жидкости (см. рис. 3) при E = 2 кВ/мм значения тока проводимости быстро возрастали, то при подаче переменного электрического поля были выбраны напряженности E = 1; 1,5; 2 кВ/мм.



Рис. 8. Зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% Sr₃Ga_{0.5}Al_{0.5}NiO_{7- δ}, от частоты воздействия электрического поля в виде импульсов прямоугольной формы сигнала со скважностью 20%:0% (*a*), 50%:0% (*б*) и 80%:0% (*в*) при напряженности электрического поля: l - 1 кВ/мм, 2 - 1.5, 3 - 2



Рис. 9. Зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% $Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$, от частоты воздействия электрического поля в виде импульсов прямоугольной формы сигнала со скважностью 20%:80% (*a*) и 50%:50% (*б*) при напряженности электрического поля: 1 - 1 кВ/мм, 2 - 1.5, 3 - 2

Как видно на рис. 8, при подаче переменного электрического поля с прямоугольной формой сигнала со скважностью 20%:0%, 50%:0% и 80%:0% напряжение сдвига ЭРжидкости имеет невысокие значения в связи с разрушением структуры в моменты отсутствия электрического поля, как и для ЭРЖ, содержащей сложный оксид Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-δ}.



Рис. 10. Зависимости напряжения сдвига ЭРжидкости, содержащей 20 вес.% $Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$, от частоты воздействия электрического поля в виде импульсов синусоидальной формы сигнала со скважностью 50%:50% при напряженности электрического поля: I - 1 кВ/мм; 2 - 1.5; 3 - 2

Из рис. 9, 10 видно, что наибольшие значения напряжения сдвига имеет ЭР-жидкость при воздействии сигнала прямоугольной формы со скважностью 50%:50% (рис. 9, δ). При воздействии сигнала синусоидальной формы значения напряжения сдвига несколько ниже (рис. 10). Следует отметить, что напряжение сдвига увеличивается до частоты $f \le 200$ Гц, что, возможно, связано с совпадением собственной частоты колебаний ионов, находящихся в *B*-позиции данного сложного оксида Sr₃Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7- δ}. Затем происходит плавное снижение напряжения сдвига с ростом частоты. С повышением напряженности электрического поля *E* напряжение сдвига τ также увеличивается.

На рис. 11 представлены зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% образца $Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$, от напряженности переменного электрического поля при частотах 1 и 50 Гц и различныхформах сигнала и постоянного поля. Видно, что напряжение сдвига ЭР-жидкости, содержащей $Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$, выше в переменном поле с сигналами синусоидальной формы и прямоугольной формы со скважностью 80%:0%, 50%:50%, 20%:80%, чем в постоянном поле.



Рис. 11. Зависимости напряжения сдвига ЭР-жидкости, содержащей 20 вес.% Sr₃Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7- δ}, от напряженности постоянного электрического поля и переменного поля при частотах 1 Гц (*a*) и 50 Гц (*б*) и различных формах сигнала: *1* – постоянное поле, *2* – синусоида, *3* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 80%:0%, *4* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 50%:0%, *5* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 20%:0%, *6* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 50%:50%, *7* – прямоугольная форма сигнала со скважностью 20%:80%

Заключение. Определено реологическое поведение ЭР-жидкостей, содержащих сложные оксиды с перовскитоподобной слоистой структурой, полученных методом твердофазного синтеза (Sr₃GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7– δ}, Sr₃Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7– δ}), в постоянном и переменном электрических полях. Измерены диэлектрические показатели ЭР-жидкостей в диапазоне частот 0,1–1000 кГц: $\Delta \varepsilon' = 0,44-0,54$. Диэлектрические спектры ЭР-жидкостей указывают на структурную поляризацию с частотой релаксации $f_{pen} < 0,1$ кГц.

Проанализировав электрореологическое поведение жидкостей с различными составами перовскитоподобных оксидов под воздействием переменного электрического поля, можно утверждать, что ЭРЖ, содержащая сложный оксид $Sr_3GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-\delta}$, имеет больший ЭРотклик в постоянном поле. ЭРЖ, содержащая сложный оксид $Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$, имеет больший ЭРотклик в переменном поле. Такая разница в ЭРотклике на воздействие электрического поля различного типа может быть связана с разной структурой этих двух материалов. Сложный оксид $Sr_3GaAl_{0,8}Ni_{0,2}O_{7-\delta}$ состоит из двух доминирующих фаз: фазы Раддлесдена–Поппера 2P/RS (Р – слой перовскита, RS – слой каменной соли) и фазы двойного перовскита. В то же время в сложном оксиде $Sr_3Ga_{0,5}Al_{0,5}NiO_{7-\delta}$ доминирующей является фаза 2P/RS, а также в небольших количествах (~5%) присутствует фаза прорастания Раддлесдена–Поппера P/RS.

Наибольшие напряжения сдвига образуются при воздействии переменного поля с сигналами синусоидальной формы и прямоугольной формы со скважностью 50%:50% и 20%:80%. Наименьшие напряжения сдвига образуются при подаче сигнала прямоугольной формы со скважностью 20%:0%, 50%:0%, 80%:0%, что связано с разрушением структуры ЭР-жидкости во время отсутствия электрического поля. При частоте электрического поля $f \le 200$ Гц напряжения сдвига обственная частота колебаний ионов в кристаллической решетке частиц перовскитоподобного типа. В случае совпадения собственной частоты колебаний ионов с частотой внешнего электрического воздействия амплитуда колебаний достигает наибольшей величины, что обеспечивает высокую поляризацию и создание более прочных структур из частиц дисперсной фазы в электрическом поле.

Таким образом, полученные результаты требуют учета влияния структуры сложных оксидных соединений перовскитного типа и особенностей проявления ЭР-эффекта в ЭРжидкостях, содержащих такие соединения, как в постоянном, так и в переменном электрических полях при использовании управляемых электрореологических жидкостей в демпферах, прецизионных приборах, устройствах гидроавтоматики и виброзащиты.

Литература

1. Test of giant electrorheological valve in DC and square wave AC fields with different frequencies / L. Xu, L. Han, R. Shen [et al.] // J. of Intelligent Material Systems and Structures. – 2018. – Vol. 29, No. 2. – P. 250–254.

2. Hao, T. Electrorheological suspensions / T. Hao // Adv. in Colloid and Interface Science. – 2002. – Vol. 97. – P. 1–35.

3. Effect of microstructure on electrorheological property for pure TiO₂ particle material / Y. Shang, S. Ma, J. Li [et al.] // J. of Materials Science & Technology. – 2006. – Vol. 22, No. 4. – P. 572–576.

4. Synthesis and electrorheological activity of nanosized particles of hybrid material silica / cetylpyridinium chloride / E. Korobko, T. Kouznetsova, Z. Novikova [et al.] // Materials and Applications – Micro/Biofluidics, Electrowetting and Electrospinning: Materials Research Soc. Sympos. Proc. – 2009. – Vol. 1173. – P. U04-03.

5. Electrorheological properties of suspensions of monodispersed micron-sized polyaniline composite particles / J. B. Jun, C.H. Lee , J. W. Kim, K. D. Suh // J. Polym. Sci Part B: Polym. Phys. -2002. - Vol. 40. - P. 1163–1170.

6. One-pot synthesis of polyaniline-doped in mesoporous TiO_2 and its electrorheological behavior / C. Wei, Y. Zhu, X. Yang, C. Li // Materials Science and Engineering B. – 2007. – Vol. 137. – P. 213–216.

7. Böse, H. Comparison of rheological and electric properties of ER fluids based on different materials / H. Böse, A. Trendler // Int. J. of Modern Phys. B. -2001. - Vol. 15, No. 6. - P. 626–633.

8. Böse, H. Comparative investigations on ER fluids with different polarizations mechanisms / H. Böse, A. Trendler // Int. J. of Modern Phys. B. – 2002. – Vol. 16, No. 17. – P. 2751–2757.

9. Evidence of Cr^{+4} doping in $Sr_3Ti_2O_7$ from structural, optical and magnetic properties / I. Zvereva, J. German, Yr. Smirnov and J. Choisnet // J. Mater. Sci. Lett. – 2001. – Vol. 20. – P. 127–130.

10. New water-containing phase derived from the $Sr_3Fe_2O_{7-\delta}$ phase of the Ruddlesden–Popper structure / M. Matvejeff, M. Lehtimäki, A. Hirasa [et al.] // Chem. Mater. – 2005. – Vol. 17. – P. 2775–2779.

11. Wang, X. L. Synthesis, structures, and magnetic properties of novel Roddlesden–Popper homologous series $Sr_{n+1}Co_nO_{3n+1}$ (n = 1, 2, 3, 4 and ∞) / X. L. Wang, H. Sakurai, E. Takayama-Muromachi // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97, No. 10. – P. 10M519.

12. $Sr_3Mn_2O_7$: Mn^{4+} parent compound of the n = 2 layered CMR manganites / J. F. Mitchell, J. E. Millburn, M. Medarde [et al.] // IEEE J. of Solid-state Circuits. – 1998. – Vol. 141. – P. 599–603.

13. Zhang, Z. Synthesis, structure and properties of the layered perovskite $La_3Ni_2O_{7-\delta}$ / Z. Zhang, M. Grenblatt, J. B. Goodenought // J. Solid State Chem. – 1994. – Vol. 108. – P. 402–409.

14. Greenblatt, M. Electronic properties of $La_3Ni_2O_7$ and $Ln_4Ni_3O_{10}$, Ln = La, Pr and Nd / M. Greenblatt, Z. Zhang, M. H. Whango // Synth. Met. – 1997. – Vol. 85. – P. 1451–1452.

15. The influence of alternating current and direct current electric fields on the rheological behavior of electrorheological fluids with particles of the different crystalline structure / E. Korobko, L. Makhnach, Z. Novikova [et al.] // J. of Intelligent Material Systems and Structures. – 2020. – Vol. 31, No. 2. – P. 277–287.

16. Ruddlesden–Popper phases $Sr_3Ni_{2-x}Al_xO_{7-\delta}$ and some doped derivatives: synthesis, oxygen nonstoichiometry and electrical properties / I. Kharlamova, L. Makhnach, A. Usenka [et al.] // Solid State Ionics. – 2018. – Vol. 324. – P. 241–246.

В. А. Кот

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ: ОТРЫВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ХОУАРТА, ТАНИ, ГЁРТЛЕРА

Введение. В настоящее время общим методом получения решений для вязких отрывных течений является численное решение полных уравнений Навье–Стокса [1–4]. Однако этот подход отнимает много времени и требует больших вычислительных ресурсов. Во многих задачах необходимо знать, будет ли отрываться ламинарный пограничный слой (ПС) от поверхности конкретного тела либо нет, а также место возможного отрыва. Это важно для многих прикладных задач. Определение точки отрыва ламинарного ПС является предметом ряда исследований. Обычная процедура расчета состоит в применении численных методов к дифференциальному уравнению в частных производных с вычислением полного поля скоростей и с определением критической точки отрыва. Данная процедура решения не лишена трудностей, поскольку касательное напряжение на стенке, о чем пойдет речь ниже, сингулярным образом стремится к нулю в точке отрыва. Дальнейшим усовершенствованием и обобщением интегрального подхода к расчету поля скоростей в пограничном слое явились, в частности, работы [5–7].

Настоящую работу можно рассматривать как их продолжение, целью которой является представить новую аналитическую схему расчета ламинарного ПС двумерных отрывных течениях, характеризующихся плавным убыванием скорости в направлении потока.

1. Краткий анализ проблемы. Одно из первых описаний решений, связанных с анализом сингулярности в точке отрыва ПС, принадлежит, по всей видимости, Д. Хартри [8], который предпринял попытку повысить точность решения Л. Хоуарта [9] в задаче для линейно-замедленного течения. Отталкиваясь от работы Д. Хартри [8], подтверждающей наличие сингулярности в точке отрыва, С. Гольдштейн [10] аналитически исследовал природу обнаруженной сингулярности. На основе некоторых допущений им была разработана формальная асимптотическая модель течений для области, непосредственно примыкающей к точке отрыва. В частности, сделан вывод, что касательное напряжение на стенке τ_w стремится в данной точке к нулю:

где y, x – поперечная и продольная координаты соответственно, v – коэффициент динамической вязкости. Касательное напряжение изменяется как квадратный корень от расстояния, измеренного вверх по течению от точки отрыва. Вопрос о том, устранима ли сингулярность при разделении, достаточно подробно был исследован К. Стюартсоном [11], который пришел к выводу, что дозвуковое течение не может оставаться аналитическим вблизи точки отрыва и, следовательно, сингулярность остается неустранимой проблемой.

В. Верле [12] представил аналитическую схему определения точки отрыва ПС, которая не требует полного решения основного дифференциального уравнения в частных производных и связана с решением набора обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Данный метод оказался приемлемым для нескольких типов внешних потоков. Аналогичные (примерно с аналогичными результатами) расчеты проведены в работе [13]. Упрощенный интегральный подход в совокупности с последующей численной схемой применен авторами [14], их метод показал достаточно неплохие результаты для ряда замедленных течений. А. Санмону [15] рассмотрел особенности решения уравнения ламинарного ПС вблизи точки отрыва, отметив, в частности, работы Л. Хоуарта [8], С. Гольдштейна

[10], Е. Акинрелере [16], в которых было окончательно подтверждено существование сингулярности в несжимаемом ПС при его отрыве. Было рассмотрено течение при больших числах Рейнольдса вдоль поверхности с быстрым ростом скорости в ПС от нуля на поверхности до конечного значения в основном потоке. Обнаружено, что всякий раз, когда происходит отрыв ПС, уравнения для ламинарного ПС становятся несправедливыми, т. е. перестают выполняться.

2. Схема получения полиномиальных решений для ламинарного ПС. Уравнения Прандтля для двумерного течения в приближении ПС имеют вид [1–4]

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + U \frac{dU}{dx}$$
(2)

с граничными условиями

$$u(0, x) = 0, v(0, x) = 0,$$

 $u(\infty, x) = U(x).$ (3)

Для ПС толщиной $\delta = \delta(x)$ запишем граничные условия:

$$u(0,x) = 0, \qquad u(\delta,x) = U(x),$$
 (4)

$$\frac{\partial u(\delta, x)}{\partial y} = \frac{\partial^2 u(\delta, x)}{\partial y^2} = \frac{\partial^3 u(\delta, x)}{\partial y^3} = \dots = 0.$$
 (5)

Проинтегрировав уравнения (2) по области $y = [0, \delta]$ с весом u^m (m = 0, 1, 2), получим интегральные соотношения [17]

$$\frac{2}{U^2} \left(\frac{\mathrm{d}(U^2 \delta^*)}{\mathrm{d}x} + U \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x} \delta_1 \right) = \frac{\omega}{\frac{1}{2}\rho U},\tag{6}$$

$$\frac{1}{U^3}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}(U^3\delta_2) = \frac{2}{\rho U}\delta_1^k,\tag{7}$$

$$\frac{1}{U^4} \left(\frac{\mathrm{d}(U^4 \delta_3)}{\mathrm{d}x} - 3U^3 \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x} \delta_1 \right) = 6 \frac{v}{U^4 \delta^2} \delta_2^k, \tag{8}$$

где

$$\delta^{*} = \int_{0}^{1} (1 - \tilde{u}) d\zeta, \quad \delta_{1} = \int_{0}^{1} (1 - \tilde{u}) \tilde{u} d\zeta, \quad \delta_{2} = \int_{0}^{1} \tilde{u} (1 - \tilde{u}^{2}) d\zeta, \quad \delta_{3} = \int_{0}^{1} \tilde{u} (1 - \tilde{u}^{3}) d\zeta,$$

$$\delta_{1}^{k} = \int_{0}^{1} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \zeta} \right)^{2} d\zeta, \quad \delta_{2}^{k} = \int_{0}^{1} \tilde{u} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \zeta} \right)^{2} d\zeta, \quad \omega = \frac{\partial u}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0}, \quad \tilde{u} = \frac{u}{U}, \quad \zeta = \frac{y}{\delta}.$$
(9)

В общем виде можем записать

$$\left(\frac{n+2}{n+1} - H_{\frac{n-1}{n+1}}\right) \Lambda + \frac{M}{n+1} = n \frac{\delta_{n-1}^k}{\delta_{n+1}} \quad (n = 2, 3, ...),$$
(10)

где $\Lambda = U'\delta^2$, $M = U\delta\delta'$, $H_{\frac{n-1}{n+1}} = \delta_{n-1} / \delta_{n+1}$. Введя безразмерные параметры

$$\gamma = \gamma(x) = \frac{\delta^2}{\nu} U, \qquad \mu = \mu(x) = \frac{U_0}{U} \delta \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}\Big|_{y=0},$$
(11)

вместо (6)-(8) получим определяющие соотношения

$$2\mu = \left(2\delta^* + 3\delta_1\right)\gamma \frac{U'}{U} + \delta_1\gamma' + 2\gamma\delta_1', \qquad (12)$$

$$4\delta_1^k = 2\gamma \delta_2' + \delta_2 \left(\gamma' + 5\gamma \frac{U'}{U}\right),\tag{13}$$

$$12\,\delta_2^k + 6\,\gamma\,\delta^*\frac{U'}{U} = 2\gamma\,\delta_3'\,\mu' + \delta_3\left(\gamma' + 7\gamma\frac{U'}{U}\right). \tag{14}$$

Искомый профиль скорости в ПС опишем полиномом

$$\tilde{u} = 1 - (1 + a\zeta + b\zeta^2)(1 - \zeta)^{p(n)}, \quad p > 3.$$
 (15)

Данный полином автоматически удовлетворяет граничным условиям

$$\tilde{u}(0) = 0, \qquad \tilde{u}(1) = 1,$$

$$\frac{\partial \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta} = \frac{\partial^2 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^2} = \frac{\partial^3 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^3} = \dots = \frac{\partial^{p-1} \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^{p-1}} = 0.$$
(16)

Для параметра µ(x) вместо (11) запишем

$$\mu(x) = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \zeta}\Big|_{y=0}.$$
(17)

Тогда, с учетом (17), из (15) получаем

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + (p - \mu)\zeta + b\zeta^{2}\right] (1 - \zeta)^{p}.$$
(18)

Если не учитывать степень *p*, полином (18) содержит три ($\mu(x)$, $\gamma(x)$, b(x)) неизвестные величины, зависящие от *x* (включая также коэффициент b(x)). Для их определения будем применять три интегральных соотношения (12)–(14), которые, как нами будет показано далее, в процессе вычисления сводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка. Их решение возможно численным методом (например, в среде МАТНЕМАТІ-СА) при заданных начальных условиях $\mu(0)$, b(0) и $\gamma(0)$. Отметим, что условие $\gamma(0) = 0$ вытекает из (11) автоматически ввиду $\delta(0) = 0$. Положив в (12)–(14) x = 0, приходим к системе уравнений

$$2\mu(0) = \delta_1(0)\gamma'(0),$$

$$4\delta_k^1(0) = \delta_2(0)\gamma'(0),$$

$$12\delta_k^2(0) = \gamma'(0)\delta_3(0).$$

(19)

Исключив в (19) производную $\gamma'(0)$, получим определяющую систему уравнений

$$\mu(0)\,\delta_2(0) = 2\,\delta_1(0)\,\delta_k^1(0),$$

$$\delta_k^1(0)\delta_3(0) = 3\,\delta_2(0)\delta_k^2(0).$$
(20)

которая позволяет определить $\mu(0)$ и b(0).

3. Двумерные отрывные течения с падающей скоростью. Рассмотрим классические течения Л. Хоуарта [4, 9], И. Тани [4, 18] и Х. Гёртлера [4, 19]. Течение Л. Хоуарта задается в виде

$$U(x^*) = U_0 - a^* \frac{X}{L},$$
(21)

где U_0 и L – характерные скорость и длина, X – продольная координата. Положив a = 1, имеем

$$\overline{U}(x) = U(x) / U_0 = 1 - x.$$
(22)

Для течений Тани имеем

$$U(x^*) = U_0 - a^* \left(\frac{X}{L}\right)^n \quad (n = 2, 4, 8)$$
(23)

или в безразмерном виде [4]

$$\overline{U}(x) = 1 - a x^n \quad (n = 2, 4, 8).$$
 (24)

Перейдя к координате $\sqrt[n]{a} x \rightarrow x$, приходим к обобщенному течению Хоуарта–Тани

$$\overline{U}(x) = 1 - x^n \quad (n = 1, 2, 4, 8) \quad \to \quad \overline{U}(x) = 1 - x^{2^k} \quad (k = 0, 1, 2, 3).$$
 (25)

Графики функций (25) приведены на рис. 1, *а*. Для течения Хоуарта имеем $\overline{U}''(x) = 0$, а для течений Тани $\overline{U}''(x) < 0$.



Рис. 1. Изменение относительной скорости потока в течениях Хоуарта, Тани (а) и Гёртлера (б)

Для семейства течений Гёртлера имеем [4]

$$\overline{U}(x) = \cos(x), \tag{26}$$

$$\overline{U}(x) = \sqrt{1-x} , \qquad (27)$$

$$\overline{U}(x) = (1-x)^2, \qquad (28)$$

$$\overline{U}(x) = \frac{1}{1+x},\tag{29}$$

$$\overline{U}(x) = \frac{1}{(1+x)^2}.$$
 (30)

Графики функций (26)–(30) приведены на рис. 1, б. Для течений (26) и (27) характерно отрицательное значение второй производной $\overline{U}''(x) < 0$, что ставит их в один ряд с течениями Тани, для которых $\overline{U}''(x) < 0$. Для течений (28)–(30) характерно $\overline{U}''(x) > 0$.

4. Течение Хоуарта. Положив в (18) p = 4, имеем профиль скорости

$$\tilde{u} = 1 - \left(1 + (4 - \mu)\zeta + b\zeta^2\right) \left(1 - \zeta\right)^4.$$
(31)

Подстановка (31) в соотношения (9) дает нам интегральные характеристики ПС

$$\delta^* = \frac{1}{3} + \frac{b}{105} - \frac{\mu}{30},\tag{32}$$

$$\delta_1 = \frac{1}{90090} \Big[13b(10+7\mu) - 14b^2 + 91(100+5\mu-2\mu^2) \Big],$$
(33)

$$\delta_{2} = \frac{1}{77597520} \begin{bmatrix} 220b^{3} - 38b^{2}(534 + 55\mu) + 38b(3780 + 2921\mu + 198\mu^{2}) + \\ + 323(37600 + 1880\mu - 532\mu^{2} - 33\mu^{3}) \end{bmatrix},$$
(34)

$$\delta_{3} = \frac{1}{6\,692\,786\,100} \begin{bmatrix} 50\,b^{3}(842+91\mu) - 364\,b^{4} - 30\,b^{2}(74\,902+11\,815\,\mu+780\,\mu^{2}) + \\ +230\,b\,(56\,990+48\,093\,\mu+4734\,\mu^{2}+260\,\mu^{3}) + \\ +115\,(11\,258\,600+562\,930\,\mu-129\,252\,\mu^{2}-10\,813\,\mu^{3}-572\,\mu^{4}) \end{bmatrix}, \quad (35)$$

$$\delta_1^k = \frac{1}{693} \Big[2b^2 - 11b(2+\mu) + 11(100 - 5\mu + 4\mu^2) \Big], \tag{36}$$

$$\delta_{2}^{k} = \frac{1}{1531530} \begin{bmatrix} 68b^{2}(35+6\mu) - 48b^{3} - 170b(82+53\mu+9\mu^{2}) + \\ +1105(1000-50\mu+10\mu^{2}+3\mu^{3}) \end{bmatrix}.$$
 (37)

Далее воспользуемся общими интегральными уравнениями (12)–(14). Подстановка в них соотношений (32)–(37) после соответствующих преобразований приводит к следующим трем обыкновенным дифференциальным уравнениям:

$$90\,090\,\mu = \gamma (130 - 28b + 91\mu)b' + \left(4\,550 + b(65 - 7b) + \frac{91}{2}(5 + b)\mu - 91\mu^2\right)\gamma' + \frac{\gamma}{(1 - x)} \left[21b^2 - \frac{39}{2}b(54 + 7\mu) - 273(160 - \mu(17/2 + \mu)) + 91(1 - x)(5 + b - 4\mu)\mu'\right],$$
(38)
$$\frac{335\,920}{3}(1 - x) \left[8b^2 - 44b(2 + \mu) + 44(100 - \mu(5 - 4\mu))\right] = \left[220b^3 + 607\,240(20 + \mu) - 323\mu^2(532 + 33\mu) - 38b^2(534 + 55\mu) + 38b(3\,780 + \mu(2921 + 198\mu)))\right]((1 - x)\gamma' - 5\gamma) + (39)\right] + 2\gamma(1 - x) \left[2(330b^2 - 38b(534 + 55\mu) + 19(3\,780 + \mu(2\,921 + 198\mu)))b' - -19(110b^2 - 2b(2\,921 + 396\mu) + 17(-1\,880 + \mu(1\,064 + 99\mu)))\mu'\right],$$

$$\frac{17\gamma}{1-x} \bigg[(4550+b(65-7b)) + \frac{91}{2}(5+b)\mu - 91\mu^2 \bigg] - 48b^3 - 68b^2(35+6\mu) + \\ +170b(82+\mu(53+9\mu)) + 1105 \bigg[1000 + \mu (-50+\mu(10+3\mu)) \bigg] = \\ = \frac{1}{52440} \bigg[364b^4 - 64736950(20+\mu) - 50b^3(842+91\mu) + \\ +115\mu^2 (129252+11\mu(983+52\mu)) + 30b^2 (74902+5\mu(2363+156\mu)) - \\ -230b(56990+\mu(48093+4734\mu+260\mu^2)) \bigg] \bigg(\gamma' - 7\frac{\gamma}{1-x} \bigg) +$$
(40)
$$+ \frac{2\gamma}{26220} \bigg\{ 728b^3 - 75b^2(842+91\mu) + 30b(74902+5\mu(2363+156\mu)) - \\ -115(56990+\mu(48093+4734\mu+260\mu^2))b' - \\ -5\mu' \bigg[(5+b)(1294739+5b(91b-7544)) + 12(247733+3b(-6049+130b))\mu + \\ + 69/2 \big((520b-10813)\mu^2 - 26312\mu^3 \big) \bigg] \bigg\}.$$

Из (20) и (32)-(37) находим начальные условия

$$\mu(0) = 2.0382, \quad b(0) = 1.5028.$$
 (41)

Численно решая систему уравнений (38)–(40) с начальными условиями (41), находим параметры $\mu(x)$, $\gamma(x)$ и коэффициент b(x). Вычисления прерываются в точке сингулярности $x_s = 0.11976204 \approx 0.120$ (рис. 2, *a*). Рассчитанная точка отрыва $x_s \approx 0.120$ совпадает с известным значением $x_s^* \approx 0.120$ [4, 9]. На основе (31) рассчитаем профиль скорости $\tilde{u}(x)$. Введя независимую переменную

$$\eta = \frac{1}{2} y \sqrt{\frac{U_0}{v x}}, \qquad (42)$$

получим семейство профилей скорости в ПС (рис. 2, б).



Рис. 2. График изменения отношения $\mu(x)/\mu(0)$ (*a*) и профили относительной скорости $\tilde{u}(\eta)$ в пограничном слое в разных точках течения и в точке отрыва (δ)

5. Семейство течений Тани. Как установлено в [18], при полиномиальном описании ПС в течениях вида $\overline{U}(x) = x^m$ возможно задание линейной связи между *m* и *p*. Поскольку в течениях $\overline{U}(x) = 1 - x^n$ и $\overline{U}(x) = x^m$ прослеживается определенная аналогия, связанная с при-

сутствием степенной функции, то можно предположить, что между k и p может иметь место примерная линейная зависимость:

$$p \simeq 4 + \alpha k, \tag{43}$$

где а – неизвестный, подлежащий определению, коэффициент. Тогда с учетом (43) получаем

$$\tilde{u} = 1 - \left(1 + (4 + \alpha k - \mu)\zeta + b\zeta^2\right) (1 - \zeta)^{4 + \alpha k}.$$
(44)

<u>Течение</u> $\overline{U}(x) = 1 - x^2$. Вначале рассмотрим течение вида

$$\overline{U}(x) = 1 - x^2$$
 $(n = 2, k = 1).$ (45)

Точка отрыва для данного течения известна: $x_s^* = 0.271$ [4]. Пусть в (43) $\alpha = 1$ (p = 5). В этом случае на искомое решение $\tilde{u}(x)$ накладывается дополнительное ограничение $\partial^4 \tilde{u}(1,x) / \partial \zeta^4 = 0$. Расчеты, проведенные аналогично течению Хоуарта, дают значение $x_s = 0.2731$ с ошибкой 0.76%.

Положив $\alpha = 3/4$, из (43) имеем p = 19/4, что дает профиль скорости

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + \left(\frac{19}{4} - \mu\right)\zeta + b\zeta^2\right] (1 - \zeta)^{\frac{19}{4}}.$$
(46)

Из (20) и (46) находим начальные условия

$$\mu(0) = 2.18534, \quad b(0) = 3.173712.$$
 (47)

Численно решая систему дифференциальных уравнений, вытекающих из (12)–(14), с начальными условиями (47), находим параметры $\mu(x)$, $\gamma(x)$ и коэффициент b(x). Процесс численного решения системы дифференциальных уравнений (Mathematica) прерывается при достижении значения продольной координаты потока x = 0.2709052, чему соответствует приближенное значение $x_s \simeq 0.271$. Найденная точка отрыва ламинарного ПС x_s совпадает с известным точным значением $x_s = 0.271$. График изменения параметра $\mu(x)$ представлен на рис. 3, *а*. Из (46) для $x = x_s$ находим критический профиль скорости потока

$$\tilde{u} = 1 - (1 + 4.75\zeta + 12.2617\zeta^2)(1 - \zeta)^{\frac{19}{4}}.$$
(48)

Решение (48) для переменной Хоуарта η принимает вид

$$\tilde{u} = 1 - (1 + 1.09212\eta + 0.64819\eta^2) (1 - 0.22992\eta)^{\frac{19}{4}}.$$
(49)

Графики для профиля скорости (49) приведены на рис. 3, б.

Если принять во внимание достигнутый нами положительный результат в плане аппроксимационного решения в случае применения общей формулы для профиля скорости (44) и прежнем допущении о существовании приближенной линейной зависимости (43), то тогда получим в формуле (43) значение коэффициента α = 3/4. Это дает нам общую формулу

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + \left(4 + \frac{3}{4}k - \mu\right)\zeta + b\zeta^2\right] \left(1 - \zeta\right)^{4 + \frac{3}{4}k}.$$
(50)

Проверим, насколько точно профиль вида (50) описывает оставшиеся, пока еще нами не рассмотренные два течения Тани.



Рис. 3. График изменения отношения $\mu(x)/\mu(0)$ (*a*) и профили скорости $\tilde{u}(\eta)$ (*б*)

<u>Течения Тани $\overline{U}(x) = 1 - x^4$ и $\overline{U}(x) = 1 - x^8$ </u>. Из (50) имеем

$$\overline{U}(x) = 1 - x^4 \quad \leftrightarrow \quad \left\{ n = 4, \ k = 2 \right\} : \quad \widetilde{u} = 1 - \left[1 + \left(\frac{11}{2} - \mu \right) \zeta + b \eta^2 \right] (1 - \zeta)^{\frac{11}{2}}, \tag{51}$$

$$\overline{U}(x) = 1 - x^8 \quad \leftrightarrow \quad \left\{ n = 8, \ k = 3 \right\} : \quad \widetilde{u} = 1 - \left[1 + \left(\frac{25}{4} - \mu \right) \zeta + b \eta^2 \right] (1 - \zeta)^{\frac{25}{4}}. \tag{52}$$

Используя систему (20), находим начальные условия:

$$\overline{U}(x) = 1 - x^4 : \left\{ \mu(0) = 2.3382, \quad b(0) = 5.2745, \quad \gamma(0) = 0 \right\},$$
(53)

$$\overline{U}(x) = 1 - x^8 : \left\{ \mu(0) = 2.4951, \quad b(0) = 7.8091, \quad \gamma(0) = 0 \right\}.$$
(54)

Решение уравнений (12)-(14) для (53) и (54) дает точку отрыва ПС:

$$\overline{U}(x) = 1 - x^4 \quad \rightarrow \quad x_s = 0.462, \tag{55}$$

$$\overline{U}(x) = 1 - x^8 \quad \rightarrow \quad x_s = 0.6407. \tag{56}$$

Графики изменения параметра $\mu(x)$ представлены на рис. 4, *а*. Для течения (51) точка отрыва $x_s = 0.462$ полностью совпадает с известным точным значением $x_s^* = 0.462$ [4].



Рис. 4. Графики изменения отношения $\mu(x)/\mu(0)$ (*a*) и профили скорости $\tilde{u}(\eta)$ в точках отрыва (б)

Для течения (52) точка отрыва определена с высокой точностью – относительная ошибка составляет лишь 0.11%. Для точек отрыва ПС $x_s = 0.462$ и $x_s = 0.6407$ имеем, согласно (52) и (53), следующие «критические» профили скорости:

$$\overline{U}(x) = 1 - x^4 \quad \to \quad \tilde{u} = 1 - (1 + 0.71714\eta + 0.27123\eta^2)(1 - 0.1312\eta)^{\frac{11}{2}}, \tag{57}$$

$$\overline{U}(x) = 1 - x^8 \quad \to \quad \tilde{u} = 1 - (1 + 0.5723\eta + 0.1508\eta^2)(1 - 0.091855\eta)^{\frac{25}{4}}.$$
(58)

Графики для (57) и (58) представлены на рис. 4, б.

6. Течения типа Хоуарта–Тани: обобщение и сравнительный анализ. На основе полученных результатов построена интерполяционная зависимость $x_s = f(n)$ (рис. 5, *a*): кривая $x_s = f(n)$ полностью сливается с зависимостью $x_s^* = f(n)$. Отсюда можем констатировать очень хорошую выполнимость формулы (50). Возвращаясь к формуле (43), вместо нее можем записать

$$p = 4 + \frac{3}{4} \log_2 n.$$
 (59)

График зависимости (59) представлен на рис. 5, б.



Рис. 5. Интерполяционная зависимость $x_s = f(n)$ (*a*) и график функции p(n) согласно (59) (б)

В итоге приходим к следующей формуле профиля скорости в ПС для всех течений типа Хоуарта–Тани:

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + \left(4 - \mu(x) + \frac{3}{4}\log_2 n\right)\zeta + b(x)\zeta^2\right] (1 - \zeta)^{4 + \frac{3}{4}\log_2 n} \quad (n > 0).$$
(60)

Сравнительные данные для точки отрыва x_s сведены в табл. 1. Расчет на основе предложенного подхода дает в основном практически точные значения x_s , что сильно отличает его от всех известных аналитических схем и алгоритмов.

7. Течения Гёртлера. Вначале рассмотрим течения (26) и (27) с $\overline{U}''(x) < 0$, а затем перейдем к течениям (28)–(30), которые имеют вторую производную $\overline{U}''(x) > 0$ (рис. 1, δ).

7.1. Течения Гёртлера: $\overline{U}''(x) < 0$. Здесь мы имеем два течения.

 $\overline{U} = \sqrt{1-x}$. Разложим функцию (27) в ряд Тейлора, сохранив первые два члена:

$$\overline{U}(x) = \sqrt{1-x} \rightarrow \overline{U}(x) = 1 - \frac{1}{2}x + O(x)^2.$$
 (61)

Таблица 1

Течения	Точное значение	Изве	Haamaguuag			
Хоуарта и Тани		К. Байё [20]	М. Дрела [21, 22]	Б. Твайтс [23]	В. Верле [12]	работа
1-x	0.120	0.133	0.123	0.123	0.124	0.120
$1 - x^2$	0.271	0.285	0.257	0.268	0.275	0.271
$1 - x^4$	0.462	0.468	0.442	0.449	0.464	0.462
$1-x^8$	0.640	0.638	0.618	0.621	0.642	0.6407
$\langle \epsilon \rangle, \%$	_	4.40%	3.86%	2.35%	1.39%	0.027%

Точка отрыва ламинарного пограничного слоя в течениях Хоуарта и Тани

Поскольку для течения Хоуарта $\overline{U}(x) = 1 - x$ полиномиальный профиль скорости при p = 4 дает практически точное значения точки отрыва x_s , то и для разложения вида (61) мы можем (в первом приближении) положить p = 4, что дает профиль скорости (31). Тогда в качестве начальных условий будем использовать полученные нами выше значения $\mu(0)$ и b(0) согласно (41). Численное решение системы из трех дифференциальных уравнений, вытекающих из (12)–(14) (результаты выкладок с целью сокращения материала мы опускаем) дает точку отрыва $x_s = 0.2174$, что достаточно близко к точному значению точки отрыва ПС $x_s^* = 0.218$ [4].

Принимая во внимание выпуклый характер кривой зависимости (27), мы можем ожидать (аналогично рассмотренным выше течениям Тани) нахождения «оптимума» аппроксимационных решений при значениях степени полинома (18), превышающих значение p = 4, т. е. в области p > 4. Учитывая получение достаточно «хорошего» решения для течения (27) при p = 4 ($x_s = 0.2174$), представляется целесообразным несколько повысить степень полинома (18), задав p = 9/2. Тогда имеем

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + \left(\frac{9}{2} - \mu\right)\zeta + b\eta^2\right] (1 - \zeta)^{\frac{9}{2}}.$$
(62)

В этом случае из (20) и (62) находим начальные условия

$$\mu(0) = 2.1357034, \quad b(0) = 2.5692506.$$
 (63)

Численное решение системы из трех дифференциальных уравнений, вытекающей из (12)–(14), при начальных условиях (63) дает искомые параметры $\mu(x)$, $\gamma(x)$ и переменный коэффициент b(x). График для $\mu(x)$ представлен на рис. 6, *a*. Точка отрыва ПС равна $x_s = 0.2176 \approx 0.218$, что приближенно совпадает с точным значением $x_s^* = 0.218$. Графики для профиля скорости $\tilde{u}(\eta)$ на основе (62) приведены на рис. 6, *б*.

 $\overline{U} = \cos x$. Для данного течения будем применять (как для течения $\overline{U}(x) = \sqrt{1-x}$) полиномиальное описание скорости в виде (62). Проведенные расчеты дали точку отрыва $x_s = 0.3890$ (рис. 6, *a*). Полученный результат для x_s полностью совпадает с известным точным значением точки отрыва $x_s^* = 0.389$ [4].


Рис. 6. Графики изменения отношения $\mu(x)/\mu(0)$ (*a*) и профили скорости (б)

7.2. Течения Гёртлера: $\overline{U}''(x) > 0$. Далее рассмотрим течения (28)–(30) (см. рис. 1, δ). Обратим внимание, что в рассмотренных течениях Тани и Гёртлера (с выпуклым профилем скорости) наилучшие решения достигаются при p > 4, а в течении Хоуарта (линейный профиль скорости) – при p = 4. Учитывая это, можем сделать предположение, что в потоках Гёртлера с вогнутым профилем скорости ($\overline{U}'' > 0$) наилучшие аппроксимационные решения могут быть получены при p < 4. При этом заметим, что для двух течений (26) и (27) при $\overline{U}'' < 0$ полином со степенью p = 9/2 дает практически точные результаты. В таком случае для течений Гёртлера (28)–(30) имеет смысл задать «симметрично» (относительно p = 4) значение p = 7/2. Тогда получаем

$$\left. \begin{array}{l} \overline{U} = (1-x)^{2} \\ \overline{U} = \frac{1}{1-x} \\ \overline{U} = \frac{1}{(1-x)^{2}} \end{array} \right\} \rightarrow \widetilde{u} = 1 - \left[1 + \left(\frac{7}{2} - \mu\right)\zeta + b\zeta^{2} \right] (1-\zeta)^{\frac{7}{2}}. \quad (64)$$

Для профиля (64) по формулам (9) определяем интегральные характеристики ПС:

$$\delta^* = \frac{4}{11} + \frac{16b}{1287} - \frac{4\mu}{99},\tag{65}$$

$$\delta_1 = \frac{189}{1760} + \frac{9b}{5720} - \frac{b^2}{3960} + \frac{3\mu}{440} + \frac{1}{660}b\mu - \frac{\mu^2}{360},$$
(66)

$$\delta_{2} = \frac{971\,649}{5\,869\,600} + \frac{1111\,779\,b}{591\,362\,200} - \frac{170\,891\,b^{2}}{409\,404\,600} + \frac{2\,048\,b^{3}}{358\,229\,025} + \frac{15\,423\,\mu}{1\,467\,400} + \frac{144\,011b\,\mu}{68\,234\,100} - \frac{512\,b^{2}\mu}{10\,235\,115} - \frac{721\,\mu^{2}}{240\,120} + \frac{256\,b\,\mu^{2}}{1\,550\,775} - \frac{32\,\mu^{3}}{150\,075},$$
(67)

$$+\frac{12\ 269\ 247\ \mu}{947\ 940\ 400} + \frac{212\ 333\ 023\ b\ \mu}{88\ 158\ 457\ 200} - \frac{640\ 667\ b^{2}\ \mu}{6\ 611\ 884\ 290} + \frac{b^{3}\ \mu}{639\ 540} - \frac{115\ 591\ \mu^{2}}{38\ 779\ 380} + +\frac{1\ 095\ 241\ b\ \mu^{2}}{4\ 007\ 202\ 600} - \frac{b^{2}\ \mu^{2}}{135\ 660} - \frac{55\ 321\ \mu^{3}}{193\ 896\ 900} + \frac{b\ \mu^{3}}{58\ 140} - \frac{\mu^{4}}{58\ 140},$$
(68)
$$\delta_{1}^{k} = \frac{189}{128} - \frac{b}{32} + \frac{b^{2}}{240} - \frac{3\ \mu}{32} - \frac{1}{48}\ b\ \mu + \frac{7\ \mu^{2}}{96},$$
(69)

$$\delta_{2}^{k} = \frac{41391}{60800} - \frac{7943b}{1048800} + \frac{387b^{2}}{174800} - \frac{512b^{3}}{9144225} - \frac{657\mu}{15200} - \frac{4013b\mu}{524400} + \frac{128b^{2}\mu}{294975} + \frac{127\mu^{2}}{15200} - \frac{16b\mu^{2}}{10925} + \frac{4\mu^{3}}{1425}.$$
(70)

Далее из (65)–(70) и (20) находим начальные условия

128

$$\mu(0) = 1.9480, \quad b(0) = 0.6240.$$
 (71)

 $\overline{U} = (1 - x)^2$. Численно решая вытекающую из (12)–(14) и (65)–(70) систему из трех дифференциальных уравнений с начальными условиями (71), находим параметр $\mu(x)$ (рис. 7, *a*). Отрыв ПС происходит в точке $x_s = 0.0638 \approx 0.064$. Данный результат расчета практически совпадает с известным точным значением $x_s^* = 0.0637 \approx 0.064$. Далее на основе (64), найденных параметров $\mu(x)$, $\gamma(x)$ и коэффициента b(x) построены графики для профиля относительной скорости в ПС (рис. 7, б).



Рис. 7. График изменения параметра $\mu(x)$ (*a*) и профили скорости (б)

 $\underline{U} = (1 + x)^{-1}, \ \overline{U} = (1 + x)^{-2}$. Для данных двух течений Гёртлера аналогично мы вычисляем параметры $\mu(x)$, $\gamma(x)$ и коэффициент b(x) на основе профиля относительной скорости в ПС (64). Графики изменения параметра $\mu(x)$ вдоль продольной координаты х приведены на рис. 8, *a*. Точка отрыва в течении вида $\overline{U}(x) = (1-x)^{-2}$ принимает значение x_s = 0.071. Полученное нами решение полностью совпадает (до третьего знака после запятой) с точным значением точки отрыва $x_s^* = 0.071$. В течении $\overline{U}(x) = (1-x)^{-1}$ точка отрыва определена с достаточно малой ошибкой 0.53%. и составила $x_s = 0.1518$ ($x_s^* = 0.151$). Далее

на основе найденных параметров $\mu(x)$ и $\gamma(x)$ рассчитаем безразмерное напряжение трения на стенке по формуле

$$\tilde{\mu}(x) = \frac{\mu(x)}{\sqrt{\gamma(x)}}.$$
(72)

4.0 2.0 3.5 30 1 15 1 + x 25 = 1.0 1220 1 1.5 $(1+x)^2$ 1 10 0.5 $(1+x)^2$ $x_{s} = 0.1518$ $x_{s} = 0.0714$ 0.5 0.0 0.0 0.00 0.00 0.05 0.10 0.15 0 10 0 15 X X б a

Графики для $\tilde{\mu}(x)$, которые отвечают течениям (29) и (30), приведены на рис. 8, *б*.

Рис. 8. Графики изменения $\tilde{\mu}(x)$ (*a*) и $\mu(x)$ (*б*): течения Гёртлера

7.3. Течения Гёртлера: обобщение и сравнительный анализ. Установлено, что, несмотря на постоянно падающую скорость потока, в течениях Тани и Гёртлера достаточно важную роль играет знак второй производной от скорости внешнего течения U(x) : U''(x) < 0либо U''(x) > 0. Среди известных приближенных решений для течений Гёртлера наилучшие результаты в определении точки отрыва ламинарного ПС показывает метод Твайтса, дающий среднюю относительную ошибку 2.66%. По сравнению со всеми известными приближенными аналитическими методами (рассмотренными в настоящей работе) новый подход, предложенный и описанный в настоящей работе, позволяет получать несравнимо лучший результат в отношении расчета ламинарного ПС с одновременным определением точки отрыва. Для внешнего течения Гёртлера, задаваемого в виде $\overline{U}(x) = \cos(x)$, получено точное решение для точки отрыва ламинарного ПС: $x_s = x_s^* = 0.389$. Для течений Гёртлера вида (28)–(30), для которых характерно U''(x) > 0, очень хорошее аппроксимационное решение достигается при степени p = 7/2.

Таблица 2

<u>a</u>			~		
Семейство	Точное	Известные приближенные решения			Haamaguuag
течений	значение	К. Байё	М. Дрела	Б. Твайтс	пастоящая
Гёртлера	точки отрыва	[14, 20]	[21, 22]	[23]	paoora
$\cos x$	0.389	0.408	0.366	0.384	0.3890
$\sqrt{1-x}$	0.218	0.239	0.202	0.221	0.2176
$(1-x)^2$	0.0637	0.0709	0.0584	0.0652	0.0638
$(1+x)^{-1}$	0.151	0.1733	0.1384	0.158	0.1518
$(1+x)^{-2}$	0.0713	0.0807	0.0653	0.0739	0.0714
$\langle \epsilon \rangle, \%$	-	10.75%	7.67%	2.66%	0.20%

Точка отрыва ламинарного пограничного слоя: семейство течений Гёртлера

Средняя относительная ошибка расчета точки отрыва x_s составляет всего 0.20%, что более чем на порядок меньше наилучшего из рассмотренных известных приближенных решений (метод Твайтса). Результаты расчетов сведены в табл. 2. По сравнению с известными методами новый подход позволяет получать существенно лучший результат.

Заключение. Предложен новый подход для расчета ламинарного ПС в двумерных отрывных течениях с заданной скоростью потока U(x) на внешней границе ПС, основанный на применении трех «энергетических» интегральных соотношений с представлением профиля относительной скорости в ПС полиномиальной функцией

$$\tilde{u} = \frac{u(y,x)}{U(x)} = 1 - \left[1 + (p-\mu)\zeta + b\zeta^2\right] (1-\zeta)^p,$$

где *b* – подлежащий определению неизвестный коэффициент, *p* – определяемый показатель степени, $\zeta = y/\delta$, *y* – координата вдоль нормали к поверхности, δ – толщина пограничного слоя. Введением двух независимых параметров

$$\gamma(x) = \frac{\delta^2}{v}U, \qquad \mu(x) = \frac{U_0}{U}\delta \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}\Big|_{v=0},$$

а также за счет рассмотрения классических интегральных характеристик ПС, задача была сведена к системе из трех дифференциальных соотношений (12)–(14). Реализуемость представленной расчетной аналитической схемы и ее эффективность продемонстрированы на примере трех классических течений: течение Хоуарта, семейство течений Тани, семейство течений Гёртлера. Все данные течения описывают различные варианты задания внешних и внутренних потоков в присутствии двумерных ограничивающих поверхностей. Для каждого из рассматриваемых течений получены определяющие системы из трех дифференциальных уравнений с соответствующими начальными условиями. Решение полученных систем уравнений позволяет определить параметры $\mu(x)$ и $\gamma(x)$, а также коэффициент b(x). Расчеты проведены для определения точки отрыва ПС x_s , которая соответствует нулевому значению параметра $\mu(x_s) = 0$, что отвечает сингулярности Гольдштейна.

Для классического течения найдено наилучшее аппроксимационное решение задачи в виде полинома (*p* = 4)

$$\tilde{u} = 1 - (1 + (4 - \mu)\zeta + b\zeta^2)(1 - \zeta)^4.$$

Для данного представления профиля скорости получено точное решение в отношении положения точки отрыва, которая совпала с известным точным значением: $x_s = x_s^* = 0.120$.

Установлено, что в течениях типа Хоуарта–Тани существует приближенная функциональная связь между степенью полинома p, описывающего профиль скорости в ПС, и степенью n, входящей в формулу для внешнего потока (в безразмерной форме) $\overline{U}(x) = 1 - x^n$. Данная зависимость может быть выражена формулой

$$p = 4 + \frac{3}{4} \log_2 n$$
.

Сравнительный анализ решений для течений типа Хоурта–Тани показал, что расчет ламинарного ПС на основе предложенного подхода с установленной зависимостью p = p(n) дает практически точные значения точки отрыва x_s . Из известных приближенных методов наилучшие результаты расчета x_s дает метод Верле при средней относительной ошибке 1.39%. Предложенный нами метод расчета дает практически точные значения точки отрыва. Среднее значение относительной ошибки расчета составляет всего 0.027%. Установлено, что, несмотря на постоянно падающую скорость потока, характерную в течениях Тани и Гёртлера, достаточно важную роль играет знак второй производной от скорости внешнего потока U(x): U''(x) < 0 либо U''(x) > 0. Для всех течений Тани, характеризующихся отрицательной второй производной U''(x) < 0, наилучшие результаты расчета дает полином вида (18) со степенью p > 4 (p = 9/2). Такая же закономерность наблюдается для течений Гёртлера при U''(x) < 0. В то же время для течений Гёртлера, характеризующихся положительным значением второй производной внешнего потока U''(x) > 0, оптимальные аппроксимационные решения достигаются при степени p < 4.

Среди известных приближенных решений для течений Гёртлера наилучшие результаты в определении точки отрыва ламинарного ПС показывает метод Твайтса со средней относительной ошибкой 2.66%. По сравнению со всеми известными приближенными аналитическими методами новый подход, предложенный и описанный в настоящей работе, позволяет получать несравнимо лучший результат в отношении расчета ламинарного ПС с одновременным определением точки отрыва. Для внешнего течения Гёртлера, задаваемого в виде $\overline{U}(x) = \cos(x)$, получено точное решение для точки отрыва ламинарного ПС: $x_s = x_s^* = 0.389$. Для течений Гёртлера вида (28)–(30), для которых характерно U''(x) > 0, очень хорошее аппроксимационное решение достигается при степени p = 7/2. Средняя относительная ошибка расчета точки отрыва x_s составляет всего 0.20%, что более чем на порядок меньше наилучшего из рассмотренных известных приближенных решений (метод Твайтса).

Предложенный метод расчета ламинарного ПС в отрывных течениях, по всей видимости, может быть распространен также и на другие двумерные течения, которые характеризуются плавным изменением скорости потока, огибающего различные двумерные поверхности.

Литература

1. Wendt, J. F. Computational Fluid Dynamics. An Introduction / J. F. Wendt. – Berlin : Springer, 2009.

2. Schlichting, H. Boundary-Layer Theory / H. Schlichting, K. Gersten. – Berlin : Springer-Verlag, 2017.

3. Katz, J. Low speed aerodynamic / J. Katz. – New York : Cambridge Univer. Press, 2001.

4. White, F. M. Viscous Fluid Flow / F. M. White. - New York : McGraw-Hill, 2006.

5. Кот, В. А. Метод Кармана–Польгаузена: критический анализ и новые решения для пограничного слоя на плоской пластине / В. А. Кот // ИФЖ. – 2022. – Т. 95, № 4. – С. 1081–1105.

6. Кот, В. А. Полиномиальная аппроксимация ламинарного пограничного слоя на плоской пластине на основе интеграла момента Кармана / В. А. Кот // ИФЖ. – 2023. – Т. 96, № 2. – С. 436–464.

7. Кот, В. А. Новые аспекты в теории ламинарного пограничного слоя / В. А. Кот // Материалы XVI Минского междунар. форума по тепломассообмену. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. – С. 140–145. Дата доступа: 30.12.2021 г. URL: https://www.itmo.by/conferences/abstracts/mif-16/mif16.pdf.

8. Hartree, D. R. A Solution of the Laminar Boundary-Layer Equation for Retarded Flow / D. R. Hartree // British Aeronautical Research Council, 1939. – R&M 2426.

9. Howart, L. On the solution of the laminar boundary layer equations / L. Howart // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 1938. – Vol. 164. – P. 547–579.

10. Goldstein, S. On laminar boundary layer flow near a position of separation / S. Goldstein // J. Mech. And Appl. Math. -1947. - Vol. 1. - P. 43–69.

11. Stewartson, K. Is the singularity at separation removable? / K. Stewartson // J. Fluid Mech. – 1970. – Vol. 44. – P. 347.

12. Wehrle, V. A. Determination of the separation point in laminar boundary-layer flows / V. A. Wehrle // AIAA J. – 1986. – Vol. 24. – P. 1636–1641.

13. Dumitrescu, H. Computation of separating laminar boundary-layer flows / H. Dumitrescu, V. Cardo, N. Alexandrescu // Proceedings of the Romainan Academy. – 2003. – Ser. A. Vol. 3. – P. 1–27.

14. Bayeux, C. Theory and validation of a 2D finite-volume integral boundary layer method for icing applications / C. Bayeux, E. Radenac, P. Villedieu // AIAA J. – 2019. – Vol. 57. – P. 1–50.

15. Sunmonu, A. Development and separation of forced convective flow / A. Sunmonu // Nonlinear Analysis and Differential Equations. – 2016. – Vol. 4. – P. 751–778.

16. Akinrelere, E. A. Forced convection near laminar separation / E. A. Akinrelere // Aeronautical Quarterly. – 1981. – Vol. 32. – P. 212–227.

17. Tai, T. C. An integral prediction method for three-dimensional flow separation / T. C. Tai // 22nd AIAA Aerospace Sciences Meeting. – 1984. – AIAA 84–0014.

18. Tani, I. On the solution of the laminar boundary layer equations / I. Tani // J. of the Physical Society of Japan. – 1949. – Vol. 4. – P. 149–154.

19. Gortler, H. Further development of a boundary-layer profile for a given pressure distribution / H. Gortler // Z.A.M.M. – 1941. – Vol. 19. – P. 129–140.

20. Bayeux, C. Méthode intégrale pour la couche limite tridimensionnelle / C. Bayeux. – Ph. D. thesis. – Université de Toulouse, 2017.

21. Drela, M. Two-dimensional transonic aerodynamic design and analysis using the Euler equations / M. Drela. – Ph.D. thesis. – Massachusetts Institute of Technology, 1985.

22. Drela, M. Two-dimensional transonic aerodynamics design method / M. Drela, M. B. Giles // American Institute of Aeronautics and Astronautics J. – 1987. – Vol. 25. – P. 1199–1206.

23. Thwaites, B. Approximate calculation of the laminar boundary layer / B. Thwaites // Aero. Quarterly. – 1949. – Vol. 1, No. 3. – P. 245–280.

В. А. Кот

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ЛАМИНАРНОГОПОГРАНИЧНОГОСЛОЯ: ОТРЫВНОЕ ТЕЧЕНИЕ КЁРЛА, ОБТЕКАНИЕ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА И СФЕРЫ ПОТОКОМ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Введение. Настоящая работа продолжает решение поднятой в [1] проблемы получения на основе интегральных методов высокоточных аналитических решений для ламинарного пограничного слоя(ПС), формирующегося в двумерных отрывных течениях с заданным внешним потоком со скоростью U(x). Интегральные методы для расчета двумерных течений имеют существенные отличия от других известных методов. Основная их идея заключается в интегрировании основных уравнений в приближении пограничного слоя (ПС) в пределах всего ПС. Разными авторами были предложены разные характерные подходы и алгоритмы применения интегрального метода расчета. Некоторые их них принадлежат К. Польгаузену [2], Х. Шлихтингу [3–5], Н. Кёрлу [6–8], Б. Твейтсу [9, 10], И. Тани [11], М. Хэду [12], М. Саттону [13], К. Вигхардту [14], М. Мацусите [15] и многим их последователям.

Наше внимание в основном будет сосредоточено на приближенном расчете ПС при обтекании внешним потоком тел с центральной симметрией, а именно кругового цилиндра и сферы. Круговые цилиндры и сфера, как простейшие тела с аналитическими контурами, активно исследуются (экспериментально и теоретически) с целью выявления структуры полей течений и особенностей теплообмена, влияния на них определяющих параметров, исследования закономерностей формирования отрывных течений. Обратим внимание, что из-за «многопараметричности» такого рода задач необходимо обладать достаточно обширным расчетным материалом. Поэтому возникает вопрос об адекватности численного моделирования, ответ на который может дать лишь сопоставление результатов численного и экспериментального исследований. В связи с этим построение простых аналитических моделей, основанных на приближении ПС и дающих адекватные решения для ПС и точки его отрыва, продолжает оставаться важной и актуальной задачей.

Целью настоящей работы является исследование возможности применения комбинированного интегрального метода в построении высокоточных аналитических решений, описывающих ламинарный ПС при отрывном обтекании кругового цилиндра и сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости. Вначале рассмотрим известную «классическую» тестовую задачу, ранее рассмотренную Н. Кёрлом, задав внешнюю скорость потенциального течения, близкую к обтеканию цилиндра, расположенного симметрично внутри плоского канала [6– 8]. Это нам позволит более обоснованно подойти к непосредственному рассмотрению основных наших «объектов исследования» – к обтеканию кругового цилиндра и сферы.

1. Круговой цилиндр и сфера в потоке несжимаемой жидкости: краткий обзор.

<u>Обтекание цилиндра</u>. При поперечном обтекании кругового цилиндра потоком несжимаемой жидкости определяющим параметром подобия является число Рейнольдса [5, 16–20]. При Re <10 реализуется безотрывная схема обтекания кругового цилиндра: линии тока огибают всю поверхность цилиндра вплоть до его задней точки. Здесь и далее число Рейнольдса определяется по диаметру цилиндра. При 10 < Re < 60 все более заметную роль начинают играть инерционные силы. В результате ламинарный ПС отрывается от поверхности, вследствие чего за цилиндром образуются два стационарных симметричных вихря, а в ближнем следе наблюдается классическая схема течения с замкнутой областью стационарного отрывного течения (рис. 1, a).

При обтекании ряда тел потоком несжимаемой жидкости для длины отрывной зоны l = l(Re) справедливы следующие зависимости [20]:



Рис. 1. Схемы классического отрывного обтекания кругового цилиндра (10 < Re < 60) (*a*) и обтекания кругового цилиндра с образованием вихревой цепочки Кармана (60 < Re < 5000) (*b*) [20]

ламинарное отрывное течение:	$l/D \sim \operatorname{Re} + O(\operatorname{Re}^{-1}),$	
переходное течение:	$l/D \sim \operatorname{Re}^{-1} + O(\operatorname{Re}^{-3}),$	(1)
турбулентное течение:	$l/D \sim \text{const.}$	

Здесь D – характерный линейный размер тела (для кругового цилиндра – диаметр). Указанные закономерности были установлены в работе[21] и далее они нашли свое подтверждение при обработке расчетных и экспериментальных данных для случаев обтекания тел разной формы (обратная ступенька, круговой цилиндр, сфера и др.). Для кругового цилиндра при Re \leq 100 была получена корреляционная формула

$$L/D = 0.5 + 0.1339 (\text{Re} - 10),$$
 (2)

где L – длина, отсчитываемая от центра цилиндра. Решение стационарной задачи обтекания кругового цилиндра потоком несжимаемой жидкости при асимптотических внешних граничных условиях [22] исследовано авторами работы [23] вплоть до Re = 600. Было показано, что корреляционная формула (2) выполняется также и для очень больших чисел Рейнольдса при условии сохранения ламинарного режима течения [24].

С увеличением числа Рейнольдса отмечается плавное уменьшение аэродинамического сопротивления при одновременном увеличении относительной доли сопротивления давления. В дальнем следе появляется неустойчивость течения. При 60 < Re < 5000 течение в ближнем следе нестационарное: на поверхности цилиндра происходит периодический срыв вихрей с формированием в ближнем следе так называемой вихревой цепочки Кармана (рис. 1, δ) [20]. В диапазоне $10^5 < \text{Re} < 7 \cdot 10^5$ с ростом Reдо критического значения происходит турбулизация течения в ближнем следе[20] с последующим резким уменьшением коэффициента аэродинамического сопротивления. При $\text{Re} > 7 \cdot 10^5$ по мере увеличения числа Рейнольдса коэффициент аэродинамического сопротивления возрастает.

Имеются многочисленные данные по динамике точки отрыва пограничного слоя при поперечном обтекании цилиндра [25, 26]. В случае докритических чисел Рейнольдса (Re < $2 \cdot 10^5$) отрыв ПС происходит при угле $\phi_s \approx 80^\circ$ [26]. Результаты исследований, полученные для различных потоков воды и воздуха в условиях критических чисел Рейнольдса Re_{cr} = $(2-3) \cdot 10^5$, указывают на резкое смещение точки отрыва до $\phi_s \approx 140^\circ$ [26].

<u>Обтекание сферы</u>. Обтекание сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости являлось предметом множества исследований. Проведенные исследования показали, что при переходе от ламинарного безотрывного течения при малых числах Рейнольдса к турбулентному режиму при больших значениях Re след за сферой претерпевает ряд переходов от одного четко выраженного устойчивого режима к другому.

Остановимся на некоторых основных режимах обтекания потоком сферы [27]. При числе Рейнольдса 0 < Re < 24 имеет место безотрывное ламинарное течение с гладкими не-

замкнутыми линиями тока, при этом течение за сферой идентично течению перед сферой (так называемое ползучее течение) [24]. Авторы работы [29] численно исследовали обтекание сферы в диапазоне 24 < Re < 1000. Было установлено, что течение является стационарным осесимметричным в диапазоне Re < 212, а отрыв потока начинается при Re = 24. При числах Рейнольдса Re > 24 течение отрывается от сферы вблизи задней точки и формирует за сферой замкнутый рециркуляционный след в форме осесимметричного вихревого кольца. В диапазоне 20 < Re < 212 наблюдается стационарное осесимметричное течение. След состоит из двух присоединенных к сфере вытянутых осесимметричных вихревых колец (рис. 2).



Рис. 2. Вид линий тока при обтекании сферы: a - Re = 50, $\delta - \text{Re} = 200$ [27]

При переходе через точку регулярной бифуркации при Re ≈ 212 течение остается стационарным, однако нарушается его симметричность. Такое течение обладает симметрией относительно некоторой плоскости, проходящей через центр сферы и расположенной вдоль по потоку [30]. Следующая точка перехода (Re ≈ 275) является точкой бифуркации Хопфа. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса (Re > 275) течение переходит из стационарного режима в периодический с регулярным сбросом вихревых петель [30–33]. При еще большем росте числа Рейнольдса след за сферой теряет симметрию относительно плоскости. Положение точек, в которых происходит образование вихрей, начинает изменяться иррегулярным образом.

Переход в следующий режим течения происходит вблизи Re = 800. При числах Рейнольдса выше этого значения в следе доминируют два основных вида неустойчивости. Вопервых, это все тот же сброс вихрей, который представляет крупномасштабную неустойчивость в следе. Во-вторых, в оторвавшемся ламинарном сдвиговом слое начинают формироваться мелкомасштабные вихри, что является проявлением неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, которая дает высокочастотный вклад в спектр [34–36]. Авторы работы [34] экспериментально исследовали обтекание сферы в диапазоне 300 < Re < $4 \cdot 10^4$ и пришли к выводу, что при Re > 800 появляется высокочастотная мода, которая существует одновременно с низкочастотной модой, связанной со сбросом вихрей, причем вплоть до Re = $1.5 \cdot 10^4$. В данном диапазоне чисел Рейнольдса пульсации наблюдаются на вихревой поверхности, оторвавшейся от поверхности сферы. Широко известна работа [37], в которой представлены результаты визуализации обтекания сферы в диапазоне чисел Рейнольдса 10^4 < Re < 10^6 на основе применения различных методов визуализации течения в пристеночной области. В частности, было установлено, что для чисел Рейнольдса в диапазоне 10^4 < Re < $3.8 \cdot 10^5$ в следе наблюдается волновое возмущение типа бегущей волны.

Наиболее известной особенностью обтекания сферы при больших числах Рейнольдса является резкое падение сопротивления при переходе через критическое значение числа Рейнольдса $\text{Re}_{cr} = 3.7 \cdot 10^5$ (так называемый парадокс Эйфеля). В докритическом режиме имеет место отрыв ламинарного ПС, в закритическом режиме – отрыв турбулентного ПС, что приводит к резкому увеличению угла отрыва и, следовательно, сужению области следа.

В докритическом режиме угол отрыва, приводимый разными авторами [27], находится в диапазоне $81^{\circ}-88^{\circ}$. В закритическом режиме средний угол отрыва составляет $114^{\circ}-121^{\circ}$.

3. Распределение скорости потока на внешней границе ПС. При использовании интегральных (и некоторых других) методов расчета ламинарного ПС в отрывных течениях, как правило, задается закон изменения вдоль продольной координаты скорости потока на внешней границе ПС в виде некоторой зависимости U(x). Далее мы вначале кратко остановимся на конкретных зависимостях U(x), используемых при описании течений Кёрла, а затем перейдем к рассмотрению функций U(x), которые примерно соответствуют случаю поперечного обтекания кругового цилиндра и обтекания сферы. Нами рассматривается исключительно докритический режим обтекания (Re < Re_{ст}).

Течение Кёрла. Для течения Кёрла мы располагаем зависимостями [6-8, 38, 39]

$$\bar{U} = \frac{U}{U_0} = \frac{X}{L} - \left(\frac{X}{L}\right)^3 + \alpha \left(\frac{X}{L}\right)^5 = x - x^3 + \alpha x^5, \quad \alpha = \begin{cases} 0, \\ 0.07885, \\ -1.12156, \end{cases}$$
(3)

где L – характерная длина, X – продольная координата, x – относительная продольная координата. Далее будем рассматривать лишь вариант с $\alpha = 0$, который исследовался многими авторами, что позволяет принимать полученные ими данные в виде «справочного материала». Итак, при $\alpha = 0$ вместо (3) имеем

$$\overline{U}(x) = x - x^3. \tag{4}$$

Данное течение мы в дальнейшем и рассмотрим. Точное значение точки отрыва ламинарного ПС в данном течении известно [27]: $x_s^* = 0.655$.

Характерным признаком отрыва ПС является равенство нулю поперечного градиента скорости на стенке в точке, расположенной ниже по течению за минимумом давления. Отталкиваясь от работы Д. Хартри [40], подтверждающей наличие сингулярности в точке отрыва, С. Гольдштейн [41] аналитически исследовал ее природу. Им была разработана формальная асимптотическая модель течений для области, непосредственно примыкающей к точке отрыва, и сделан вывод о том, что касательное напряжение на стенке τ_w стремится в данной точке к нулю, что можно записать как

$$\tau_{w} = 0 \quad \rightarrow \quad v \frac{\partial u(y, x)}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \qquad (5)$$

где *у* и *х* – поперечная и продольная координаты соответственно, v – коэффициент динамической вязкости.

<u>Поперечное обтекание кругового цилиндра</u>. Прежде всего запишем для потенциального течения Террилла формулу [38, 42]

$$U(x) = 2\sin\left(\frac{X}{R}\right) = 2\sin x \quad \rightarrow \quad \varphi_s = \frac{180^\circ}{\pi} x_s. \tag{6}$$

Известна точка отрыва $x_s^* = 1.823$ с центральным углом отрыва $\varphi_s \approx 104.45^{\circ}$ [5, 27]. Обратим внимание, что данное течение является полностью идеализированным.

В реальности течение не является потенциальным ввиду завихренности, которая вносится в поток в отрывной области ПС и за ее пределами. К. Хименц [38, 43] экспериментально установил, что скользящее течение вокруг кругового цилиндра при числе Рейнольдса Re = 9500 достаточно хорошо описывается нечетным полиномом вида

$$\overline{U}(x) = 1.814 \frac{X}{R} - 0.271 \left(\frac{X}{R}\right)^3 - 0.0471 \left(\frac{X}{R}\right)^5 = 1.814 x - 0.271 x^3 - 0.0471 x^5$$
(7)

с экспериментально измеренным центральным углом отрыва $\phi_s^* = 80.5^\circ$. Графики течений (4), (6) и (7) представлены на рис. 3, *а*.



Рис. 3. Скорости потока в течении Кёрла и при обтекании цилиндра (а); обтекание сферы (б)

Примерно подобное течение, представленное в [26] и имеющее вид

$$\overline{U}(x) = \frac{U(x)}{U_0} = 3.6314 \frac{x}{D} - 2.1709 \left(\frac{x}{D}\right)^3 - 1.5144 \left(\frac{x}{D}\right)^5 \quad (D = 2R),$$
(8)

было получено Э. Эккертом и описано в работе [44]. Авторы [45] в своих исследованиях опирались на несколько измененную формулу Хименца [46]

$$\overline{U}(x) = 3.67 \frac{x}{D} - 2.19 \left(\frac{x}{D}\right)^3 - 1.53 \left(\frac{x}{D}\right)^5 = 3.67 x - 2.19 x^3 - 1.53 x^5.$$
(9)

Обратимся к еще одному подобному течению. При обтекании цилиндра водой $(v = 0.01 \text{ cm}^2/\text{c})$ со скоростью $U_0 = 19.2 \text{ cm}/\text{c}$ ($\text{Re} = U_0 2R/v = 18720$) и L = 1 cm X. Гёртлером рассчитан скользящий поток с углом отрыва $\varphi_s = 360^\circ / (9.75 \pi) x_s$ [47]:

$$\overline{U}(x) = \frac{X}{L} - 0.006289 \left(\frac{X}{L}\right)^3 - 0.00004615 \left(\frac{X}{L}\right)^5 = x - 0.006289 x^3 - 0.00004615 x^5.$$
(10)

Обтекание сферы. Для потенциального течения имеем зависимость [5, 38]

$$\overline{U}(x) = \frac{3}{2}U_0 \sin \varphi = \frac{3}{2}U_0 \sin \left(\frac{x^*}{R}\right) = \frac{3}{2}U_0 \sin x, \qquad (11)$$

которая подобна зависимости (6), но имеет иной сомножитель. Однако наиболее реальным является скользящий поток, учитывающий влияние пограничного слоя и завихренности (особенно в послеотрывной области). Для данного случая измеренное Фагом течение при Re ≈ 2.10⁵ описывается полиномом [38]

$$\overline{U}(x) = \frac{3}{2} \frac{x^*}{R} - 0.4371 \left(\frac{x^*}{R}\right)^3 + 0.1481 \left(\frac{x^*}{R}\right)^5 - 0.0423 \left(\frac{x^*}{R}\right)^7 =$$

$$= \frac{3}{2} x - 0.4371 x^3 + 0.1481 x^5 - 0.0423 x^7 \quad (0 \le x \le 1.48).$$
(12)

На рис. 3, б приведены графики функций $\overline{U}(x)$ для течений (11) и (12).

4. Схема получения полиномиальных решений для ламинарного ПС. Уравнения Прандтля для двумерного течения в приближении ПС имеют вид [5, 38]

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + U \frac{dU}{dx}$$
(13)

с граничными условиями

$$u(0, x) = 0,$$
 $v(0, x) = 0,$ $u(\infty, x) = U(x).$ (14)

Для ПС толщиной $\delta = \delta(x)$ запишем граничные условия:

$$u(0,x) = 0, \qquad u(\delta,x) = U(x),$$
 (15)

$$\frac{\partial u(\delta, x)}{\partial y} = \frac{\partial^2 u(\delta, x)}{\partial y^2} = \frac{\partial^3 u(\delta, x)}{\partial y^3} = \dots = 0.$$
 (16)

Проинтегрировав уравнения (13) по области $y = [0, \delta]$ с весом u^m (m = 0, 1), получим интегральные соотношения [48]

$$\frac{2}{U^2} \left(\frac{\mathrm{d}(U^2 \delta^*)}{\mathrm{d}x} + U \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x} \delta_1 \right) = \frac{\omega}{\rho U/2},\tag{17}$$

$$\frac{1}{U^3}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}(U^3\delta_2) = \frac{2}{\rho U}\delta_1^k,\tag{18}$$

где

$$\delta^{*} = \int_{0}^{1} (1 - \tilde{u}) d\zeta, \quad \delta_{1} = \int_{0}^{1} (1 - \tilde{u}) \tilde{u} d\zeta, \quad \delta_{2} = \int_{0}^{1} \tilde{u} (1 - \tilde{u}^{2}) d\zeta, \quad \delta_{1}^{k} = \int_{0}^{1} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \zeta} \right)^{2} d\zeta,$$

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0}, \qquad \tilde{u} = \frac{u}{U}, \qquad \zeta = \frac{y}{\delta}.$$
(19)

Введя безразмерные параметры

$$\gamma = \gamma(x) = \frac{\delta^2}{\nu} U, \qquad \mu = \mu(x) = \frac{U_0}{U} \delta \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}\Big|_{y=0},$$
(20)

вместо (17), (18) получим определяющие интегральные соотношения

$$2\mu = \left(2\delta^* + 3\delta_1\right)\gamma \frac{U'}{U} + \delta_1\gamma' + 2\gamma\delta_1', \qquad (21)$$

$$4\delta_1^k = 2\gamma \delta_2' + \delta_2 \left(\gamma' + 5\gamma \frac{U'}{U}\right).$$
(22)

Искомый профиль скорости в ПС опишем полиномом

$$\tilde{u} = 1 - (1 + a\zeta)(1 - \zeta)^{p},$$
 (23)

который автоматически удовлетворяет граничным условиям

$$\tilde{u}(0) = 0, \qquad \tilde{u}(1) = 1, \qquad \frac{\partial \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta} = \frac{\partial^2 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^2} = \frac{\partial^3 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^3} = \dots = \frac{\partial^{p-1} \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^{p-1}} = 0.$$
(24)

Для параметра $\mu(x)$ вместо (20) запишем

$$\mu(x) = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \zeta}\Big|_{y=0}.$$
(25)

Тогда, с учетом (25), из (23) получаем

$$\tilde{u} = 1 - [1 + (p - \mu)\zeta](1 - \zeta)^{p}.$$
(26)

Без учета степени *p* полином (26) содержит два зависящих от *x* параметра: $\mu = \mu(x)$ и $\gamma = \gamma(x)$. Для их определения будем применять интегральные соотношения (21) и (22), которые сводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка. Их решение возможно численным методом (например, в среде Mathematica) при заданных начальных условиях $\mu(0)$ и $\gamma(0)$. Начальное условие $\gamma(0) = 0$ вытекает из (20) автоматически. Подстановка в (21) и (22) полинома (26) дает дифференциальные уравнения

$$2(2+3p+p^{2})(3+8p+4p^{2})\frac{\mu}{\gamma'} = 3p(1+p)^{2} + 3(1+p)\mu - (2+p)\mu^{2} + \left[2(3(1+p)-2(2+p)\mu)\mu' + (12+53p+66p^{2}+25p^{3}+(3-7p-8p^{2})\mu - 3(2+p)\mu^{2})\frac{U'}{U}\right]\frac{\gamma}{\gamma'},$$

$$4\frac{p(1+p)^{2} - (1+p)\mu + p\mu^{2}}{4p^{2} - 1} + \left[\frac{-24+36\mu^{2}+p^{4}(-131+66\mu) + p^{3}(-410+254\mu+24\mu^{2}) + (2p(-95+52\mu+57\mu^{2}) + p^{2}(-445+296\mu+96\mu^{2}))}{48+452p+1708p^{2}+3367p^{3}+3752p^{4}+2373p^{5}+792p^{6}+108p^{7}}\right]$$

$$\left[\frac{-2(p-\mu)}{2+p} - \frac{3(p-\mu)^{2}}{3+2p} - \frac{(p-\mu)^{3}}{4+3p} - \frac{3(1+p-\mu)^{2}}{1+2p}}{1+2p}\right] (\gamma'+5\gamma\frac{U'}{U}).$$

$$\left[-\frac{3(p-\mu)(1+p-\mu)^{2}}{2+3p} + \frac{(1+p-\mu)^{3}}{1+3p} + \frac{(1+p-\mu)^{2}(2+p-\mu)}{1+p}\right] (\gamma'+5\gamma\frac{U'}{U}).$$

Отметим, что можно ожидать наиболее точных аппроксимационных решений лишь при относительно больших значениях степени p полинома (26), что равнозначно введению дополнительных ограничений на внешнюю сторону ПС согласно (24). Такое наше предположение вытекает из результатов работы [49].

5. Течение Кёрла. Зададим степень p = 9, которой соответствуют граничные условия

$$\frac{\partial \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta} = \frac{\partial^2 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^2} = \dots = \frac{\partial^7 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^7} = \frac{\partial^8 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^8}.$$
(29)

Из (26) следует профиль скорости

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + (9 - \mu)\zeta\right](1 - \zeta)^9.$$
(30)

Из (27), (28) получаем систему из двух дифференциальных уравнений:

$$2\mu = \frac{\gamma}{14\,630} \left(8\,020 - 236\mu - 11\mu^2\right) \frac{U'}{U} + \left(2\,700 + 30\mu - 11\mu^2\right) \frac{\gamma'}{43\,890} + 2\left(\frac{1}{1\,463} - \frac{\mu}{1\,995}\right) \gamma \mu', \quad (31)$$
$$\frac{4}{323} \left(900 - 10\mu + 9\mu^2\right) - \left(28\,480 - 15\,312\mu - 627\mu^2\right) \frac{\gamma \mu'}{13\,152\,370} = \\= \left(\frac{640\,800}{1315\,237} + \frac{7\,120\mu}{1315\,237} - \frac{6\mu^2}{4\,123} - \frac{\mu^3}{25\,172}\right) \gamma \frac{U'}{U} + \\+ \left(\frac{128\,160}{1315\,237} + \frac{1\,424\,\mu}{1315\,237} - \frac{6\mu^2}{20\,615} - \frac{\mu^3}{125\,860}\right) \gamma'. \quad (32)$$

Из (31) и (32) найдем начальные условия. При $x \to 0$ ($\gamma(0) = 0$) для $\gamma(x)U'(x)/U(x)$ появляется неопределенность 0/0. Применяя правило Лопиталя, получаем уравнения

$$2\mu(0) = \left(\frac{892}{1463} - \frac{113\mu(0)}{7315} - \frac{2\mu(0)^2}{1995}\right)\gamma'(0), \qquad (33)$$

$$\frac{4}{323} \left(900 - 10\mu(0) + 9\mu(0)^2\right) = \left(\frac{768\,960}{1\,315\,237} + \frac{8\,544\,\mu(0)}{1\,315\,237} - \frac{36\,\mu(0)^2}{20\,615} - \frac{3\,\mu(0)^3}{62\,930}\right) \gamma'(0) \,. \tag{34}$$

Исключив $\gamma'(0)$, приходим к алгебраическому уравнению

$$104 \,445 \,\mu(0)^4 - 291 \,228 \,600 \,\mu(0)^2 - 12 \,075 \,716 \,\mu(0)^3 + + 9 \,029 \,506 \,800 \,\mu(0) - 43 \,303 \,032 \,000 = 0,$$
(35)

имеющему корни $\mu_1(0) = -36.1893$, $\mu_2(0) = 6.51191$, $\mu_3(0) = 13.3318$, $\mu_4(0) = 131.964$. Из физических соображений выбираем $\mu(0) = 6.51191$ – наименьший из них.

Численно решая систему уравнений (31), (32) при $\overline{U}(x) = x(1-x^2)$, находим параметры $\mu(x)$ и $\gamma(x)$. График для $\mu(x)/\mu(0)$ представлен на рис. 4, *a*. По сравнению с точным значением $x_s^* = 0.655$ [38] вычисленная точка отрыва $x_s = 0.6557$ определена с ошибкой всего 0.10%. Графики для профиля скорости $\tilde{u}(\eta)$, согласно (30), представлены на рис. 4, *б*.



Рис. 4. Графики изменения отношения $\mu(x)/\mu(0)$ (*a*) и профили скорости $\tilde{u}(\eta)(\delta)$

6. Обтекание цилиндра. Найдем решения для ПС в течениях (6)-(12).

<u>Течение Террилла</u>. В данном случае речь идет о течении (6). Разложим функцию sin (x) в ряд Тейлора, сохранив два члена: sin $x = x - x^3 / 6 + O(x)^5$. Заметим, что данное разложение близко по форме течению Кёрла в виде $\overline{U}(x) = x - x^3$. Поэтому для описания профиля скорости мы будем применять полином (30), который использовался в течении Кёрла. В итоге мы имеем ту же систему дифференциальных уравнений (31), (32), однако в качестве скорости внешнего потока используется функция $\overline{U}(x) = 2U_0 \sin(x)$. Начальные условия применяем аналогичные, как и в течении Кёрла: $\gamma(0) = 0$, $\mu(0) = 6.51191$. Численное решение получающейся системы из двух дифференциальных уравнений дает нам искомые параметры $\mu(x)$ и $\gamma(x)$. График для параметра $\mu(x)$ представлен на рис. 5, *a*. Для точки отрыва ПС получаем значение $x_s = 1.823$ с центральным углом $\varphi_s = 104.5^\circ$. Данный результат полностью совпадает с известными точными значениями $x_s^* = 1.823$ и $\varphi_s^* = 104.5^\circ$ [38]. Графики для профиля скорости $\tilde{u}(\zeta)$, согласно (30), приведены на рис. 5, *б*.



Рис. 5. Графики изменение параметра $\mu(x)$ (*a*) и профили скорости $\tilde{u}(\zeta)$ (*б*)

<u>Течение Хименца</u>. Обратим внимание, что по сравнению с течением вида (6) изменение скорости потока U(x) согласно формуле (7) является более выраженным, т. е. с более «ранним» и последующим более крутым падением скорости. Учитывая эту особенность, представляется целесообразным несколько нивелировать влияние фактора выбора степени *p* в полиноме (26). Частично это возможно при больших *p* вследствие асимптотики

$$(1-\zeta)^n \longrightarrow \exp(-n\zeta), \quad 0 < \zeta < 1.$$
 (36)

Зададим p = 20 с полиномом

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + (20 - \mu)\zeta\right](1 - \zeta)^{20}.$$
(37)

Тогда для внешней стороны ПС запишем граничные условия

$$\frac{\partial \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta} = \frac{\partial^2 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^2} = \frac{\partial^3 \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^3} = \dots = \frac{\partial^{18} \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^{18}} = \frac{\partial^{19} \tilde{u}(1,x)}{\partial \zeta^{19}}.$$
(38)

Подстановка (37) в соотношения (19) дает интегральные характеристики

$$\delta^* = \frac{1}{11} - \frac{\mu}{462},\tag{39}$$

$$\delta_1 = \frac{630}{19393} + \frac{3\mu}{38786} - \frac{\mu^2}{37023},\tag{40}$$

$$\delta_2 = \frac{1907955}{36672163} + \frac{18171\mu}{146688652} - \frac{1165\mu^2}{36134448} - \frac{\mu^3}{2541504},\tag{41}$$

$$\delta_1^k = \frac{2940}{533} - \frac{7\mu}{533} + \frac{20\mu^2}{1599} \,. \tag{42}$$

Для определения параметров $\mu(x)$ и $\gamma(x)$ имеем систему дифференциальных уравнений (21), (22), которая при p = 20 преобразуется следующим образом:

$$1629\ 012\ \mu = \left(26460 + 63\mu - 22\mu^{2}\right)\gamma' + \left[2(63 - 44\mu)\mu' + \left(227472 - 3337\mu - 66\mu^{2}\right)\frac{U'}{U}\right]\gamma, \quad (43)$$

$$\frac{4}{1599}\left(8\ 820 - 21\mu + 20\mu^{2}\right) + \left(\frac{36\mu^{2} + 160\ 000\ (66\mu - 131) + 8\ 000\ (+254\mu + 24\mu^{2} - 410) + (44)\right)}{440\ (-95 + 52\mu + 57\mu^{2}\) + 400\ (-445 + 296\mu + 96\mu^{2}\) - 24}\right] = (44)$$

$$= \left[\frac{1}{61}\left(21 - \mu\right)^{3} + \frac{1}{21}\left(21 - \mu\right)^{2}\left(22 - \mu\right) + \frac{1}{11}\left(-20 + \mu\right) - \frac{3}{43}\left(20 - \mu\right)^{2} - \frac{1}{64}\left(20 - \mu\right)^{3} - \frac{3}{41}\left(21 - \mu\right)^{2} - \frac{3}{62}\left(20 - \mu\right)\left(21 - \mu\right)^{2}\right]\right]\left(\gamma' + 5\gamma\frac{U'}{U}\right).$$

При $x \to 0$ из (43) и (44), действуя аналогичным образом, приходим к уравнению

$$13\,472\,899\,\mu(0)^4 - 3\,772\,221\,236\,\mu(0)^3 - 235\,224\,239\,376\,\mu(0)^2 + +14\,370\,976\,678\,464\,\mu(0) - 135\,527\,530\,682\,880 = 0$$
(45)

с наименьшим положительным корнем $\mu(0) = 12.4537$.

Численно решая систему уравнений (43), (44) при $\overline{U}(x) = 1.814x - 0.271x^3 - 0.0471x^5$ с начальным условием $\mu(0) = 6.51191$ ($\gamma(0) = 0$), находим $\mu(x)$ и $\gamma(x)$, что позволяет нам найти, согласно формулам $\overline{\mu} = \mu / \sqrt{\gamma} \overline{U}(x)^{3/2}$ и $\tilde{\delta} = \sqrt{\gamma}$, зависимости для безразмерного напряжения трения $\tilde{\mu}(x)$ и безразмерной толщины пограничного слоя $\tilde{\delta} = \sqrt{\gamma}$ (рис. 6). Для точки отрыва ПС имеем $x_s = 1.3913$ с углом $\varphi_s = 79.72^\circ \approx 80^\circ$. Полученное значение φ_s очень близко к известному «точному» значению $\varphi_s^* \approx 80^\circ$ [26].

Профили скорости в ПС для безразмерной координаты η приведены на рис. 7, *a*, а для меньшего диапазона изменения параметра η они представлены на рис. 7, *б*. Аналогичные кривые для безразмерной координаты (y/L) приведены на рис. 8. Из рис. 7, *б* и 8, *б* видно, что отрыв ПС наблюдается при $\varphi_s \approx 80^\circ$, о чем свидетельствует резкое изменение кривизны профиля скорости.



Рис. 6. Графики для $\tilde{\mu}(x)$ (*a*) и $\delta(x)$ (*б*)



Рис. 7. Графики для профиля скорости $\overline{u}(\eta)$: $\eta = [0, 40](a), \eta = [0, 10](\delta)$



Рис. 8. Графики для профиля скорости $\overline{u}(y/L)$: y/L = [0,15] (*a*), y/L = [0,5] (*б*)

<u>Течение Гёртлера</u>. Численно решив систему уравнений (43), (44) для скорости $\overline{U}(x) = x - 0.006289 x^3 - 0.00004615 x^5$ при прежних начальных условиях, находим $\mu(x)$ и $\gamma(x)$. Графики для безразмерного напряжения трения $\overline{\mu} = \mu / \sqrt{\gamma} \overline{U}(x)^{3/2}$ и безразмерной толщины пограничного слоя $\tilde{\delta} = \sqrt{\gamma}$ представлены на рис. 9. Для точки отрыва ПС находим $x_s = 6.778$ при угле $\varphi_s \approx 79.67^\circ$. Измеренная точка отрыва ПС равна $x_s = 6.77$ при угле $\varphi_s = 79.57^\circ$ [50]. Наш расчет практически совпал с известным «точным» значением φ_s .



Рис. 9. Изменение параметра $\tilde{\mu}(x)$ (*a*) и толщины пограничного слоя (*б*)

Проследим за изменением интегральных характеристик ПС и градиента скорости $(\partial u / \partial y)_{v=0}$. Основываясь на (19) и формулах для $\mu(x)$ и $\gamma(x)$ в виде (20), имеем

$$\tilde{\delta}^* = \delta \,\delta^* = \sqrt{\frac{\nu}{U_0}} \,\delta^* \sqrt{\frac{\gamma}{\overline{U}(x)}} \quad \to \quad \overline{\delta}^* = \tilde{\delta}^* \sqrt{\frac{U_0}{\nu}} = \delta^*(\mu) \sqrt{\frac{\gamma(x)}{\overline{U}(x)}} \,, \tag{46}$$

$$\tilde{\delta}_{1} = \delta \delta_{1} = \sqrt{\frac{\nu}{U_{0}}} \delta_{1} \sqrt{\frac{\gamma}{\overline{U}(x)}} \quad \rightarrow \quad \overline{\delta}_{1} = \tilde{\delta}_{1} \sqrt{\frac{U_{0}}{\nu}} = \delta_{1}(\mu) \sqrt{\frac{\gamma(x)}{\overline{U}(x)}}, \tag{47}$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{0} = \mu \frac{U}{\delta} = \mu U_{0} F(x) \sqrt{\frac{U_{0} \overline{U}(x)}{\nu}} \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \rightarrow$$

$$\rightarrow \quad \overline{u} = \frac{u}{U_{0}} \sqrt{\frac{v}{U_{0}}} \rightarrow \quad \overline{\mu} = \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y}\right)_{0} = \frac{\mu(x)}{\sqrt{\gamma(x)}} \overline{U}(x)^{3/2}.$$
(48)

Графики для толщины вытеснения потока $\overline{\delta}^*$, толщины вытеснения импульса $\overline{\delta}_1$ и градиента относительной скорости $\overline{\mu} = (\partial \overline{u} / \partial y)_{\eta=0}$ приведены на рис. 10. Рассчитанные на основе (37) профили скорости представлены на рис. 11.





Рис. 11. Графики для $\tilde{u}(x)$ при обтекании цилиндра (*a*) и сферы (б)

7. Обтекание сферы. Для расчета ламинарного ПС при обтекании сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости будем руководствоваться лишь скользящим течением Фага в виде полиномиальной функции (12). При этом не будем рассматривать потенциальное идеализированное течение (11), поскольку аналогичное течение в виде (6) для цилиндра нами было рассмотрено выше.

Результаты расчета параметров $\mu(x)$ и $\gamma(x)$ на основе решения системы дифференциальных уравнений (43), (44) при описании скользящего потока, описываемого функцией $\overline{U}(x) = 1.5 x - 0.4371 x^3 + 0.1481 x^5 - 0.0423 x^7$, с начальными условиями $\mu(0) = 12.4537$ и $\gamma(0) = 0$ представлены на рис. 12. Параметр $\mu(x)$ принимает нулевое значение при $x_s = 1.416$ ($\varphi_s = 81.1^\circ$). Точно такой же угол отрыва ПС был получен на основе примененного асимптотического метода [51]: $x_s^* = 1.416$ и $\varphi_s^* = 81.1^\circ$.



Для интегральных характеристик δ^* и δ_1 из (19) имеем

$$\delta^* = \frac{1}{11} - \frac{\mu}{462}, \qquad \delta_1 = \frac{630}{19393} + \frac{3\mu}{38786} - \frac{\mu^2}{37023}. \tag{49}$$

Графики для $\overline{\delta}^*(x)$, $\overline{\delta}_1(x)$ и $\overline{\mu} = (\partial \overline{u} / \partial y)_{\eta=0}$, согласно (46)–(48), приведены на рис. 13, *a*. Профили скорости в ПС согласно (37) представлены на рис. 13, *б*.



Заключение. Предложен новый подход для расчета ламинарного ПС при отрывном обтекании кругового цилиндра и сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости в докритических режимах: при $\text{Re} < 2 \cdot 10^5$ для цилиндра и $\text{Re} < 3.7 \cdot 10^5$ для сферы. Для описания профиля относительной скорости в пределах пограничного слоя использован полином вида

$$\tilde{u} = 1 - \left(1 + (p - \mu)\zeta\right) \left(1 - \zeta\right)^p,$$

где p – определяемый показатель степени, $\zeta = y / \delta$, y – координата вдоль нормали к поверхности, δ – толщина пограничного слоя. Введением двух независимых параметров

$$\gamma(x) = \frac{\delta^2}{\nu} U, \qquad \mu(x) = \frac{U_0}{U} \delta \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}\Big|_{y=0}$$

а также классических интегральных характеристик ПС, задача была сведена к системе дифференциальных соотношений (21), (22).

Предварительно рассмотрено течение Кёрла, которое приближенно (качественно) описывает идеализированное потенциальное течение вокруг цилиндрического тела. Установлен наиболее оптимальный профиль скорости в ПС для данного течения (p = 9):

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + \left(9 - \mu\right)\zeta\right] \left(1 - \zeta\right)^9.$$

По сравнению с точным значением точки отрыва $x_s^* = 0.655$ вычисленная нами точка отрыва для данного течения $x_s = 0.6557$ определена с очень малой ошибкой 0.10%. Это позволило применить данный профиль скорости при описании потенциального течения Террилла в виде тригонометрической функции (6). Применение профиля скорости при p = 9 позволило получить точку отрыва $x_s = 1.823$ с центральным углом отрыва $\varphi_s = 104.5^\circ$. Данный результат расчета полностью совпал с точными значениями $x_s^* = 1.823$ и $\varphi_s^* = 104.5^\circ$.

При поперечном обтекании кругового цилиндра и обтекании сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости нами было использовано заведомо большое значение степени p в профиле скорости в ПС. Установлено примерно «оптимальное» значение данной степени: p = 20, что дает полином для профиля относительной скорости в ПС

$$\tilde{u} = 1 - \left[1 + \left(20 - \mu\right)\zeta\right] \left(1 - \zeta\right)^{20}$$

Для классического течения Хименца (7), задающего скорость для скользящего течения на внешней границе ПС, рассчитан угол его отрыва $\varphi_s = 79.72^\circ \approx 80^\circ$, который очень близок к известному приближенному значению $\varphi_s^* \approx 80^\circ$. Для альтернативного течения Гёртлера (10) расчет угла отрыва ПС на основе предложенной схемы дает значение $\varphi_s \approx 79.67^\circ$, что лишь на 0.1° отличает данный расчет от известного значения $\varphi_s^* = 79.57^\circ$.

Расчет ламинарного ПС при обтекании сферы с заданием внешнего скользящего потока в виде нечетного полинома Фага (12) на основе полинома с той же степенью p = 20, что и для кругового цилиндра, дал значения точки отрыва $x_s = 1.416$ и угла отрыва $\varphi_s = 81.1^\circ$, которые полностью совпали с известными, рассчитанными другими авторами на основе асимптотического метода, значениями $x_s^* = 1.416$ и $\varphi_s^* = 81.1^\circ$ соответственно.

Литература

1. Кот, В. А. Приближенный расчет ламинарного пограничного слоя: отрывные течения Хоуарта, Тани, Гёртлера / В. А. Кот // Тепло- и массоперенос – 2022: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. – С. 63–78.

2. Pohlhausen, K. Zur näherungs weisen integration der differential gleichung der laminaren grenzschicht / K. Pohlhausen // J. Appl. Math. Mech. – 1921. – Bd. 1. – S. 252–290.

3. Schlichting, H. Zur berechnung des umschlages laminar-turbulent / H. Schlichting, Z. Ulrich // Jahrbuch d. dt. Luftfahrforscung. -1942. -No. 1. - S. 8-35.

4. Schlichting, H.An approximate method for the calculation of the laminar boundary layer with suction for bodies of arbitrary shape / H. Schlichting // N.A.C.A.T.M. – 1949. – N_{2} 1216.

5. Schlichting, H. Boundary-Layer Theory / H. Schlichting, K. Gersten. – Berlin : Springer-Verlag, 2017.

6. Curle, N. Some details of the quintic profile for use in the Pohlhausen-type of boundarylayer calculation / N. Curle // Tech. Rep. C.P.NO. – 1958. – № 391.

7. Curle, N. Accurate solutions of the laminar boundary-layer equations for flows having a stagnation point and separation / N. Curle // British Aeronautical Research Council. – 1960. – R&M. – N_{2} 3164.

8. Curle, N. The Laminar Boundary Layer Equation / N. Curle. – London : Clarendon Press, 1962.

9. Thwaites, B. Approximate calculation of the laminar boundray layer / B. Thwaites // Aero. Quarterly. – 1949. – Vol. 1, No. 3. – P. 245–280.

10. Thwaites, B. The development of the laminar boundary]ayer under conditions of continuous suctions. Part II. Approximate methods of solutions / B. Thwaites // A.R.C. – 1949. – № 12699.

11. Tani, I. On the solution of the laminar boundary layer equations / I. Tani // J. of the Physical Society of Japan. – 1949. – Vol. 4. – P. 149–154.

12. Head, M. R. An approximate method of calculating the laminar boundary-layer in twodimensional incompressible flow / M. R. Head // R. & M. – 1957. – N_{2} 3123.

13.Sutton, M. A. An approximate solution of the boundary layer equations for a flat plate / M. A. Sutton // The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Sciences. – 1937. – Vol. 23, No. 158. – P. 1146–1152.

14. Wieghardt, K. Über einen energiesatz zur berechnung laminarer grenzschichten / K. Wieghardt // Ing. Arch. – 1948. – Bd. 16. – S. 231–242.

15. Matsushita, M. Studies on boundary-layer separation in unsteady flows using an integral method / M. Matsushita, S. Murata, T. Akamatsu // J. Fluid. Mech. – 1984. – Vol. 149. – P. 477–501.

16. Zhang, J. A three-dimensional simulation of a steady approach flowpast a circular cylinder at low Reynolds number / J. Zhang, C. Dalton // Int. J. Numer. Meth. Fluids. – 1998. – Vol. 26. – P. 1003–1022.

17. Bloor, M. S. The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder / M. S. Bloor // J. Fluid Mech. – 1964. – Vol. 19. – P. 290–304.

18. Mansy, H. Quantitative measurements of three-dimensional structures in the wake of a circular cylinder / H. Mansy, P. M. Yang, D. R. Williams // J. Fluid Mech. – 1994. – Vol. 270. – P. 277–296.

19. Tamura, T. On the reliability of two-dimensional simulation for unsteady flows around a cylinder-type structure / T. Tamura, I. Ohta, K. Kuwahara // J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. – 1990. – Vol. 35. – P. 275–298.

20. Башкин, В. А. Численное моделирование динамики вязкого совершенного газа / В. А. Башкин, И. В. Егоров. – М. : Физматлит, 2012. – 372 с.

21. Li, X. On theskaling of separation bubbles / X. Li, N. Djilali // JSME. Int. J. Series B. - 1995. - Vol. 38, No. 4. - P. 541-548.

22. Бабенко, К. И. Об асимптотическом поведении вихря вдали от тела при обтекании его плоским потоком вязкой жидкости / К. И.Бабенко // ПММ. – 1970. – Т. 34, вып. 5. – С. 911–925.

23. Yegorov, I. Development of efficient algorithms for computational fluid dynamic problems / I. Yegorov, O. Zaitsev // Proc. of the 5th Intern. Symp. Computational Fluid Dynamics. Sendai, Japan. – 1993. – Vol. 3. – P. 393–400.

24. Башкин, В. А.Зарождение и развитие отрывного течения за круговым цилиндром в сверхзвуковом потоке / В. А. Башкин, И. В. Егоров, М. В. Егорова, Д. В. Иванов // Изв. РАН. МЖГ. – 1998. – № 6. – С. 27–36.

25. Sen, S. Steadyseparated flow pasta circular cylinder at low Reynolds numbers / S. Sen, S. Mittal, G. Biswas // J. Fluid Mech. – 2009.– Vol. 620.– P. 89–119.

26. Жукаускас, А. А. Конвективный перенос в теплообменниках / А. А. Жукаускас. – М. : Наука, 1982.

27. Малюга, В. С. Численное моделирование обтекания сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости / В. С. Малюга // Прикладна гідромеханіка. – 2013. – Т. 15, № 3. – С. 43–67.

28. Taneda, S. Experimental investigation of the wake behindasphereat low Reynolds numbers / S. Taneda // J. Phys. Soc. Japan.- 1956.- Vol. 11.- P. 1104-1108.

29. Tomboulides, A. G.Numerical investigation of transitional and weak turbulent flow past a sphere / A. G. Tomboulides, S. A. Orszag // J. Fluid Mech. – 2000. – Vol. 416.– P. 45–73.

30. Tomboulides, A. G.Direct and large eddy simulations of axisymmetric wakes / A. G. Tomboulides, S. A. Orszag, G. E. Karniadakis // AIAA. – 1993. – Paper 93-0546.

31. Johnson, T. A. Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300 / T. A. Johnson, V. C. Patel // J. Fluid Mech. – 1999. – Vol. 378.– P. 19–70.

32. Magarvey, R. H. Transition ranges for three-dimensional wakes / R. H. Magarvey, R. L. Bishop // Can. J. Phys. – 1961. – Vol. 39. – P. 1418–1422.

33. Magarvey, R. H. Wakes in liquid-liquid systems / R. H. Magarvey, R. L. Bishop // Phys. Fluids. – 1961. – Vol. 4. – P. 800–805.

34. Sakamoto, H. A study of vortex shedding from spheres in uniform flow / H. Sakamoto, H. Haniu // J. Fluids Eng. – 1990. – Vol. 112. – P. 386–392.

35. Achenbach, E. Vortex shedding from spheres / E. Achenbach // J. Fluid Mech. – 1974. – Vol. 62. – P. 209–221.

36. Kim, H. J. Observations of the frequencies in a sphere wake and of drag increase by acoustic excitation / H. J. Kim, P. A. Durbin // Phys. Fluids. – 1988. – Vol. 31. – P. 3260–3265.

37. Taneda, S. Visual observations of the flow past a sphere at Reynolds numbers between 10^4 and 10^6 / S. Taneda // J. Fluid Mech. – 1978. – Vol. 85. – P. 187–192.

38. White, F. M. Viscous Fluid Flow / F. M. White. - New York : McGraw-Hill, 2006.

39. Чжен, П. Отрывные течения. Т. 1. / П. Чжен. – М. : Мир, 1972.

40. Hartree, D. R. A Solution of the Laminar Boundary-Layer Equation for Retarded Flow / D. R. Hartree // British Aeronautical Research Council. – 1939. – R&M 2426.

41. Goldstein, S. On laminar boundary layer flow near a position of separation / S. Goldstein // J. Mech. And Appl. Math. -1947. - Vol. 1. - P. 43-69.

42. Terrill, R. M. Laminar boundary-layer flow near separation with and without suction / R. M. Terrill // Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Ser. A. -1960. - Vol. 253. - P. 55-100.

43. Hiemenz, K. Die grenzschicht an einem in den gleichformigen flussigkeitsstrom eingetauchten geraden krieszylinder / K. Hiemenz. – Ph. D. Thesis, University of Göttingen, 1911.

44. Eckert, E. R. G. Die Berechnung des Wärmeüberganges in der laminaren Grenzschicht umströmter Körper / E. R. G. Eckert // VDI-Forschungsh. – 1942. – Bd. 416. – S. 1–26.

45. Головин, В. М. Поперечное обтекание кругового цилиндра, совершающего вращательные колебания / В. М. Головин, Ю. Л. Файницкий // Аэромеханика и системы управления. – 1971. – Вып. 35. – С. 10–14.

46. West, W. Grenzschichtenanzylindrischen Körpernmitnichtstationärre Querhewegung / W. West // Z. angew. Math. Mech. – 1952. – Bd. 32, № 6. –S. 172–178.

47. Görtler, H. Further development of a boundary-layer profile for a given pressure distribution / H. Görtler // Z.A.M.M. – 1030. – Vol. 19. – P. 129–140.

48. Tai, T. C. An integral prediction method for three-dimensional flow separation / T. C. Tai // 22nd AIAA Aerospace Sciences Meeting. – 1984. – AIAA 84–0014.

49. Кот, В. А. Новые аспекты в теории ламинарного пограничного слоя / В. А. Кот // Материалы XVI Минского междунар. форума по тепломассообмену. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2022. – С. 140–145. Дата доступа: 30.12.2021 г. URL: https://www.itmo.by/conferences/abstracts/mif-16/mif16.pdf.

50. Wehrle, V. A. Determination of the separation point in laminar boundary-layer flows / V. A. Wehrle // AIAA J. – 1990. – Vol. 24, № 10. – P. 1636–1641.

51. Rott, N. Simplified laminar boundary-layer calculations for bodies of revolution and for yawed wings / N. Rott, L. F. Crabtree // J. Aeronautical Sci. – 1952. – Vol. 8. – P. 553–565.

В. К. Куликовский

ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ НА МЕДНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ С АНОДНЫМ, КАТОДНЫМ И МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЯМИ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ

Введение. Проблема обеспечения тепловых режимов электронной техники обусловлена узким температурным диапазоном функционирования компонентов и их постоянной комплексной миниатюризацией. Повышения рабочих частот чипов, а также плотности их размещения приводят к высокой плотности теплового потока рассеивания 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.

Значительный круг задач охлаждения стационарной и мобильной электроники, где источник тепла находится ниже конденсатора, в котором происходит сток тепла в окружающую среду, можно решить, используя кольцевой термосифон – простое устройство, в котором большинство проблем хорошо исследованы и получены простые расчетные соотношения для конструирования устройств охлаждения. Однако при высоких и сверхвысоких плотностях тепловых потоков требуется значительный объем исследований новых материалов, применяемых в испарителе кольцевого термосифона. Испаритель кольцевого термосифона является пассивным устройством, в котором отсутствует принудительная циркуляция, а следовательно, увеличивается теплоотдача при кипении в потоке. Существенное влияние на увеличение теплоотдачи при кипении оказывают смачиваемость поверхности и легкость удаления пара. В данной работе были исследованы разные материалы, чтобы оценить влияние различных факторов свойств поверхности на коэффициент теплоотдачи.

Характеристики экспериментальных образцов. В таблице приведены характеристики экспериментальных образцов. 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 растворов со следующими молярными концентрациями: H₂O₂ - 0,1 M, $C_6H_8O_7 - 0.6$ M, NaCl – 0.2 M. Такой же состав использовался при травлении спеченного образца с целью увеличения проницаемости. Анодное покрытие осуществлялось медным катодом в растворе: $CuSO_4 \cdot 5H_2O - 1$ M, $C_6H_8O_7 - 0.2$ M при плотности тока 4 A/дм², время осаждения составило 40 мин. Катодное покрытие производилось в растворе КОН – 0,05 M при напряжении 60 В и плотности тока 1 А/дм². Для получения нанопокрытий на медном образце использовался метод, описанный в [3]. Образец помещался в раствор CuSO₄·5H₂O - 0,1 M, H₂SO₄ – 1 M, время обработки составило 40 с при плотности тока 1 А/дм². 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 рис. 1 представлены исследуемые образцы.

Принципиальная схема установки по исследованию кипения в объеме. На рис. 2 представлена принципиальная схема установки по исследованию кипения в объеме. В состав измерительного комплекса входили многофункциональный измерительный блок Agilent Technologies 34980A, источник постоянного тока Union TEST UT12003E, термостат U10. Измерение температуры производилось посредством медь-константановых термопар. Плотность теплового потока вычислялась по одномерному закону Фурье $q = \lambda_c (T_2 - T_1)/l$, где $\lambda_c - T_1$

теплопроводность меди, l – расстояние между термопарами, T – соответствующая температура, максимальная погрешность составила 12%. Методика оценки погрешности подробно описана в работе [4].

Образец	Характеристики		
VK-1	Сетка канавок глубиной 700 мкм, размер ячейки 2,2×2,5 мм; катодное осаждение		
	150 мкм; толщина пластины 2 мм		
VK-2	Сетка канавок глубиной 700 мкм, размер ячейки 2,2×2,5 мм; катодное осаждение		
	150 мкм; анодное оксидирование; толщина пластины 2 мм		
VK-3	Сетка канавок глубиной 700 мкм, размер ячейки 2,2×2,5 мм; катодное осаждение		
	150 мкм; анодное оксидирование; толщина пластины 2 мм; восстановление ок-		
	сидного слоя в печи с инертным газом		
VK-4	Сетка канавок глубиной 700 мкм, размер ячейки 2,2×2,5 мм; катодное осаждение		
	150 мкм; анодное оксидирование; толщина пластины 2 мм; восстановление ок-		
	сидного 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 оксидирова-		
	ние; 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		

Характеристики экспериментальных образцов

Дополнительно плотность теплового потока контролировалась прямым измерением мощности омического нагревателя Q с точностью 0,1%, плотность теплового потока вычислялась по формуле q = Q/S, где S – площадь контакта образца с нагревательным элементом. Потери через теплоизоляцию не превышали 10%. Медный образец диаметром 50 мм припаивался к медной площадке нагревательного элемента диаметром 10 мм сплавом Розе. Коэффициент теплопередачи вычислялся по формуле $h = q/(T_{\rm ct} - T_{\rm n})$, где $T_{\rm ct}$ – температура стенки образца, $T_{\rm n}$ – температура насыщенного пара.

Экспериментальные результаты. Эксперименты проводились в условиях равновесной линии насыщения пара воды при температурах 40 °C и 60 °C и давлениях *P* 7381 Па и 19 932 Па. На рис. 3 показаны коэффициенты теплопередачи образцов, у которых кривые коэффициентов теплопередачи оказались ниже, чем у контрольного образца. Контрольный образец представлял собой медную пластину толщиной 2 мм, обработанную войлоком. На рис. 4 представлены коэффициенты теплопередачи образцов, у которых значения коэффициента теплопередачи находятся выше кривой контрольного образца. Образцы в основе имели пористое покрытие.

Кривые на рис. 3 показывают, что образцы с пескоструйной обработкой (VK-10) и с нанопокрытием (VK-8) хуже смачиваются водой, что можно объяснить чувствительностью образцов к загрязнению в процессе приработки. Низкие значения коэффициента теплопередачи образца с пористым спеченным покрытием и последующим травлением (VK-7) объясняются уменьшением теплопроводности фитиля.



Рис. 1. Образцы для исследования кипения при высоких и сверхвысоких тепловых потоках: *1* – VK-1; *2* – VK-2; *3* – VK-3; *4* – VK-4; *5* – VK-5; *6* – VK-6; *7* – VK-7; *8* – VK-8; *9* - подготовка к модификации молекулярным синтезом спеченной поверхности образца VK-9; *10* – VK-9; *11* – VK-10



Рис. 2. Принципиальная схема установки: 1 – термостат; 2 – водяная рубашка корпуса измерительной камеры; 3 – видеокамера; 4 – компьютер; 5 – многофункциональный измерительный блок; 6 – теплопроводный элемент; 7 – теплоизоляция; 8 – электрический нагреватель; 9 – источник электрического тока; 10 – исследуемый теплоноситель; 12 – теплоноситель системы термостатирования



Рис. 3. Коэффициенты теплопередачи образцов в условиях равновесной линии насыщения пара воды при температуре 40 °C: *1* – образец, обработанный войлоком; *2* – VK-10; *3* – VK-7; *4* – VK-8



Рис. 4. Коэффициенты теплопередачи образцов в условиях равновесной линии насыщения пара воды при температуре 40 °C: *1* – VK-9; *2* – VK-4; *3* – VK-6; *4* – VK-2; *5* – VK-3; *6* – VK-5; *7* – образец, обработанный войлоком



Рис. 5. Коэффициенты теплопередачи образца VK-9 в условиях равновесной линии насыщения пара воды: *1* – при температуре 60 °C; *2* – 40 °C

На рис. 4 можно проследить последовательное увеличение коэффициента теплопередачи образца с канавками и катодным пористым покрытием (VK-1) с последующим анодным окислением (VK-2) и восстановлением оксидного слоя (VK-3). Улучшение пористого слоя увеличивает смачиваемость образца и капиллярный напор. Дальнейший рост коэффициента теплопередачи образца VK-4 при повторном окислении можно объяснить устойчивым эффектом изменения поверхностных сил. Образцы со спеченным порошковым фитилем (VK-5) при анодном окислении (VK-6) также увеличивают коэффициент теплопередачи. Наибольший коэффициент теплопередачи показал образец со спеченным фитилем и дополнительным синтезом из коллоидного раствора Cu(OH)₂.

На рис. 5 показано влияние изменения теплофизических свойств теплоносителя с ростом температуры пара $T_{\rm n}$ на коэффициент теплопередачи.

Заключение. Результаты исследования теплопередачи при кипении в большом объеме медных образцов с пористой поверхностью, полученные различными методами, оказались предсказуемыми. В случае высоких и сверхвысоких плотностей теплового потока режим кипения близок к критическому. Значительная часть поверхности покрыта паровым одеялом, что снижает коэффициент теплопередачи. Тем не менее анодное окисление образцов устойчиво увеличивает коэффициент теплопередачи на 20%. Требования к коэффициенту теплопередачи систем регулирования температурного режима электроники постоянно растут и сравнимы с коэффициентом теплопередачи пластины толщиной 2 мм. Наиболее перспективными испарителями без принудительной конвекции, основанными на процессах кипении, являются поверхности, обладающие поверхностной пористостью. Новые работы в этом направлении представляют собой исследования новых поверхностей кипения с упорядоченной структурой и соответствующей геометрией пространственных элементов.

Литература

1. Тепловые трубы и термосифоны для утилизации возобновляемых и вторичных энергоресурсов / Л. Л. Васильев, Л. Л. Васильев мл., А. С. Журавлёв [и др.] // XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тезисы докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2016. – Т. 3. С. 309–312.

2. Garimella, S. V. Transport in microchannels – a critical review / S. V. Garimella, C. B. Sobhan // Annual Rev. Heat Transfer. – 2003. – Vol. 13, No. 13. – P. 1–50.

3. Binbin Luo 3D Porous copper films with large specific surrface prepared by hydrogen bubble template / Luo Binbin, Li Xueming, Li Xianli and Feng Wenlin // Asian J. of Chemistry. – 2013. – Vol. 25, No. 17. – P. 9927–9930.

4. Pool boiling of HFE-7200 on nanoparticle-coating surfaces: Experiments and heat transfer analysis / Zhen Cao, Zan Wu, Anh-Duc Pham [et al.] // Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2019. – No. 133. – P. 548–560.

А. И. Леончик, Ю. В. Жукова, В. С. Скавыш, Н. М. Курбанов, В. В. Савчин

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА В ПЛАЗМЕННОЙ ПЕЧИ С МНОГОСЛОЙНОЙ СТЕНКОЙ

Введение. При исследовании процессов в плазменных печах необходимо учитывать ряд моментов, которые в других устройствах не имеют определяющего значения, например, 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 выгодно использовать методы вычислительной гидрогазодинамики [1, 2], однако при этом необходимо каким-то образом учитывать упомянутые выше особенности. Цель данной работы – определить подходы к моделированию процессов теплопереноса в высокотемпературных устройствах с многослойной футеровкой, включающей волокнистый теплоизолятор, а также найти в первом приближении величины параметров, влияющих на теплообмен в используемом теплоизоляторе, для дальнейших исследований. Для достижения поставленной цели было проведено численное моделирование процессов конвективного и радиационного теплообмена внутри камеры плазменной печи. На рис. 1 представлены схема объекта исследования и показаны места установки термопар. Длина внутренней части составляет 1,0 м, высота внутреннего объема, органиченного областью 4*a*, равна 0,24 м.





На рис. 2 приведена расчетная сетка в серединном сечении плазменной печи. Расчетная область состояла из четырех частей: теплоноситель (воздух), два объема, моделирующих стену из кирпича, и один объем, моделирующий теплоизолирующий слой из минеральной ваты. Первоначальная мощность сетки составляла 36 млн тетрагексагональных ячеек, что приводило к увеличению времени расчета и, соответственно, к повышению требований к

используемым компьютерным мощностям. Средствами ANSYS Fluent тетрагексагональная сетка была переконвертирована в полиэдрическую, мощность которой уменьшилась по сравнению с первоначальной до 7,06 млн. Минимальный заданный размер ячейки 5 10⁴ м.



Рис. 2. Расчетная сетка

Постановка задачи. Массовый расход плазмообразующего газа (воздуха) равен 0,006 кг/с, что соответствует скорости потока на входе $1,9 \cdot 10^2$ м/с. Среднемассовая температура на срезе плазмотрона при указанном расходе и вложенной электрической мощности 23 кВт составляет около 3250 К [3]. Число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру сопла, скорости воздуха и вязкости при температуре на выходе из сопла, Re $\approx 3,9 \cdot 10^3$, что позволяет считать режим течения внутри печи турбулентным.

Экспериментальные измерения температуры макета печи показали, что температура стенки на глубине 30 мм от внутренней поверхности достигает значений свыше 1500 К, температура потока вблизи стенки на середине длины печи – порядка 1900 К. При таких температурах основной механизм теплопереноса внутри печи – радиационный. При средней величине модуля скорости потока в камере печи порядка 10 м/с и его температуре 1900 К, число Рейнольдса Re $\approx 7 \cdot 10^3$. Используя для оценки числа Нуссельта выражение

$$Nu = 0,018 \,\mathrm{Re}^{0,8},\tag{1}$$

получаем Nu ~ $2 \cdot 10^1$. Оценка коэффициента теплоотдачи дает значение порядка $1 \cdot 10^1$ Bt/(m²·K), и, соответственно, конвективная составляющая теплообмена между газом и стенкой при разности температур 400 К имеет порядок 4 кBt/m². При этом плотность потока, излучаемого со стенки с температурой 1500 К и коэффициентом черноты 0,85, согласно закону Стефана–Больцмана можно оценить как 2,4 · 10^5 Bt/m², что однозначно указывает на преобладание радиационного механизма теплопереноса.

Таким образом, для достижения поставленной цели необходимо как решать сопряженную задачу конвективного теплопереноса, так и учитывать перенос тепла излучением, а также переизлучение между стенками плазменной печи и элементами тепловой изоляции.

Так как рассматривался установившийся процесс теплопереноса внутри печи, то для решения сопряженной задачи конвективного теплопереноса использовались стационарные

уравнения Навье–Стокса, осредненные по Рейнольдсу, уравнение неразрывности и уравнение энергии в формулировке для энтальпии:

$$\frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\rho \tilde{u}_{j} u_{i} - \tau_{ij} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_{i}} + \rho g_{i} + S_{i}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \left(\rho u_{j}\right)}{\partial x_{j}} = 0, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\rho \tilde{u}_{i} h \right) = \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left[\left(\frac{\mu}{\Pr} + \frac{\mu_{i}}{\Pr_{i}} \right) \frac{\partial h}{\partial x_{j}} \right] + u_{j} \frac{\partial p}{\partial x_{j}} + \tau_{ij} \frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}}, \qquad (4)$$

$$h = c_p T . (5)$$

В уравнении (2) тензор рейнольдсовых напряжений т_{ії} определяется как

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \left\langle \rho u_i u_j \right\rangle.$$
(6)

В выражении (6) слагаемое $\langle \rho u_i^{'} u_j^{'} \rangle$, требующее замыкания, можно представить в виде

$$\langle \rho u_i' u_j' \rangle = 2\mu_t s_{ij} - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij},$$
 (7)

где

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$
(8)

Проблема замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (2) сводится к определению рейнольдсовых напряжений и, как правило, к записи дополнительных дифференциальных уравнений для характеристик турбулентности, причем одной из самых распространенных является гипотеза вихревой или турбулентной вязкости. В настоящей работе для замыкания уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу, использова-лась к–ю модель переноса сдвиговых напряжений Ментера [4].

Основное уравнение для моделирования радиационного теплообмена имеет вид

$$\frac{dI(\mathbf{r},\mathbf{s})}{ds} + (a + \sigma_s)I(\mathbf{r},\mathbf{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\mathbf{r},\mathbf{s}') \Phi(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}') d\Omega'.$$
(9)

Здесь *r* – вектор положения; *s* – вектор направления; *s'* – вектор направления рассеяния; *s* – длина пути луча; *a* – коэффициент поглощения; *n* – показатель преломления; σ_s – коэффициент рассеяния; σ – постоянная Стефана–Больцмана, σ = 5,669·10⁻⁸ Bt/(м²·K⁴); *I* – интенсивность излучения, которая зависит от месторасположения *r* и направления *s*; Ω' – телесный угол; Φ – фаза; $(a + \sigma_s)s$ – оптическая толщина или прозрачность среды. Показатель преломления *n* важно учитывать когда рассматривается излучение в полупрозрачной среде. При использовании модели дискретных ординат (DO) решается уравнение переноса излучения (9) для конечного числа дискретных телесных углов, каждый из которых связан с направлением вектора, зафиксированным в глобальной декартовой системе координат. Модель DO преобразует уравнение (8) в уравнение переноса для интенсивности излучения в пространственных координатах. Метод решения идентичен используемому для уравнений Навье–Стокса и энергии.

Модель DO разработана для материала, представляющего смесь различных компонентов. Радиационные свойства, такие как коэффициент поглощения, показатель преломления и коэффициенты рассеяния, рассчитываются на основе метода объемных долей с использованием усреднения излучательных свойств отдельных фаз.

В численном моделировании теплофизические свойства материалов задавались зависящими от температуры. Для воздуха зависимость плотности от температуры задавалась по закону идеального газа, теплопроводности от температуры – согласно кинетической теории, вязкости – согласно закону Сазерленда. Коэффициент поглощения и рассеяния воздуха задан аппроксимацией по точкам, представленным в таблице.

Зависимость коэффициента поглощения/рассеяния воздуха от температуры

<i>Т</i> , К	300	1000	1500	2000	2500
а, 1/м	$1,0.10^{-3}$	$1,0.10^{-2}$	$3,3\cdot 10^{-2}$	$1,0.10^{-1}$	3,3·10 ⁻¹
<i>T</i> , K	3000	3500	4000	4500	5000
а, 1/м	$1,0.10^{0}$	$3,3 \cdot 10^{0}$	$1,0.10^{1}$	$3,3 \cdot 10^{1}$	$1,0.10^2$

Поскольку свойства материалов (кирпича и минеральной ваты) в диапазоне температур 1000–3000К известны приблизительно, то задавались они следующими аппроксимациями: коэффициент теплопроводности кирпича [5]

$$\lambda_{\text{brick}} = 0,0006T + 0,6762; \tag{10}$$

коэффициент теплопроводности минеральной ваты [5]

$$\lambda_{\text{wool}} = 0,00014T + 0,0571. \tag{11}$$

Числовой множитель при первом слагаемом в выражениях (10), (11) имеет размерность Вт/(м²·K²), второе слагаемое имеет размерность коэффициента теплопроводности, т.е. Вт/(м²·K). Коэффициент поглощения и рассеяния минеральной ваты определяется как

$$\kappa = -0,2106T + 1063,2. \tag{12}$$

Числовой множитель при первом слагаемом (12) имеет размерность К⁻¹, второе слагаемое безразмерное.

На входе в расчетную область задавались значения массового расхода и температуры воздуха, на выходе из расчетной области – мягкие граничные условия, т. е. равенство градиентов рассчитываемых величин нулю. Стенки моделировались как многослойная конструкция. На внешних границах стенок задавались условия конвективного и радиационного теплообмена с окружающей средой: коэффициент теплообмена с окружающей средой α ; температура окружающей среды; излучательная способность материала стенки и радиационная температура окружающей среды. Коэффициент α в задаче задавался от 2 до 7 Вт/(м²·K) в зависимости от конкретной стенки и близости к системе удаления отходящих газов. Экспериментально измеренная температура на внешней стенке печи была в диапазоне 300–700 К.

Результаты моделирования и обсуждение. Для верификации расчетного алгоритма проводились сопоставления с результатами экспериментального исследования. В экспери-

ментальном исследовании термопары T1, T2, T4, T5 (см. рис. 1) располагались в стенке печи на расстоянии 30 мм от внутренней поверхности, термопара *T*3 – на расстоянии 10 мм от стенки в потоке. Все термопары находились на одной высоте от пода печи.

Кондуктивная составляющая теплопередачи в теплоизоляционном мате учитывается формулой (11). Однако материал теплоизоляционного мата – минеральная вата – участвует в переизлучении между стенками плазменной печи. Для определения влияния теплофизических и радиационных характеристик на теплоперенос внутри плазменной печи рассмотрены четыре основных случая: 1) вата является пористым телом и заполнитель оптически непрозрачный, 2) вата участвует в теплообмене и коэффициенты зависят от температуры, 3) вата участвует в радиационном теплообмене, при этом коэффициенты поглощения и рассеяния полагаются равными нулю; 4) вата не участвует в радиационном теплопереносе, учитывается только ее кондуктивная составляющая. На рис. 3 приведены данные эксперимента и результаты численного моделирования по температуре на термопарах для этих случаев.



Рис. 3. Сопоставление экспериментальных данных (1) и результатов численного моделирования: 2 – вата является пористым телом, 3 – вата участвует в радиационном теплообмене и ее оптические коэффициенты зависят от температуры, 4 – вата участвует в радиационном теплообмене и ее оптические коэффициенты равны нулю, 5 – вата не участвует в радиационном теплообмене

Моделирование (рис. 4) показало, что учет только кондуктивной составляющей переноса тепла через стенки печки недостаточен для точных прогнозов, и экспериментальные значения температуры в потоке значительно ниже расчетных. Варьирование коэффициентов теплопроводности и поглощения воздуха не оказали значительного влияния на получаемые в численном моделировании результаты. Необходимо отметить, что в экспериментах было обнаружено, что минеральная вата, закрывающая стенки печи, при температурах свыше 1200 К излучает достаточно сильно, при этом температура на ее поверхности не соответствует цветовому значению. Это позволило предположить, что вата, с одной стороны, может сама быть источником излучения, а с другой – пропускать некоторую долю излучения или переизлучать с изолируемой стенкой, и таким образом рассеивать тепло.

Заключение. Результаты моделирования показали, что в любом рассматриваемом случае распределение температур качественно подобно, отличаясь лишь по абсолютным значениям температур. Вместе с тем наилучшую корреляцию результатов расчетов с экспериментальными данными показывает модель, в которой волокнистый теплоизолятор рассматривается как участвующий в радиационном теплообмене, а его оптические коэффициенты зависят от температуры. При задании их в виде (12) расхождение между экспериментально полученными и расчетными температурами не превосходит 7%.

Исследования, направленные на определение точных значений коэффициентов, представляются малоперспективными, так как они будут сильно зависеть от материалов и технологии изготовления минеральной ваты. Полученные результаты будут в дальнейшем использоваться при моделировании теплообмена в печах с многослойной стенкой.



Рис. 4. Распределение температуры по сечению печи (I) и по внутренней стенке печи (II) при условиях: a – вата является пористым телом, δ – вата участвует в радиационном теплообмене и ее оптические коэффициенты зависят от температуры, e – вата участвует в радиационном теплообмене и ее оптические коэффициенты равны нулю, c – вата не участвует в радиационном теплообмене

Литература

1. Liavonchyk, A. Plasma reactor for investigation of biomass high temperature gasification / A. Liavonchyk, I. Khvedchyn, V. Sauchyn // Proceed. of the X Intern. Conf. "PLASMA PHYSICS AND PLASMA TECHNOLOGY" (PPPT-10). September 12–16, 2022, Minsk. / Eds. N. V. Tarasenko, A. A. Nevar, N. N. Tarasenka, M. S. Usachonak. – Minsk : Kovcheg, 2022. – P. 468–471.

2. Моделирование плазменной шахтной печи установки «Плутон» / А. И. Леончик, В. В. Савчин, И. В. Хведчин, И. И. Кадыров, М. А. Полканов // Третья междунар. науч.-практ. конф. «Охрана окружающей среды и обращение с радиоактивными отходами научно-промышленных центров». 22–23 сентября 2021 г. ФГУП «РАДОН». 2021. – С. 15–20.

3. Варгафтик, Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н. Б. Варгафтик. – М. : Наука, 1972. – 721 с.

4. Menter, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications / F. R. Menter // AIAA J. – 1994. – Vol. 32, No. 8. – P. 1598–1604.

5. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники: справочник / В. С. Чиркин. – М. : Атомиздат, 1968. – 484 с.

В. Г. Минкина, С. И. Шабуня, В. И. Калинин

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ НОСИТЕЛЯ КАТАЛИЗАТОРА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ВОДОРОДА В ПРОЦЕССЕ ГИДРОЛИЗА NaBH4

Альтернативой использования углеводородных топлив как источника водорода для топливных элементов являются борогидриды щелочных металлов. Системы на основе борогидридов обладают рядом достоинств: их легко транспортировать, они малотоксичны и не окисляют емкости, кроме того, они экологически безопасны, так как продуктами распада являются вода и бораты. По массовому содержанию водорода и безопасности хранения наиболее перспективным для получения высокочистого водорода является борогидрид натрия: он безопаснее традиционных видов топлива, так как не является горючим, не воспламеняется и не детонирует, а в присутствии катализатора может генерировать водород даже при температуре 0 °C.

Важным фактором, связанным с успешным генерированием водорода, является разработка оптимальных катализаторов. Хотя благородные металлические катализаторы (Ru, Rh, Pt) имеют высокую активность, они являются дорогостоящими, что ограничивает их практическое применение [1, 2]. Поэтому поиск эффективных катализаторов на основе неблагородных металлов для процесса гидролиза NaBH₄ представляет большой интерес.

Исследования по гидролизу NaBH₄ показали, что катализаторы на основе кобальта имеют многообещающую эффективность и могут стать альтернативой катализаторам из благородных металлов, так как они являются реакционно-способными и гораздо экономичнее [3, 4]. Поскольку каталитические характеристики зависят от размера частиц, материал носителя может обеспечить большую удельную поверхность для повышения эффективности. Материал носителя с большим размером пор обеспечивает повышенную стабильность и активность металлического катализатора. Диоксид титана TiO₂ широко используется в качестве материала носителя для металлов благодаря своим уникальным химическим и физическим свойствам, стабильности, низкой цене и нетоксичности [5, 6], проявляет различную активность в зависимости от размера частиц.

Таким образом, целью данного исследования являлась оценка влияния дисперсности носителя катализатора на эффективность процесса генерирования водорода.

Эксперимент. В качестве исходного компонента использовали гранулированный порошок NaBH₄ "Sigma-Aldrich" (содержание основного вещества 98%). В этом исследовании для приготовления катализаторов на основе наночастиц кобальта были использованы коммерческие наночастицы TiO₂, обладающие различными структурными свойствами. Количество кобальта поддерживалось на низком уровне, чтобы наблюдать фактическое влияние материала носителя на активность. Синтез наночастиц Со был выполнен с использованием процесса химического восстановления в присутствии поливинилпирролидона и NaBH₄ в качестве полимерного стабилизатора и восстановителя соответственно [7]. Эксперименты по гидролизу проводились в замкнутом реакторе с максимальной герметичностью, так как водород, выделяющийся в результате гидролиза NaBH₄, обладает высокой текучестью. Все узлы и детали изготовлены из нержавеющей стали. Для измерения давления в реакторе использовался электронный датчик Keeller на рабочее давление 10 бар. Все эксперименты проводились в растворах с моляльной концентрацией NaBH₄ равной 1.058 моль/кг.

Методика проведения кинетических экспериментов по гидролизу водных и воднощелочных растворов NaBH₄ состоит из следующей последовательности действий. В термостате устанавливается заданная температура и в него помещается реактор с сухим порошком NaBH₄ и катализатором. После нагрева реактора до температуры термостата в него заливает-
ся необходимый объем воды или щелочной раствор заданной концентрации и реактор герметизируется. С момента заливки и до окончания гидролиза фиксируются температура раствора и давление в реакторе. В экспериментах в ходе гидролиза измерялись две функции – давление в реакторе, пропорциональное количеству выделяющегося водорода, и температура раствора, с помощью которых рассчитывались экспериментальные значения степени разложения и объем генерируемого водорода [7].

Обсуждение результатов. Микрофотографии SEM для обоих образцов катализатора показаны на рис. 1. Частицы Co/TiO₂(P25) равномерно распределены с незначительной агломерацией, имеют сферическую форму и меньшего размера, чем TiO₂(325M). У образца катализатора, приготовленного с использованием TiO₂(325M), размер частиц больше и он в основном агломерирован. Состав образцов катализатора был определен с помощью электронного анализа. Спектры анализа EDS для обоих образцов подтверждают наличие кобальта на поверхности TiO₂. Кроме того, с помощью TiO₂(P25) удалось добиться большего введения кобальта по сравнению с материалом носителя TiO₂(325M).



Рис. 1. Изображения SEM и спектры EDAX Co/TiO₂(P25) и Co/TiO₂(325M)

Площадь поверхности и распределение пор по размерам, рассчитанные с использованием теорий Barrett–Joyner–Halenda (BJH) и BET метода, приведены в таблице. Видно, что площадь поверхности меньше для образца $TiO_2(325M)$, который содержит более крупные объемные частицы. Эти результаты согласуются с размерами зерен, рассчитанными по результатам рентгенографии. Это также объясняет различия в потреблении кобальта между двумя типами TiO₂. Хотя средние диаметры пор почти одинаковы, образец, приготовленный с использованием $TiO_2(P25)$, имеет более широкий диапазон пор по сравнению с образцом $TiO_2(325M)$. Частицы кобальта гораздо эффективнее проникают на поверхность носителя и, следовательно, $TiO_2(P25)$ обладает более высоким содержанием кобальта и лучшими эксплуатационными характеристиками.

Результаты анализа поверхности, рассчитанные на основе моделей ВЕТ и ВЈН

Катализатор	Удельная поверхность, м ² /г	Средний размер пор, А́	Со, вес. %
Co/TiO ₂ (P25)	50	15	2.2
Co/TiO ₂ (M325)	15	20	1.5

Поскольку количество выделенного тепла пропорционально загрузке катализатора, в кинетических исследованиях следует использовать минимальное количество катализатора при условии, что гетерогенное выделение водорода значительно превышает гомогенное. На рис. 2 приведены данные двух серий экспериментов с 50 мг катализаторов Co/TiO₂(325M) и Co/TiO₂(P25) в диапазоне температур 20–60 °C в водных растворах NaBH₄ с моляльной концентрацией $C_{NaBH_4}^0$ = 1.058 моль/кг. В случае реакции нулевого порядка изменение концентрации NaBH₄ является линейной функцией времени. При определении энергии активации использовались линейные аппроксимации кинетических кривых на участке от 10 до 90% разложения NaBH₄. Используя рассчитанные эффективные константы скорости реакции (*k*) по уравнению Аррениуса, значения энергии активации процесса гидролиза в водных растворах NaBH₄ с катализаторами Co/TiO₂(325M) и Co/TiO₂(P25) составили 64.3 и 56.76 кДж/моль соответственно (рис. 2).



Гис. 2. зависимость объема тенерируемого водорода от времени с 50 мг Co $110_2(525M)$ (*a*) и Co/TiO₂(P25) (*b*): 1 - 20 °C, 2 - 30 °C, 3 - 40 °C, 4 - 50 °C, 5 - 60 °C. На врезке: кривые Аррениуса каталитического гидролиза

Более низкое значение энергии активации для катализатора Co/TiO₂(P25) указывает на более высокую его каталитическую активность генерирования водорода в результате гидролиза NaBH₄. При 30 °C скорость генерирования водорода для Co/TiO₂(325M) составляет 160 мл/мин/г_{кат}, а для Co/TiO₂(P25) – 290 мл/мин/г_{кат}.

Для понимания влияния концентрации NaOH на каталитическую активность гидролиза борогидрида натрия процесс проводился в водно-щелочных растворах с разной нормальностью NaOH (0.5, 1, 2, 4, 6 и 7 N NaOH). На рис. 3 представлены зависимости объема генерирования водорода от времени в процессе гидролиза борогидрида натрия в растворах NaOH при 30 °C. Скорость генерации водорода сначала возрастает до 2 N NaOH, а затем, как и следовало ожидать, уменьшается с дальнейшим увеличением концентрации щелочи.

Ускорение каталитического гидролиза на основе кобальтовых катализаторов при добавлении щелочи, наблюдаемое многими авторами [8, 9], является неожиданным, поскольку при гомогенном гидролизе (отсутствие катализатора) добавление щелочи к водному раствору всегда замедляет процесс [10]. Объяснением наблюдаемого эффекта могут служить следующие рассуждения.

Начальный раствор состоит из $N_{\rm H_2O}^0 = m_{\rm H_2O}^0 / M_{\rm H_2O}$ молей воды и $N_{\rm NaBH_4}^0 = m_{\rm NaBH_4}^0 / M_{\rm NaBH_4}$ молей NaBH₄ ($M_{\rm H_2O}$, $M_{\rm NaBH_4}$ – молекулярные массы H₂O и NaBH₄). Поскольку в растворе происходит полная диссоциация молекул NaBH₄ и NaOH, то в нем находятся положительные ионы Na⁺ в количестве равном $N_{\rm Na^+} = N_{\rm NaBH_4}^0 + N_{\rm NaOH}^0$ и ионы OH⁻ в количестве $N_{\rm OH^-} = N_{\rm NaOH}^0$. Количество ионов OH⁻, образующихся в результате самого процесса гидролиза NaBH₄, несоизмеримо мало (на порядки) по сравнению с количеством ионов OH⁻ добавляемой щелочи и поэтому можно не учитывать.



На поверхности катализатора адсорбируются только нейтральные частицы, участвующие в гидролизе. В растворе NaBH₄ это могут быть молекулы воды и комплекс $[BH_4^-H^+]$. В нашей предыдущей работе было сделано предположение, что генерирование водорода происходит на молекулах воды, адсорбированных катализатором [7]. В рамках этой гипотезы молекулы воды в адсорбированном состоянии становятся активными, поэтому ускоряются необратимые реакции генерации водорода.

Увеличение концентрации до 1–2 N NaOH приводит к незначительному росту общего количества частиц в растворе ($N_{H_2O}^0 + 2N_{NaBH_4}^0 \gg 2N_{NaOH}^0$), но вызывает понижение концентрации комплекса [BH₄⁻H⁺], вплоть до практически полного его отсутствия. В этом случае на поверхности катализатора адсорбируются только молекулы H₂O и, как следствие, возрастает производительность генерируемого водорода.

Повышение концентрации до 4 N NaOH и более приводит к заметному росту общего количества частиц в растворе. Столкновение частиц с поверхностью катализатора приводит к десорбции молекул H₂O, и чем больше количество частиц, тем выше вероятность десорбции. Кроме того, увеличение концентрации щелочи приводит к росту гидратированных комплексов воды и вязкости раствора и, как следствие, снижение скорости генерирования водорода. Из рис. 4 следует, что кривые зависимости удельной скорости генерирования водорода (*R*) от концентрации NaOH имеют максимум в области $C_{\text{NaOH}} \approx 1-2$ N для обоих катализаторов.



Рис. 4. Влияние концентрации щелочи на удельную скорость генерирования водорода при 30 °C с 50 мг Co/TiO₂ (325) (I) и Co/TiO₂ (25) (2)

Исходя из того, что при концентрации 1–2 N NaOH достигается максимальная удельная скорость генерирования водорода, определены кинетические характеристики реакции гидролиза для обоих катализаторов в 1 N NaOH растворе (рис. 5).



Рис. 5. Зависимости объема генерируемого водорода от времени с 50 мг Co/TiO₂(325M) (*a*) и Co/TiO₂(P25) (δ): 1 - 20 °C, 2 - 30 °C, 3 - 40 °C, 4 - 60 °C. 1 N NaOH. На врезке: кривые Аррениуса каталитического гидролиза

Используя рассчитанные эффективные константы скорости реакции согласно уравнению Аррениуса, значения энергии активации процесса гидролиза в водно-щелочных растворах NaBH₄ с катализаторами Co/TiO₂(325M) и Co/TiO₂(P25) составили 55 и 45.2 кДж/моль соответственно (рис. 5). Скорости гидролиза на рассматриваемых катализаторах в воднощелочных растворах существенно превышают скорость гидролиза в водных растворах. Если при 30 °C в водном растворе удельная скорость генерирования водорода для Co/TiO₂(325M) составляет 160 мл/мин/г_{кат}, то в водно-щелочном растворе – 360 мл/мин/г_{кат}. Для более эффективного катализатора Co/TiO₂(P25) удельная скорость генерирования водорода составляет 290 и 670 мл/мин/г_{кат} соответственно.

Заключение. Катализатор TiO₂(P25), имеющий большую площадь поверхности и меньший размер частиц, обеспечивает лучшую адсорбцию наночастиц кобальта, что приводит к более быстрому гидролизу в водном и водно-щелочном растворах NaBH₄. Кроме того, щелочная среда обеспечивает лучшие условия для обоих катализаторов Co/TiO₂. При 30 °C скорость генерирования водорода из раствора 1 N NaOH с Co/TiO₂(P25) составляет 670 мл/мин/г_{кат}, а при 60 °C – 8400 мл/мин/г_{кат}. Как следует из полученных результатов, наноструктурированный катализатор Co/TiO₂(P25) показал высокую эффективность, несмотря на более низкое содержание кобальта, чем его аналоги, описанные в литературе [11, 12]. Очевидно, что увеличение количества активного металла приведет к повышению скорости генерирования водорода.

Литература

1. Semiz, L. Nanoporous Pt and Ru catalysts by chemical dealloying of Pt-Al and Ru-Al alloys for ultrafast hydrogen generation / L. Semiz, N. Abdullayeva, M. Sankir // J. Alloys Compd. – 2018. – Vol. 744. – P. 110–115.

2. Catalytic effect of highly dispersed ultrafine Ru nanoparticles on a $TiO_2-Ti_3C_2$ support: hydrolysis of sodium borohydride for H₂ generation / T. Li, C. Xiang, H. Chu [et al.] // J. Alloys Compd. – 2022. – Vol. 906. – P. 164380.

3. Bandal, H. A. Cobalt impregnated magnetite-multiwalled carbon nanotube nanocomposite as magnetically separable efficient catalyst for hydrogen generation by NaBH₄ hydrolysis / H. A. Bandal, A. R. Jadhav, H. Kim // J. Alloys Compd. – 2017. – Vol. 699. – P. 1057–1067. 4. Cobalt nanoparticle supported on layered double hydroxide: effect of nanoparticle size on catalytic hydrogen production by NaBH₄ hydrolysis / A. Mahpudz, S. Ling, H. Inokawa [et al.] // Environ. Pollut. -2021. - Vol. 290. - P. 117990.

5. Dönmez, F. Synthesis of Ni/TiO₂ catalyst by sol-gel method for hydrogen production from sodium borohydride / F. Dönmez, N. Ayas // Int. J. Hydrogen Energy. -2021. - Vol. 46, Iss. 57. - P. 29314–29322.

6. CoB supported on Ag-activated TiO₂ as a highly active catalyst for hydrolysis of alkaline NaBH₄ solution / X. Shen, Q. Wang, Q. Wu [et al.] // Energy. – 2015. – Vol. 90. – P. 464–474.

7. Kinetics of the catalytic hydrolysis of concentrated aqueous solutions of NaBH₄ on Co/TiO₂ powder / S. I. Shabunya, V. G. Minkina, V. I. Kalinin [et al.] // Kinet. Catal. -2021. - Vol. 62. - P. 350-359.

8. Bozkurt, G. Hydrogen generation from sodium borohydride with Ni and Co based catalysts supported on Co_3O_4 / G. Bozkurt, A. Ozer, A. B. Yurtcan // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2018. – Vol. 43, Iss. 49. – P. 22205–22214.

9. Efficient hydrolysis of sodium borohydride by Co-B supported on nitrogen-doped carbon / J. Xu, X. Du, Q. Wei [et al.] // ChemistrySelect. – 2020. – Vol. 5, Iss. 22. – P. 6683–6690.

10. Stability of alkaline aqueous solutions of sodium borohydride / V. G. Minkina, S. I. Shabunya, V. I. Kalinin [et al.] // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2012. – Vol. 37, Iss. 4. – P. 3313–3318.

11. Lu, Y.-C. Hydrogen generation by sodium borohydride hydrolysis on nanosized CoB catalysts supported on TiO_2 , Al_2O_3 and CeO_2 / Y.-C. Lu, M.-S. Chen, Y.-W. Chen // Int. J. of Hydrogen Energy. – 2012. – Vol. 37, Iss. 5. – P. 4254–4258.

12. Highly active nanoporous Co-B-TiO₂ framework for hydrolysis of NaBH₄ / J. Cheng, C. Xiang, Y. Zou [et al.] // Ceramics Int. – 2015. – Vol. 41, Iss. 1. – P. 899–905.

О. С. Рабинович, А. И. Малиновский, М. Ю. Лях

СМЕНА РЕЖИМОВ ПСЕВДООЖИЖЕНИЯ ПРИ КАТАЛИТИЧЕСКОМ СИНТЕЗЕ МУНТ: МОДЕЛИРОВАНИЕ КОГЕЗИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АГЛОМЕРАТОВ МЕТОДОМ CFD-DEM

Введение. Каталитический синтез многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) из газообразных прекурсоров в псевдоожиженном слое, получивший название FB CCVD MWCNT (Fluidized Bed Catalytic Chemical Vapor Deposition of Multiwalled Carbon Nanotubes), был предложен в 2000–2010 годах и продолжает развиваться и модернизироваться в настоящее время [1–10]. Использование этого метода перешло в стадию промышленного производства, поскольку данная технология считается одной из наиболее производительных, дешёвых и востребованных. МУНТ находят широкое применение как компоненты различных композитов – электродов Li-ионных батарей, электропроводящих пластиков и красок, гибких нагревателей, высокопрочных композитов с полимерной, керамической или металлической матрицами и др. [11].

Стремление повысить производительность метода и качество получаемого продукта вызвало появление работ по оптимизации конструкции реактора, характеристик катализатора и технологических параметров процесса [12]. В настоящее время получены катализаторы (Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН) с производительностью более 100 г МУНТ на 1 г катализатора, позволяющие получать МУНТ с различными свойствами [13, 14]. Определены оптимальные параметры работы реакторов с псевдоожиженным слоем для синтеза МУНТ [15, 16]. Однако было также обнаружено, что в ряде случаев существуют серьёзные ограничения на производительность процесса, связанные с потерей однородности псевдоожижения при слишком больших количествах загружаемого в реактор катализатора [17].

Технология псевдоожиженного слоя используется для синтеза и обработки многих наноматериалов. Поэтому проблемы псевдоожижения микро- и нанопорошков, связанные главным образом с увеличением роли когезионных сил и агломерацией частиц размером меньше 30–50 мкм, во многом являются общими для этого направления [18–27]. Фактически экспериментаторы всегда имеют дело не с псевдоожиженным слоем таких отдельных наночастиц, а со слоем их агломератов. Размер этих агломератов зависит от соотношения между силами межчастичного взаимодействия (силами упругости, трения и когезии), а также силами тяжести и взаимодействия с газовым потоком. В типичном случае размер агломератов МУНТ в псевдоожиженном слое лежит в области от десятков до нескольких сотен микрометров. В работе [25] псевдоожижение тонких МУНТ, объединённых в сравнительно большие агломераты с диаметром по Саутеру (Sauter mean diameter) от 250 до 1200 мкм, происходило без образования газовых пузырей (в режиме, соответствующем частицам класса А по классификации Д. Гелдарта [28]). Такой вид псевдоожижения микропорошков получил название «псевдоожижение агломерированных частиц» (agglomerate particulate fluidization, APF) [18]. Агломераты ещё более толстых нанотрубок, имеющие широкое распределение по диаметрам от 500 до 2800 мкм, ожижались в пузырьковом режиме, соответствующем классу В по Гелдарту (пузырьковый режим псевдоожижения агломератов (agglomerate bubbling fluidization, ABF)). Оказалось также, что граница между режимами определяется не только параметрами диаграммы Гелдарта, т. е. размером и плотностью частиц, но зависит и от скорости газа: увеличивая расход газа можно добиться перехода от режима APF к режиму ABF для тех же частиц.

При каталитическом синтезе МУНТ проблема псевдоожижения становится более сложной. Во-первых, существует область параметров процесса (характеристик нанотрубок и скоростей подачи газа), когда не реализуется ни один из двух указанных режимов псевдо-

ожижения. В этой области параметров поведение слоя МУНТ подобно поведению частиц класса С по Гелдарту (диаметр частиц порядка 50 мкм и меньше, а плотность ниже 50 кг/м³): большая часть слоя частиц неподвижна, а газ проходит через слой по узким каналам, образуя локальные струи и фонтаны. Во-вторых, для определённых катализаторов, производящих МУНТ с высокой когезией, может наблюдаться потеря однородного псевдоожижения в начальный период синтеза после ввода в реактор свежего катализатора, выражающаяся в образовании очень больших агломератов, псевдоожижение которых становится невозможным при заданной скорости подачи газа [17]. Такое явление часто наблюдается при каталитическом синтезе МУНТ в первые минуты после введения в псевдоожиженный слой частиц свежего катализатора. В [17] экспериментально изучены условия, при которых происходит образование таких «гигантских» агломератов, и показано, что для предотвращения этого нежелательного эффекта необходимо ограничить концентрацию свежего катализатора, причём указанная граница зависит от типа катализатора. Можно предположить, что первой стадией в образовании «гигантских» агломератов МУНТ является переход от интенсивного пузырькового кипения слоя нанотрубок к беспузырьковому (поскольку последний характеризуется значительно меньшими скоростями движения агломератов), к снижению интенсивности тепло- и массообмена в слое, что способствует дальнейшему развитию коагуляции агломератов. Представляет интерес изучить детали описанной потери однородности псевдоожиженного слоя при синтезе МУНТ, в частности, установить количественную взаимосвязь между энергиейкогезии агломератов и критической концентрацией частиц с высокой когезией (частиц свежего катализатора, загруженного в реактор).

В данной работе такой анализ проводится путём моделирования псевдоожиженного слоя, содержащего частицы с высокой когезией, методом CFD-DEM, в котором сочетается эйлерово описание движения газа с лагранжевым описанием движения отдельных частиц – дискретных элементов (см. пионерскую работу [29] и один из последних обзоров по CFD-DEM [30]). Этот подход использовался ранее для моделирования псевдоожиженного слоя из когезионных частиц в ряде работ [31–37].

Применение метода CFD-DEM к определению концентрационной границы однородного интенсивного псевдоожижения частиц с высокой когезией. Целью проводившегося в работе моделирования являлось определение критических условий перехода псевдоожиженного слоя, содержащего частицы с высокой когезией, к режиму беспузырькового кипения с малыми скоростями движения частиц (APF), являющемуся, как отмечено выше, нежелательным при синтезе МУНТ. Под критическими условиями здесь понимается граница, разделяющая режимы APF и ABF, проведенная в координатах «числовая концентрация частиц с высокой когезией (имеются ввиду первичные агломераты МУНТ, образовавшиеся на частицах свежего катализатора)» – «удельная энергия когезии». Для решения поставленной задачи использовалось описание упруговязкого взаимодействия частиц на основе модели взаимодействия упругих шаров Герца [38] с добавлением когезионного взаимодействия в терминах удельной энергии когезии – модель Джонсона–Кендалла–Робертса (JKR-модель) [39]. Хотя существуют и более точные модели с гистерезисными зависимостями силы когезии от деформации взаимодействующих частиц, их применение затруднено из-за отсутствия количественных данных о входящих в них коэффициентах.

Вторая особенность проводившегося моделирования – использование масштабирования размеров частиц. В применении к псевдоожиженному слою микрочастиц метод CFD-DEM имеет одно существенное ограничение: число частиц в достаточно репрезентативном объёме слоя оказывается слишком велико для вычислительной производительности современных компьютеров. Это ограничение можно преодолеть, увеличив в несколько раз размер моделируемых частиц, но сохранив при этом все важные характеристики псевдоожиженного слоя. Такой поход получил название «укрупнение частиц» (grain coarsening). Детали его применения к рассматриваемому случаю будут изложены ниже, после описания модели взаимодействий частица–частица и частица–газовый поток. Рассматриваемая модельная система содержит частицы двух сортов – первичные и вторичные агломераты. Первичные агломераты, образовавшиеся на частицах свежего катализатора, характеризуются высокой когезией по отношению друг к другу и ко вторичным агломератам нанотрубок, присутствовавшим в псевдоожиженном слое до введения частиц катализатора. Предполагается, что вторичные агломераты не обладают когезией друг к другу.

Расчёт взаимосвязанного движения агломератов МУНТ и газа в псевдоожиженном слое проводился в рамках CFD-DEM подхода с использованием программных библиотек с открытым кодом CFDEM®coupling, LIGGGHTS и OpenFOAM [40–42].

Взаимодействие частица–частица и частица–поток газа: сохранение подобия при укрупнении частиц. В работе использовано масштабирование размеров частиц, при котором сохраняется их плотность. Для газа неизменными параметрами являются давление и скорость. Предполагается также неизменность пористости псевдоожиженного слоя.

Система уравнений, использованная в программной библиотеке CFDEM®coupling, детально описана в [43]. Для дальнейшего важно выражение для полной силы, действующей на частицу:

$$\mathbf{F}_{p} = \frac{V_{p}\beta}{\varepsilon_{p}} \left(\mathbf{u}_{f} - \mathbf{v}_{p} \right) - V_{p} \nabla p + \sum_{N_{p}} \mathbf{F}_{p \leftrightarrow p} + m_{p} \mathbf{g} \,. \tag{1}$$

Слагаемые этой силы (слева направо): сила со стороны газового потока («drag force»); сила, вызванная глобальным градиентом давления; сила межчастичного взаимодействия; сила тяжести. При масштабировании частиц, т. е. при увеличении их размеров в K раз ($K = d'_p/d_p$, штрих обозначает, что величина относится к «увеличенным» частицам), их объём, масса, а следовательно, и действующая на них сила тяжести увеличиваются в K^3 раз. Для подобия движения «увеличенных» частиц движению частиц в реальной системе необходимо, чтобы все остальные компоненты силы при масштабировании также увеличились в K^3 раз. Рассмотрим эти компоненты по очереди. Очевидно, что для первого слагаемого необходимо со-хранение величины коэффициента сопротивления β , который в расчётах задаётся выражени-ем Коха–Хилла [44]

$$\beta = \frac{18\mu_{\rm f}\varepsilon^2(1-\varepsilon)}{d_{\rm p}^2} \left(F_0(\varepsilon) + \frac{1}{2}F_3(\varepsilon)\operatorname{Re}_{\rm p}\right),\tag{2}$$

где $\operatorname{Re}_{p} = \varepsilon \rho_{f} \left| \mathbf{u}_{f} - \mathbf{v}_{p} \right| d_{p} / \mu_{f}$, а F_{0} и F_{3} – функции только пористости псевдоожиженного слоя ε .

В соответствие с нашим подходом требуемое подобие между реальной и модельной системами будет обеспечено, если при масштабировании плотность газа возрастёт в K раз, а вязкость газа – в K^2 раз:

$$\frac{\rho_{\rm f}'}{\rho_{\rm f}} = K \quad \text{i} \quad \frac{\mu_{\rm f}'}{\mu_{\rm f}} = K^2 \,. \tag{3}$$

При таком преобразовании остаются неизменными число Рейнольдса Re_p, отношение μ_f/d_p^2 , а также число Архимеда Ar = $d_p^3 \rho_f (\rho_p - \rho_f) g/\mu_f^2$, характеризующее соотношение действующей на частицу силы тяжести (за вычетом выталкивающей) и вязкой силы (предполагается, что $\rho_p >> \rho_f$).

Очевидно также, что при одинаковом давлении в реальной и модельной системах второе слагаемое в правой части уравнения (1) будет в модельной системе в K^3 больше, т. е. для этого слагаемого требование подобия тоже выполняется. В заключение анализа условий подобия при масштабировании размеров частиц рассмотрим силу взаимодействия между двумя частицами. Эта сила в используемой контактной JKR-модели [45, 46] выражается как

$$\mathbf{F}_{\mathsf{p}\leftrightarrow\mathsf{p}} = \left(k_n \cdot \mathbf{\delta}_n - \gamma_n \cdot \mathbf{v}_n\right) + \left(k_t \cdot \mathbf{\delta}_t - \gamma_t \cdot \mathbf{v}_t\right) + E_{\mathsf{coh}} \cdot A \,. \tag{4}$$

В уравнении (4) в первых скобках заключены компоненты нормального взаимодействия двух частиц (упругая и вязкая составляющие), во вторых скобках – соответствующие составляющие тангенциального взаимодействия; последнее слагаемое – сила когезии. Использованы следующие обозначения (индексы *i* и *j* – порядковые номера двух взаимодействующих частиц; в общем случае параметры взаимодействующих частиц могут отличаться): $\delta_n = d_{ij} - r_{ij}$ – перекрытие частиц в нормальном направлении, где $d_{ij} = R_i + R_j$ – сумма радиусов частиц (шаров), r_{ij} – текущее расстояние между центрами шаров; v_n – нормальная относительная скорость частиц; k_n – константа упругости для нормального взаимодействия; δ_t – тангенциальное перекрытие шаров; v_t – тангенциальная относительная скорость; k_t и γ_t – аналоги k_n и γ_n для тангенциальных деформаций; E_{coh} – удельная энергия когезии; A – текущая площадь контакта шаров.

Коэффициенты в (4) выражаются через механические и геометрические характеристики взаимодействующих частиц, используемые в качестве входных параметров в пакете CFDEM®coupling [41, 47]: модуль Юнга *Y*, модуль сдвига *G*, отношение Пуссона v, коэффициент восстановления скорости после взаимодействия *e* (restitution coefficient), коэффициент трения μ . В используемом методе масштабирования предполагается, что оно не затрагивает безразмерные параметры взаимодействия, а изменяются только модули Юнга и сдвига. Поэтому для правильного масштабирования важны показатели степеней, с которыми *Y* и *G* входят в выражения для k_n , γ_n , k_t и γ_t . Также важно преобразование когезионной силы. В соответствии с [41] эти зависимости выглядят следующим образом:

$$k_n \sim Y^* \sqrt{R^* \delta_n} , \quad \gamma_n \sim \sqrt{S_n m^*} , \quad k_t \sim G^* \sqrt{R^* \delta_n} \quad \bowtie \quad \gamma_t \sim \sqrt{S_t m^*} , \tag{5}$$

где, в свою очередь,

$$S_n \sim Y^* \sqrt{R^* \delta_n}$$
 и $S_t \sim G^* \sqrt{R^* \delta_n}$. (6)

Из модели Герца следует, в приближении малых деформаций, что площадь контакта сталкивающихся частиц равна

$$A \sim R^* \delta_n \,. \tag{7}$$

Выражения (5)-(7) содержат эффективные характеристики двух сталкивающихся частиц:

$$\frac{1}{Y^*} = \frac{1 - v_1^2}{Y_1} + \frac{1 - v_2^2}{Y_2}, \qquad \frac{1}{G^*} = \frac{2(2 - v_1)(1 + v_1)}{Y_1} + \frac{2(2 - v_2)(1 + v_2)}{Y_2}, \frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \times \frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}.$$
(8)

Осуществим выбор показателей масштабирования для параметров модуля Юнга *Y* и удельной энергии когезии $E_{\rm coh}$ на основе решения задачи о максимальном сближении двух шаров, имеющих начальную относительную скорость v_{n0} (классическая задача Герца [38]). Максимальное перекрытие сферических частиц при их соударении $\delta_0 = (m^*/k)^{2/5} v_{n0}^{4/5}$, где

 $k = \frac{16}{15}Y^* (R^*)^{1/2}$ – начальная относительная скорость соударяющихся частиц. Максимальная сила упругости, возникающая при столкновении сферических частиц,

$$F_{n,\max} = \frac{4}{3} \delta_0^{3/2} Y^* \left(R^*\right)^{1/2} = \frac{4}{3} \left(\frac{15}{16}\right)^{2/3} \left(\frac{m^*}{k}\right)^{3/5} \left(Y^*\right)^{1/3} \left(R^*\right)^{1/6}.$$
(9)

Поскольку при масштабировании $m^* \sim K^3$, а $R^* \sim K$, то для того чтобы $F_{n,\max}$ была пропорциональна K^3 необходимо, чтобы $Y^* \sim K^{5/2}$. Иначе говоря, для сохранения механического подобия необходимо, чтобы при увеличении размеров моделируемых частиц в K раз по сравнению с реальными отношение модуля Юнга для модельных частиц к модулю Юнга частиц реальных размеров составляло

$$\frac{Y'}{Y} = K^{5/2}.$$
 (10)

При выбранном способе масштабирования максимальная площадь контакта *A*, которая определяется в модели Герца по формуле

$$A = \pi \left(F_{n,\max}^{1/3} \left(\frac{DR}{2} \right)^{1/3} \right)^2,$$

оказывается пропорциональной К:

$$A \sim F_{n,\max}^{2/3} \left(KK^{-5/2} \right)^{2/3} \sim K^2 K^{-1} \sim K \,. \tag{11}$$

Так как для сохранения подобия необходимо, чтобы $F_{\rm coh}$ изменялась как K^3 , константа когезии $E_{\rm coh}$ должна быть пропорциональна K^2 :

$$\frac{E'_{\rm coh}}{E_{\rm coh}} = K^2 \,. \tag{12}$$

В проводившихся расчётах коэффициент масштабирования K был принят равным 8, а параметры газовой смеси соответствовали плотности и вязкости азота (балластного газа) при температуре синтеза МУНТ из этилена 650 °C (таблица).

Система	Диаметр частиц, мкм	Плотность газа, кг/м ³	Вязкость газа, Па-с
Реальная	100	0.361	3.86.10-5
Модельная	800	2.89	$2.47 \cdot 10^{-3}$

Переход от реальной системы к модельной – сравнение параметров

Необходимо отметить приближённый характер подобия реальной и модельной систем при принятом способе масштабирования. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, при выводе соотношений (10) и (12) использовалась модифицированная модель Герца, в которой упругие и пластические деформации частиц рассматривались как независимые. Во-вторых, как не трудно показать, выбранный способ масштабирования не обеспечивает подобия для вращательного движения частиц. Этот недостаток принятого масштабирования может быть частично компенсирован увеличением коэффициента трения для моделируемых частиц. Но в любом случае для выбора параметров модельной системы и валидации выбранного способа масштабирования следует обращаться к сравнению расчётных результатов для модельной системы с экспериментальными данными, в особенности в тех случаях, когда измерить исходные параметры реальной системы не представляется возможным.

Определение модельных параметров взаимодействия частиц на основе экспериментов во вращающемся барабанном реометре. Для определения параметров взаимодействия модельных частиц поводились эксперименты в ротационном барабанном реометре (в ИК СО РАН). Реометр представлял собой горизонтальный цилиндр диаметром 108 мм и длиной 50 мм. В цилиндр загружалось некоторое количество МУНТ (приблизительно 1/3 его объёма). Частота вращения цилиндра могла изменяться в широких пределах (от 0 до 120 об/мин), но для рассматриваемоего случая важны эксперименты с частотой вращения 5–10 об/мин, поскольку в этом интервале частот поведение слоя МУНТ в реометре наиболее близко к движению МУНТ в псевдоожиженном слое: при меньшей частоте вращения барабана нанотрубки значительную часть периода проводят в состоянии относительного покоя (слой движется как целое), при больших – движение МУНТ оказывается слишком интенсивным по сравнению с движением в псевдоожиженном слое при синтезе. Характерный вид границы поверхности слоя нанотрубок и воздуха в момент, когда при вращении барабана



Рис. 1. Характерная форма границы нанотрубки-воздух во вращающемся барабане

произошло лавинное обрушение до этого неподвижного относительно стенок барабана слоя МУНТ, показан на рис. 1. Особенностью этой границы для всех исследованных типов МУНТ является наличие в определённые моменты характерного излома, который можно характеризовать двумя углами наклона этой поверхности – угол α в нижней части границы слоя до её излома и угол β после излома границы. Эти параметры в большой степени зависят от величины сил когезии между агломератами МУНТ. Поведение слоя МУНТ во вращающемся барабане фиксировалось с помощью видеокамеры, а затем путём цифровой обработки видеозаписи определялась форма границы нанотрубки-воздух в момент после обрушения лавины, а также усреднённая форма границы.

Путём сравнения указанных экспериментально измеренных характеристик и таких же характеристик, полученных в результате численного моделирования движения агломератов в аналогичном вращающемся барабане по описанной выше модели, определялись параметры взаимодействия модельных частиц, обеспечивающие наилучшее приближение расчётов к эксперименту.

Здесь необходимо уточнить смысл достигаемого в работе подобия между экспериментальной и модельной системами. В первую очередь следует указать, что моделирование не претендует на описание взаимодействия агломератов нанотрубок в реальном масштабе времени. Использование истинных значений модуля Юнга частиц с учётом применённого масштабирования потребовало бы настолько малых шагов интегрирования уравнений движения (порядка 10^{-8} с или даже меньше), что сделало бы решение вычислительной задачи абсолютно невозможным. Однако такой выбор модуля Юнга и не является необходимым, поскольку характерное время макроскопического движения агломератов в псевдоожиженном слое между соударениями оказывается намного больше и составляет $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ с. По этой причине модуль Юнга для модельных частиц можно выбрать из соображения доступных вычислительных возможностей компьютера при условии, что при этом значении Y время взаимодействия модельных частиц значительно меньше по сравнению с указанным временем их макроскопического движения. Достаточно большой опыт применения CFD-DEM подхода к моделированию псевдоожиженных слоёв различными авторами показывает, что указанный «произвол» в выборе модуля Юнга модельных частиц является допустимым. В настоящей работе для моделирования использовалось значение модуля Юнга $Y = 5.25 \cdot 10^5$ Па. Остальные же характеристики взаимодействия модельных частиц – коэффициент Пуассона v, коэффициент восстановления скорости *е* и наиболее важный для рассматриваемой задачи показатель – удельная энергия когезии E_{coh} , подбирались описанным выше способом с использованием экспериментальных данных, полученных во вращающемся барабанном реометре.

В результате для дальнейших расчётов влияния когезии агломератов МУНТ на режим их движения в псевдоожиженном слое были выбраны следующие значения параметров модели, относящиеся к модельным частицам: $E_{\rm coh} = (0.5-10.0) \cdot 10^3 \, \text{Дж/м}^3$, $Y = 0.525 \cdot 10^6 \, \text{Па}$, v = 0.45, e = 0.25, $\mu = 0.74$.

Рис. 2 иллюстрирует подобие движения слоя частиц в реальном вращающемся реометре и в моделируемой системе.



Рис. 2. Качественное сравнение поведения слоя агломератов МУНТ во вращающемся барабане по данным моделирования (*a*) ($E_{coh} = 8.0 \cdot 103 \text{ Дж/м}^3$, $\xi_{hc} = 0.15$) и в эксперименте (δ). Период вращения барабана $T_{rev} = 5$ с, барабан вращается против часовой стрелки, временной интервал между кадрами ~2 с

Условия перехода псевдоожиженного слоя агломератов МУНТ в режим псевдоожижения агломерированных частиц АРF. Заключительные выводы. В работе исследовано изменение режима псевдоожижения агломератов МУНТ в результате изменения удельной энергии когезии (E_{coh}) первичных агломератов при их различных концентрациях (ξ_{ch}) в псевдоожиженном слое. Ещё раз подчеркнём, что в принятой модели первичные агломераты испытывают когезионное взаимодействие как между собой, так и со вторичными агломератами, в то время как вторичные не проявляют когезию друг к другу. Концентрация первичных агломератов ξ_{ch} варьировалась от 0 до 17%. Генерация слоя частиц осуществлялась путём «набрасывания» в непродуваемый реактор небольших порций частиц, которые распределялись в нижней части реактора под действием силы тяжести. На начальном этапе генерации слоя частиц в реактор помещались частицы, обладающие большой плотностью (10^3 кг/м³), для того чтобы образовать в нижней части реактора неподвижный плотный слой. Количество тяжёлых частиц составляло около 10% от их общего числа. Этот плотный слой оставался неподвижным при подаче ожижающего газа, создавая высокое гидродинамическое сопротивление и обеспечивая достаточно равномерный расход газа, задаваемый постоянным перепадом давления на реакторе. Этот перепад выбирался таким образом, чтобы средняя по сечению реактора скорость газовой смеси приблизительно в 10 раз превышала минимальную скорость псевдоожижения агломератов, что соответствует реальным режимам синтеза МУНТ. Для рассматриваемой задачи эта скорость подачи газа составляла 3–5 мм/с.

Рис. З иллюстрирует переход псевдоожиженного слоя агломератов в режим с малыми скоростями движения частиц (APF) при увеличении $E_{\rm coh}$. Как видно из рисунка, такое изменение режима псевдоожижения возможно только при достаточно высокой концентрации первичных агломератов с высокой когезией: начиная с $\xi_{\rm ch} = 12\%$ и $E_{\rm coh} \ge 2.10^3$ Дж/м³ все значения средней скорости частиц практически сливаются в одну горизонтальную линию. Следует отметить очень сильное уменьшение скорости частиц, практически на порядок, при переходе к режиму APF. Также отмечается резкое снижение и флуктуаций скорости частиц.



Рис. 3. Средние скорости частиц и их среднеквадратичные отклонения в зависимости от концентрации первичных агломератов при различных энергиях когезии. Большая величина среднеквадратичных отклонений (вертикальные линии соответствующего цвета) для режимов интенсивного псевдоожижения связана с большими флуктуациями

Несмотря на такое значительное уменьшение подвижности агломератов при рассмотренном изменении режима псевдоожижения, полной консолидации слоя не происходит – частицы продолжают медленно перемещаться, изменяя своё взаимное расположение. На рис. 4 представлены радиальные функции распределения частиц вокруг первичных агломератов при различных концентрациях последних и различных энергиях когезии. Вид функций распределения показывает уплотнение близлежащего к первичному агломерату слоя частиц при увеличении $E_{\rm coh}$, однако дальний порядок в последующих слоях не образуется. Такое поведение «заторможенного» псевдоожиженного слоя объясняется низкой концентрацией первичных агломератов (~12%), при которой происходит переход к режиму с низкими скоростями движения частиц: каждый такой агломерат окружается «шубой» из 4–6 вторичных, которые блокируют его когезионное взаимодействие с другими агломератами, находящимися вне ближайшего окружения, и двигается достаточно свободно.



Рис. 4. Радиальные функции распределения частиц g(r) вокруг первичных агломератов при различных $E_{\rm coh}$; концентрация агломератов 12%

Несмотря на то, что модельный псевдоожиженный слой, «заторможенный» когезией первичных агломератов, сохраняет состояние движения, в реальности переход к режиму низкоскоростного движения частиц оказывается опасным с точки зрения процесса синтеза МУНТ. Причиной этого является резкое падение скорости движения агломератов в псевдоожиженном слое, что может способствовать росту неоднородностей слоя, связанных с развитием его неустойчивости по отношению к образованию локальных застойных зон. Действительно, если при больших скоростях движения частиц образовавшиеся зоны с повышенной плотностью могут быть разрушены в результате сильного перемешивания, то в «заторможенном» слое существует вероятность того, что такая флуктуация ещё дополнительно замедлится, поскольку она обладает дополнительным гидродинамическим сопротивлением и скорость газа внутри неё упадёт ещё сильнее. Поскольку в реальном процессе синтеза МУНТ вторичные агломераты также обладают определённой когезией друг к другу и продолжают расти, может происходить их срастание внутри рассматриваемой флуктуации, что приведёт к образованию «гигантского» агломерата, псевдоожижение которого при заданной скорости газа вообще становится невозможным.

В пользу гипотезы об образовании описанным способом «гигантского» кластера говорит и оценка минимальной энергии когезии, при которой два агломерата при столкновении становятся навсегда связанными при заданной их начальной относительной скорости. Анализ решения задачи о столкновении двух шаров в рамках используемой в работе контактной модели Джонсона–Кендалла–Робертса показывает, что такая минимальная энергия когезии является не очень сильной функцией скорости движения частиц: $E_{\rm coh}^{\min} \sim V_0^{2/5}$. Однако поскольку при переходе к «заторможенному» режиму псевдоожижения падение скорости оказывается очень значительным (на порядок), то в случае если энергия когезии между вторичными агломератами будет в 2.5 раза меньше энергии первичных, этого уже может оказаться достаточным для полного «замораживания» всего псевдоожиженного слоя.

В заключение необходимо также отметить, что полученная при моделировании критическая концентрация первичных агломератов в 12%, при которой происходит переход к

режиму с малыми скоростями движения частиц, является достаточно универсальной. В частности, если рассмотреть ситуацию с более высокой скоростью подачи газовой смеси, но при этом увеличить энергию когезии так, чтобы переход к низкоскоростному режиму оказался по-прежнему возможным, то этот переход должен происходить приблизительно при той же концентрации частиц с высокой когезией. По существу, природа этого перехода носит геометрический характер, аналогично тому как это имеет место в перколяционных задачах. Таким образом, полученная в результате проведенного моделирования критическая концентрация первичных агломератов является достаточно универсальным ограничением на числовую плотность частиц свежего катализатора, загружаемого в реактор синтеза МУНТ в процессе его перезагрузки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (проект № Т20Р-349).

Авторы выражают благодарность В. Л. Кузнецову и С. И. Мосеенкову (Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН) за предоставленные экспериментальные данные по динамике слоя МУНТ в ротационном реометре.

Литература

1. Agglomerated CNTs synthesized in a fluidized bed reactor: agglomerate structure and formation mechanism / Y. Hao, Z. Qunfeng, W. Fei, Q. Weizhong, L. Guohua // Carbon. – 2003. – Vol. 41. – Pp. 2855–2863.

2. Liu, Q. New technique of synthesizing single-walled carbon nanotubes from ethanol using fluidized-bed over Fe–Mo/MgO catalyst / Q. Liu, Y. Fang // Spectrochim. Acta, Part A. Mol. Biomol. Spectrosc. – 2006. – Vol. 64 (2). – Pp. 296–300.

3. Catalytic production of carbon nanotubes by fluidized-bed CVD / R. Philippe, A. Morançais, M. Corrias, B. Caussat, Y. Kihn, P. Kalck, P. Serp // Chem. Vapor Deposit. – 2007. – Vol. 13 (9). – Pp. 447–457.

4. Improving the synthesis of high purity carbon nanotubes in a catalytic fluidized bed reactor and their comparative test for hydrogen adsorption capacity / F. R.García-García, M. Pérez-Cabero, D. M. Nevskaia, I. Rodríguez-Ramos, A. Guerrero-Ruiz // Catalysis Today. – 2008. – Vol. 133. – Pp. 815–821.

5. High-quality multiwalled carbon nanotubes from catalytic decomposition of carboneous materials in gas Solid fluidized beds / S. Y. Son,Y. Lee, S. Won, D. H. Lee, S. H. Kim, S. W. Sung // Ind. Eng. Chem. Res. – 2008. – Vol. 47 (7). – Pp. 2166–2175.

6. Fluidized bed catalytic chemical vapor deposition synthesis of carbon, nanotubes – a review / F. Danafar, A. Fakhru'l-Razi, M. A. M. Salleh, D. R. A. Biak // Chemical Engineering Journal. – 2009. – Vol. 155. – Pp. 37–48.

7. Catalytic CVD synthesis of carbon nanotubes: towards high yield and low temperature growth / A. Magrez, J. W. Seo, R. Smajda, M. Mionić, L. Forró // Materials. – 2010. – Vol. 11. – Pp. 4871–4891.

8. Dasgupta K. Fluidized bed synthesis of carbon nanotubes – review / K. Dasgupta, J. B. Joshi, S. Banerjee // Chemical Engineering J. – 2011. – Vol. 171 (3). – Pp. 841–869

9. Fluidized bed synthesis of carbon nanotubes: reaction mechanism, rate controlling step and overall rate of reaction / K. Dasgupta, J. B. Joshi, H. Singh, S. Banerjee // AIChE J. – 2014. – Vol. 60 (8). – Pp. 2882–2892.

10. A comprehensive review on carbon nano-tube synthesis using chemical vapor deposition / M. Pant, R. Singh, P. Negi, K. Tiwari, Y. Singh // Materials Today: Proceedings. – 2021. – Vol. 46. – Pp. 11250–11253.

11. Herrera-Ramirez, J. M.An overview of the synthesis, characterization, and applications of carbon nanotubes / J. M. Herrera-Ramirez, R. Perez-Bustamante, A. Aguilar-Elguezabal // Carbon-Based Nanofillers and Their Rubber Nanocomposites. – 2019. – Pp. 47–75.

12. Carbon nanotube: controlled synthesis determines its future / Sh. Zhang, L. Qian, Q. Zhao, Z. Wang, D. Lin, W. Liu, Y. Chen, J. Zhang // Sci. China Mater. – 2020. – Vol. 63 (1). – Pp. 16–34.

13. Influence of catalysts' activation on their activity and selectivity in carbon nanotubes synthesis / A. Usoltseva, V. Kuznetsov, N. Rudina, E. Moroz, M. Haluska, S. Roth // Physica Status Solidi (B). – 2007. – Vol. 244 (11). – Pp. 3920–3924.

14. Multiwall carbon nanotubes. Boreskov Institute of Catalysis. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://en.catalysis.ru/block/index.php?ID=27&SECTION_ID=1686. – Дата доступа: 28.08.2023.

15. Simulation of transient processes of the catalytic synthesis of carbon nanotubes in a fluidized bed / O. S. Rabinovich, V. A. Borodulya, A. N. Blinova, V. L. Kuznetsov, A. I. Delidovich, D. V. Krasnikov // Theor. Found Chem Eng. – 2014. – Vol. 48, No 1. – Pp. 1–14.

16. A model for catalytic synthesis of carbon nanotubes in a fluidized-bed reactor: effect of reaction heat / O. Rabinovich, A. Tsytsenka (Blinova), V. Kuznetsov, S. Moseenkov, D. Krasnikov // Chemical Engineering J. – 2017. – Vol. 329. – P. 137391.

17. Influence of catalyst characteristics on the formation of MWCNT agglomerates during the synthesis in a fluidized bed reactor / V. L. Kuznetsov, S. I. Moseenkov, A. V. Zavorin, G. V. Golubtsov, V. V. Goidin, O. S. Rabinovich, A. I. Malinouski, M. Yu. Liakh // Chemical Engineering J. – 2022. – Vol. 447. – P. 13739.

18. Fluidization and agglomerate structure of SiO₂ nanoparticles / Y. Wang, G. Gu, F. Wei, J. Wu // Powder Technology. – 2002. – Vol. 124 (1-2). – Pp. 152–159.

19. The large-scale production of carbon nanotubes in a nano-agglomerate fluidizedbed reactor / Y. Wang, F. Wei, G. Luo, H. Yu, G. Gu // Chemical Physics Letters. – 2002. – Vol. 364 (5-6). – Pp. 568–572.

20. Wei, F. Fluidization of carbon nanotubes / F. Wei, C. Huang, Y. Wang // China Particuology. - 2005. - Vol 3 (1-2). - Pp. 40-41.

21. Gas fluidization characteristics of nanoparticle agglomerates / C. Zhu, Q. Yu, R. N. Dave, R. Pfeffer // AIChE J. – 2005. – Vol. 51 (2). – Pp. 426–439.

22. On impacts of solid properties and operating conditions on the performance of gas-solid fluidization systems / Y. Wang, Y. Cheng, Y. Jin, H. T. Bi // Powder Technology. – 2007.– Vol. 172. – Pp. 167–176.

23. van Ommen, J. R. Fluidization of nanopowders: a review / J. R. van Ommen, J. M. Valverde, R. Pfeffer // J. of Nanoparticle Research. – 2012. – Vol. 14. – Pp. 1–29.

24. Millán, J. M. V. Fluidization of Fine Powders: Cohesive Versus Dynamical Aggregation. – London : Springer,2012. –134 p.

25. Fluidization behaviors of different types of multi-walled carbon nanotubes in gas–solid fluidized beds / S. W. Jeong, J. H. Lee, J. Kim, D. H. Lee // J. of Industrial and Engineering Chemistry. – 2016. – Vol. 35. – Pp. 217–223.

26. Raganati, F. Gas-solid fluidization of cohesive powders / F. Raganati, R. Chirone, P. Ammendola // Chemical Engineering Research and Design. – 2018. – Vol. 133. – Pp. 347–387.

27. On the fluidization of cohesive powders: differences and similarities between microand nano-sized particle gas-solid fluidization / R. Kamphorst, K. Wu, S. Salameh, G. M. Meesters, J. R. van Ommen // The Canadian Journal of Chemical Engineering. – 2023. – Vol. 101 (1). – Pp. 227–243.

28. Geldart, D. Types of gas fluidization // Powder Technology. – 1973. – Vol. 7. – Pp. 285–292.

29. Tsuji, Y. Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed / Y. Tsuji, T. Kawaguchi, T. Tanaka // Powder Technology. – 1993. – Vol. 77 (1). – Pp. 79–87.

30. Review and implementation of CFD-DEM applied to chemical process systems / S. Golshan, R. Sotudeh-Gharebagh, R. Zarghami, N. Mostoufi, B. Blais, J. A. M. Kuipers // Chemical Engineering Science. – 2020. – Vol. 221. – P. 115646.

31. Mikami, T. Numerical simulation of cohesive powder behavior in a fluidized bed / T. Mikami, H. Kamiya, M. Horio // Chemical engineering science. – 1998. – Vol. 53 (10). – Pp. 1927–1940.

32. Wang, X. S. Application of discrete element method simulation for studying fluidization of nanoparticle agglomerates / X. S. Wang, F. Rahman, M. J. Rhodes // The Canadian J. of Chemical Engineering. – 2008. – Vol. 86 (3). – Pp. 514–522.

33. Gu, Y.A modified cohesion model for CFD–DEM simulations of fluidization / Y. Gu, A. Ozel, S. Sundaresan // Powder Technology. – 2016. – Vol. 296. – Pp. 17–28.

34. An adhesive CFD-DEM model for simulating nanoparticle agglomerate fluidization / D. Liu, B.G. van Wachem, R. F. Mudde, X. Chen, J. R. van Ommen // AIChE J. – 2016. – Vol. 62 (7). – Pp. 2259–2270.

35. Characterization of fluidized nanoparticle agglomerates by using adhesive CFD-DEM simulation / D. Liu, B. G. van Wachem, R. F. Mudde, X. Chen, J. R.van Ommen // Powder Technology. – 2016. – Vol. 304. – Pp. 198–207.

36. Coarse graining Euler-Lagrange simulations of cohesive particle fluidization / J. Tausendschön, J. Kolehmainen, S. Sundaresan, S. Radl // Powder Technology. – 2020. – Vol. 364. – Pp. 167–182.

37. CFD-DEM investigation on the agglomeration behavior of micron-sized combusted iron fines / X. Liu, C. J. M. Hessels, N. G. Deen, Y. Tang // Fuel. – 2023. – Vol. 346. – P. 128219.

38. Theory of elasticity / L. D. Landau, E. M. Lifshitz. –Vol. 7 of Course of Theoretical Physics. – Oxford : Pergamon Press, 1986. – 195 p.

39. Johnson, K. L. Surface energy and the contact of elastic solids / K. L. Johnson, K. Kendall, A. Roberts // Proceedings of the Royal Society of London. A. – 1971. – Vol. 324 (1558). – Pp. 301–313.

40. CFDEM®coupling. Open Source CFD-DEM Framework. TheCFD-DEMMethod. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.cfdem.com/cfdemrcoupling-open-source-cfd-dem-framework. – Дата доступа: 28.08.2023.

41. LIGGGHTS(R)-PUBLIC Documentation. Version 3.X / granmodelhertzmodel. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.cfdem.com/media/DEM/docu/gran_model_hertz.html. – Дата доступа: 28.08.2023.

42. OpenFOAM®Documentation. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.openfoam.com/documentation/overview. – Дата доступа: 28.08.2023.

43. Numerical and experimental study on multiple-spout fluidized beds / M. S. Van Buijtenen, W. J. Van Dijk, N. G. Deen, J. A. M. Kuipers, T. Leadbeater, D. J. Parker // Chemical Engineering Science. – 2011. – Vol. 66 (11). – Pp. 2368–2376.

44. Koch, D. L. Inertial effects in suspension and porous-media flows / D. L. Koch, R. J. Hill // Annual Review of Fluid Mechanics. – 2001. – Vol. 33 (1). – Pp. 619–647.

45. Johnson, K. L. Surface energy and the contact of elastic solids / K. L. Johnson, K. Kendall, A. Roberts // Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences. – 1971. – Vol. 324 (1558). – Pp. 301–313.

46. LIGGGHTS(R)-PUBLIC Documentation. Version 3.X / gran cohesion sjkr2 model. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.cfdem.com/media/DEM/docu/ gran cohesion sjkr2.html. – Дата доступа: 28.08.2023.

47. Di Renzo, A. An improved integral non-linear model for the contact of particles in distinct element simulations // A. Di Renzo, F. P. Di Maio // Chemical Engineering Science. – 2005. – Vol. 60 (5). – Pp. 1303–1312.

Ю. С. Теплицкий, Е. А. Пицуха

К РАСЧЕТУ ТРУБЧАТОГО КОНДЕНСАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕННИКА В РАМКАХ МОДЕЛИ УПОРЯДОЧЕННОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЫ

Введение. Конденсационные теплообменники широко используются в холодильной технике, энергетике и т. д. Их расчет сопряжен с известными трудностями, связанными с особенностями течения конденсата и пара, которое может быть как ламинарным, так и турбулентным. Течение охлаждающей жидкости в межтрубном пространстве также имеет свои особенности, связанные в первую очередь с геометрией пучка и величиной скорости в зазорах между трубами. Сочетание перечисленных факторов делает задачу о теплообмене при конденсации пара в трубном пучке достаточно сложной и затрудняет ее строгое и полное решение. Это обосновывает полезность разработки приближенных моделей, способных, как это обычно бывает [1], описать те или иные важные особенности процессов.

Формулировка модели. В настоящей работе для описания конденсационного трубчатого теплообменника используется представление о нем как упорядоченной гетерогенной системе. Подобная модель была впервые предложена в [2] для теплогидравлических расчетов реакторов и теплообменников и затем независимо в [3] для расчета конденсационного теплообменника при конденсации парогазовой смеси на выходе из котла. В [4] аналогичная модель была использована для описания теплопереноса в активной зоне ядерного реактора. Во всех случаях прозрачность аналогии трубных пучков с двухмерными высокопористыми дисперсными системами и простота модели доказали свою эффективность и позволили установить некоторые важные особенности тепловых процессов, связанных в том числе с их геометрией.

Система уравнений, описывающих процесс переноса тепла от пленки стекающего по вертикальной внутренней стенке трубы конденсата к охлаждающей жидкости в межтрубном пространстве, имеет вид

$$c_{\rm f}J_{\rm f}\frac{dT_{\rm f}}{dx} = \frac{4(1-\varepsilon)K}{d_{\rm t}}(T_{\rm st}-T_{\rm f}), \qquad (1)$$

$$r\frac{dJ_{\rm I}}{dx} = \frac{4(1-\varepsilon)K}{d_{\rm t}} \left(T_{\rm f} - T_{\rm st}\right).$$
⁽²⁾

Граничные условия:

$$x = 0, T_{\rm f}(0) = T_0,$$
 (3)

$$x = H, J_1(H) = 0.$$
 (4)

Система (1)–(4) описывает теплопередачу в конденсационном теплообменнике при противоточном движении пленки конденсата и охлаждающей жидкости. Уравнения (1), (2) имеют стандартный вид одномерной модели переноса тепла в тепловыделяющем зернистом слое без учета молекулярной теплопроводности по оси x [5].

Такая постановка позволяет достаточно легко описать влияние на процесс теплопереноса геометрии трубного пучка, которая учитывается в обменных членах (1) и (2) коэффициентом 4 $(1 - \varepsilon)/d_t$. Последний представляет собой площадь поверхности труб в единице объема аппарата. Следует отметить, что аналогичная величина для засыпки из шаров диаметром *d* составляет 6 $(1 - \varepsilon)/d$ [5]. Сложение (1) и (2) позволяет получить балансовое уравнение

$$-r\frac{dJ_1}{dx} = c_f J_f \frac{dT_f}{dx},$$
(5)

которое непосредственно свидетельствует о механизме процесса.

Коэффициент теплопередачи в (1) и (2) рассчитывается по зависимости

$$K = \frac{1}{1/\langle \alpha_1 \rangle + 1/\alpha_f^* + \delta_t / \lambda_t} \approx \frac{1}{1/\langle \alpha_1 \rangle + 1/\alpha_f^*}.$$
 (6)

При использовании для расчета коэффициентов <α_l> и α^{*} имеющихся литературных зависимостей [1, 6] отпадает необходимость в уравнении (2).

Коэффициент α₁, характеризующий интенсивность теплообмена стекающей пленки конденсата с внутренней стенкой трубы, определяется выражением [6]

$$\alpha_{1}(x) = \frac{\lambda_{1}}{\delta_{1}(x)}.$$
(7)

В настоящей работе для упрощения используется усредненная по высоте трубы величина $<\alpha_l>$, которая при $T_{st} - T_w = \text{const}$ в случае неподвижного пара определяется формулой Нуссельта [6]:

$$\langle \alpha_1 \rangle = 0.943 \sqrt[4]{\frac{r \rho_1^2 g \lambda_1^3}{\mu_1 (T_{\rm st} - T_{\rm w}) H}}.$$
 (8)

Следует отметить, что из-за неопределенности величины T_w коэффициент $\langle \alpha_l \rangle$ также не может быть точно рассчитан. Однако вид его функциональной зависимости от $(T_{st} - T_w)$ и вхождение в $K \langle \alpha_l \rangle$ вместе с α_f делают погрешность расчета коэффициента теплопередачи K из-за неопределенности T_w минимальной (рис. 1).

Коэффициент теплообмена α_{f}^{*} определяется в турбулентном режиме течения охлаждающей жидкости в трубе диаметром d_{t}^{*} по формуле Михеева [6]:

$$\alpha_{\rm f}^* = 0.021 \frac{\lambda_{\rm f}}{d_{\rm t}^*} \left({\rm Re}_{\rm f}^* \right)^{0.8} {\rm Pr}_{\rm f}^{0.33} \,. \tag{9}$$

Эквивалентный диаметр трубы [7]

$$d_{t}^{*} = 4 \frac{F}{P_{h}} \approx \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} d_{t} .$$
⁽¹⁰⁾

Легко видеть, что коэффициент $\alpha_{\rm f}^{*}$ связан с порозностью пучка є соотношением

$$\alpha_{\rm f}^* = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\right)^{0.2} \alpha_{\rm f} , \qquad (11)$$

в котором α_f – коэффициент теплообмена при турбулентном течении жидкости в гладкой трубе с внутренним диаметром *d*_t [6]:

$$\alpha_{\rm f} = 0.021 \frac{\lambda_{\rm f}}{d_{\rm t}} {\rm Re}_{\rm f}^{0.8} {\rm Pr}_{\rm f}^{0.33}.$$
 (12)

С учетом равенства $J_f = \rho v_f \epsilon$ уравнение (1) примет вид

$$\frac{dT_{\rm f}}{dx} = \frac{4(1-\varepsilon)}{\varepsilon d_{\rm t}} \frac{K}{c_{\rm f} \rho_{\rm f} v_{\rm f}} (T_{\rm st} - T_{\rm f}), \qquad (13)$$

а в безразмерной форме

$$\frac{d\theta_{\rm f}}{d\xi} = B \operatorname{St}(\theta_{\rm st} - \theta_{\rm f}).$$
(14)

Безразмерный коэффициент

$$B = \frac{4(1-\varepsilon)H}{\varepsilon d_{t}} = \frac{4H}{d_{t}^{*}}$$
(15)

включает в себя основные геометрические параметры трубного пучка, которые влияют на интенсивность нагрева охлаждающей жидкости.

С учетом принятых допущений интегрирование уравнения (14) приводит к следующей простой зависимости для определения $T_{\rm f}(x)$:

$$\frac{\theta_{\rm st} - \theta_{\rm f}}{\theta_{\rm st}} = \frac{T_{\rm st} - T_{\rm f}\left(x\right)}{T_{\rm st} - T_{\rm 0}} = \exp\left(-B\mathrm{St}\xi\right). \tag{16}$$

При ξ = 1 получим величины максимального нагрева охлаждающей жидкости

$$T_{\rm f}^{\rm max} = T_{\rm f} (H) = T_{\rm st} - \exp(-B{\rm St})(T_{\rm st} - T_0).$$
(17)

Полученные зависимости (16), (17) имеют простой вид и удобны для практического использования.

Результаты. На рис. 1 показаны зависимости $T_f(x)$ при разных величинах порозности пучка, построенные по (16). Следует отметить, что отсутствие контакта между трубами приводит к возможности существенного варьирования величины ε : 0.215 < ε < 1. Как известно [8], в зернистых слоях порозность может изменяться довольно в узких пределах: ε = 0.32–0.45.



Рис. 1. Распределение температуры воды $T_f(x)$ по высоте теплообменника при разных значениях порозности пучка: $1 - \varepsilon = 0.25$; 2 - 0.4; 3 - 0.6; 4 - 0.75. $T_0 = 20$ °C; $T_{st} = 100$ °C; $T_w = 20$ °C(\blacksquare), 50 °C(\blacksquare), 80 °C(\blacksquare); $r = 22 \cdot 10^5$ Дж/кг; g = 9.8 м/с²; $\rho_f = \rho_l = 1000$ кг/м³; $d_t = 0.025$ м; $\mu_f = \mu_l = 0.00035$ кг/(м·с); $\lambda_f = \lambda_l = 0.55$ Вт/(м·К); $C_f = 4200$ Дж/(кг·К); $Pr_f = 3.5$; H = 2 м; $v_f = 0.1$ м/с

На рис. 2 показаны зависимости выходной (максимальной) температуры охлаждающей жидкости $T_f(H)$ при различных величинах порозности пучка ε . На рис. 3 приведены зависимости выходной (максимальной) температуры охлаждающей жидкости $T_f(H)$ при различных величинах ее скорости v_f , а на рис. 4 – зависимости $T_f(x)$ при различных величинах внешнего диаметра трубы d_t .



Рис. 2. Зависимость выходной температуры воды $T_{\rm f}(H)$ от высоты теплообменника H при разных значениях порозности пучка: $1 - \varepsilon = 0.25$; 2 - 0.4; 3 - 0.6; 4 - 0.75. $T_0 = 20$ °C; $T_{\rm st} = 100$ °C; $T_{\rm w} = 50$ °C; $r = 22 \cdot 10^5$ Дж/кг; $\rho_{\rm f} = \rho_{\rm l} = 1000$ кг/м³; $\mu_{\rm f} = \mu_{\rm l} = 0.00035$ кг/(м·c); $\lambda_{\rm f} = \lambda_{\rm l} = 0.55$ Вт/(м·K); g = 9.8 м/с²; $C_{\rm f} = 4200$ Дж/(кг·K); $\Pr_{\rm f} = 3.5$; $d_{\rm t} = 0.025$ м; $v_{\rm f} = 0.1$ м/с



Рис. 3. Распределение температуры воды $T_{\rm f}(x)$ по высоте теплообменника при разных величинах скорости: $I - v_{\rm f} = 0.5 \text{ м/c}$; 2 - 0.4 м/c; 3 - 0.3 м/c; 4 - 0.2 м/c; 5 - 0.1 м/c. $T_0 = 20 \text{ °C}$; $T_{\rm st} = 100 \text{ °C}$; $T_{\rm w} = 50 \text{ °C}$; $r = 22 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$; $g = 9.8 \text{ м/c}^2$; $\rho_{\rm f} = \rho_{\rm l} = 1000 \text{ кг/m}^3$; $\varepsilon = 0.4$; $\mu_{\rm f} = \mu_{\rm l} = 0.00035 \text{ кг/(м·c)}$; $\lambda_{\rm f} = \lambda_{\rm l} = 0.55 \text{ BT/(M·K)}$; $C_{\rm f} = 4200 \text{ Дж/(кг·K)}$; $\Pr_{\rm f} = 3.5$; $d_{\rm t} = 0.025 \text{ m}$; H = 2 m

Заключение. В рамках предложенной ранее модели упорядоченной гетерогенной системы разработан простой инженерный метод расчета нагрева охлаждающей жидкости в трубчатом конденсационном теплообменнике. Сформулирован обобщенный геометрический параметр пучка B (15), который включает важнейшие геометрические характеристики – порозность, внешний диаметр труб, высоту. Полученные зависимости (16), (17) имеют простой вид и удобны для практического использования.



Рис. 4. Распределение температуры воды $T_f(x)$ по высоте теплообменника при разных величинах наружного диаметра трубы: $1 - d_t = 0.025$ м; 2 - 0.038. $T_0 = 20$ °C; $T_{st} = 100$ °C; $T_w = 50$ °C; $r = 22 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$; $g = 9.8 \text{ м/c}^2$; $\rho_f = \rho_l = 1000 \text{ кг/m}^3$; $\mu_f = \mu_l = 0.00035 \text{ кг/(м·c)}$; $\lambda_f = \lambda_l = 0.55 \text{ Bt/(м·K)}$; $C_f = 4200 \text{ Дж/(кг·K)}$; $\Pr_f = 3.5$; H = 2 м; $v_f = 0.1 \text{ м/c}$; $\varepsilon = 0.4$

Обозначения

 $B = 4 (1 - \varepsilon) H/(\varepsilon d_t)$ – геометрический параметр пучка; c_f – теплоемкость охлаждающей жидкости, Дж/(кг·К); dt – наружный диаметр трубы, м; dt – эквивалентный диаметр трубы, м; F – площадь проходного сечения, м²; g – ускорение свободного падения, м/c²; H – высота трубы, м; J_f – массовый расход охлаждающей жидкости в расчете на полное сечение аппарата, $\kappa r/(m^2 \cdot c); J_1 = (1 - \varepsilon) \cdot J_1^*$ – массовый расход конденсата в расчете на полное сечение аппарата, кг/(м²·с); J₁* – массовый расход конденсата в расчете на сечение аппарата, занятого трубами, кг/(м²·с); К – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К); Рг_f – число Прандтля охлаждающей жидкости; $P_{\rm h}$ – смоченный периметр, м; $\operatorname{Re}_{\rm f} = v_{\rm f} \rho_{\rm f} d_t / \mu_{\rm f}$, $\operatorname{Re}_{\rm f}^* = v_{\rm f} \rho_{\rm f} d_t^* / \mu_{\rm f}$ – числа Рейнольдса; r – теплота фазового перехода, Дж/кг; St = $K/(c_f \rho_f v_f)$ – число Стэнтона; T_{st} – температура насыщенного пара, К; T_f – температура охлаждающей жидкости, К; T_w – температура внутренней стенки трубы, К; T₀ – начальная температура охлаждающей жидкости, К; v_f – скорость охлаждающей жидкости в зазорах между трубами, м/с; х – вертикальная координата, м; < средний коэффициент теплообмена пленки конденсата с внутренней поверхностью трубы, Вт/(м²·К); а_f* - коэффициент теплообмена охлаждающей жидкости с наружной поверхности трубы, Bт/(м²·K); δ_l, δ_t – толщины пленки конденсата и стенки трубы соответственно, м; ε – порозность трубного пучка (доля сечения пучка, свободного от труб); θ_{st} = $=(T_{\rm st}-T_0)/T_0; \theta_{\rm f}=(T_{\rm f}-T_0)/T_0; \lambda_{\rm l}, \lambda_{\rm f}, \lambda_{\rm t}$ - коэффициенты теплопроводности конденсата, охлаждающей жидкости и стенки трубы соответственно, Вт/(м·К); µ_l, µ_f – коэффициенты динамической вязкости конденсата и охлаждающей жидкости соответственно, кг/(м·c); $\xi = x / H$; $\rho_{\rm l}, \rho_{\rm f}$ – плотности конденсата и охлаждающей жидкости соответственно, кг/м³.

Литература

1. Кутателадзе, С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление / С. С. Кутателадзе. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.

2. Применение модели пористого слоя к теплогидравлическим расчетам реакторов и теплообменников / М. К. Горчаков, В. М. Кащеев, А. П. Колмаков, Ю. С. Юрьев // Теплофизика высоких температур. – 1976. – Т. 14, № 4. – С. 866–871.

3. О тепловом состоянии конденсационного теплообменника / Ю. С. Теплицкий, Е. А. Пицуха, А. Р. Рослик, Э. К. Бучилко // ИФЖ. 2021. – Т. 94, № 3. С. 590–598.

4. Павлюкевич, Н. В. Моделирование теплообмена в активной зоне энергетического ядерного реактора при наличии возмущений гидравлических и энергетических параметров / Н. В. Павлюкевич, А. И. Шнип // ИФЖ. 2022. – Т. 95, № 1. С. 31–38.

5. Теплицкий, Ю. С. Процессы переноса в тепловыделяющем зернистом слое / Ю. С. Теплицкий, В. И. Ковенский. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2009. – 149 с.

6. Исаченко, В. П. Теплопередача / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. – М. : Энергоатомиздат, 1981. – 415 с.

7. Осмачкин, В. С. Гидравлическое сопротивление пучков тепловыделяющих стержней в потоке кипящей воды / В. С. Осмачкин, В. Д. Борисов. – М., 1970. – 24 с. – (Препринт / Институт атомной энергии имени И. В. Курчатова; № 1957).

8. Аэров, М. Э. Аппараты со стационарным зернистым слоем / М. Э. Аэров, О. М. Тодес, Д. А. Наринский. – Л. : Химия, 1979. – 176 с.

Ю. С. Теплицкий, Е. А. Пицуха, Э. К. Бучилко

О ПСЕВДООЖИЖЕНИИ ТРЕХКОМПОНЕНТНОГО ЗЕРНИСТОГО СЛОЯ

Введение. Техника псевдоожижения получила широкое распространение в различных отраслях промышленности. Псевдоожиженный (кипящий) слой твердых частиц обладает такими уникальными свойствами, как высокие коэффициенты теплопроводности, высокая изотермичность слоя и практически идеальное перемешивание твердой фазы. Высокие коэффициенты теплообмена с погруженными поверхностями и стенками аппарата значительно упрощают организацию отвода и подвода тепла [1].

На практике частицы кипящего слоя имеют различный полифракционный состав, который накладывает определенную специфику на гидродинамику слоя и ее учет является непростой задачей. Наличие различных рекомендаций, часто не согласующихся между собой, по расчету скорости полного ожижения полидисперсных слоев [2–8] указывает на сложность в решении проблемы.

Особенности псевдоожижения зернистых слоев.

А. Однокомпонентный слой. Для расчета скорости начала псевдоожижения используется уравнение равенства силы сопротивления и веса частиц на основе формулы Эргана [9]:

$$\rho_{\rm s}g(1-\varepsilon) = 150 \frac{\left(1-\varepsilon\right)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_{\rm f}u_{\rm mf}}{d^2} + 1.75 \frac{\rho_{\rm f}u_{\rm mf}^2(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 d}.$$
 (1)

Решение (1) относительно $u_{\rm mf}$:

$$u_{\rm mf} = \frac{\mu_{\rm f}}{\rho_{\rm f} d} \left(-42.8 \left(1 - \varepsilon \right) + \sqrt{1836 \left(1 - \varepsilon \right)^2 + 0.57 \varepsilon^3 {\rm Ar}} \right).$$
(2)

Интерполяция (2) при $\varepsilon = 0,4$ дает известную формулу Тодеса [1]

$$u_{\rm mf} = \frac{v_{\rm f}}{d} \frac{\rm Ar}{1400 + 5.22\sqrt{\rm Ar}} \,. \tag{3}$$

Б. Двухкомпонентная смесь частиц одной плотности при $d_b/d_s < 10$. В этом случае не наблюдается заметного выноса мелких частиц из "скелета" крупных – т.е. явления суффозии. Здесь также для расчета u_{mf} применима формула (3), в которой диметр частиц рассчитывается по формулам [10]:

$$d_{\rm m} = \varphi d_{\rm b} + (1 - \varphi) d_{\rm s} \,, \tag{4}$$

$$\frac{1}{d_{\rm m}} = \frac{\varphi}{d_{\rm h}} + \frac{1-\varphi}{d_{\rm s}},\tag{5}$$

где ф – массовая доля крупных частиц.

Как показано в [10], формула (4) дает результаты, лучше согласующиеся с экспериментальными.

В. Двухкомпонентная смесь частиц разной плотности при $d_{\rm b}/d_{\rm s}$ < 10. В этом случае уравнения (4) и (5) дополняются уравнением [11]

$$\rho_{\rm m} = \varphi_{\rm V} \rho_{\rm b} + (1 - \varphi_{\rm V}) \rho_{\rm s}, \qquad (6)$$

где ϕ_v – объемная доля крупных частиц.

Таким образом, слой представляется состоящим из частиц диаметром d_m и плотностью ρ_m , эти параметры используются для расчета $u_{\rm ff}$ по (2) или (3). Отметим, что эквивалентный диаметр частиц плотностью ρ_m можно определить из (3), измерив экспериментально величину $u_{\rm ff}$, рассматривая (3) как трансцендентное уравнение для расчета d_m [12]:

$$d_{\rm m} = \frac{v_{\rm f}}{u_{\rm ff}} \sqrt{(1400 + 742 \,{\rm Ly}) \,{\rm Ly}} , \qquad (7)$$

где Ly = $\frac{\rho_{\rm f} u_{\rm mf}^3}{\rho_{\rm m} v_{\rm f} g}$ – число Лященко.

В работе [12] представлен метод учета различных плотностей частиц на основе принципа гидравлической эквивалентности частиц с плотностями ρ_b и ρ_s . Применительно к бидисперсной смеси диаметр крупных частиц d_b^e приводится к плотности мелких частиц ρ_s по соотношению

$$\frac{d_{\rm b}^{\rm e}}{d_{\rm b}} = \sqrt{\frac{\rho_{\rm b}}{\rho_{\rm s}} \frac{1400 + 5.22 \frac{\rho_{\rm b}}{\rho_{\rm s}} \sqrt{\mathrm{Ar}_{\rm b}}}{1400 + 5,22 \sqrt{\mathrm{Ar}_{\rm b}}}} \,. \tag{8}$$

Скорость начала псевдоожижения смеси в этом случае рассчитывается по формуле (3), в которой диаметр частиц определяется по (4) или (5) и вместо $d_{\rm b}$ используется $d_{\rm b}^{\rm e}$.

Г. Двухкомпонентная смесь при $d_b/d_s > 20$ – явление суффозии. Очевидно, что для расчета $u_{\rm ff}$ такой смеси уравнение Эргана и его следствие (3) не справедливы. В данном случае необходимо оперировать не диаметрами частиц и их плотностями, а скоростями начала псевдоожижения u_s и u_b , которые можно рассчитать по (3). В литературе есть проверенные зависимости для расчета $u_{\rm ff}$ [13]:

$$u_{\rm ff} = \varphi u_{\rm b} + (1 - \varphi) u_{\rm s} \,, \tag{9}$$

$$\frac{u_{\rm ff}}{u_{\rm s}} - 1 = \left(\frac{u_{\rm b}}{u_{\rm s}} - 1\right) \varphi^{1.4} \,. \tag{10}$$

Как показано в [13], величины скоростей полного ожижения, рассчитанные по (9) и (10) неплохо согласуются между собой при $\phi \ge 0.5$.

Д. Трёхкомпонентная смесь при наличии суффозии. Здесь также не применимо уравнение Эргана и естественно в этом случае использовать обобщение (9) в виде

$$u_{\rm ff} = u_{\rm s} \varphi_{\rm s} + u_{\rm b} \varphi_{\rm b} + u_{\rm md} \varphi_{\rm md} \tag{11}$$

при $\phi_b + \phi_s + \phi_{md} = 1$.

Зависимость (11) можно представить как

$$u_{\rm ff} = u_{\rm s} \phi_{\rm s} + u_{\rm md} \phi_{\rm md} + u_{\rm b} (1 - \phi_{\rm s} - \phi_{\rm md}).$$
(12)

С учетом, что $u_{\rm b} \gg u_{\rm s}$, из (12) получим

$$u_{\rm ff} = u_{\rm md} \phi_{\rm md} + u_{\rm b} (1 - \phi_{\rm s} - \phi_{\rm md}), \qquad (13)$$

т. е. имеем зависимость для бинарной смеси, где эффективная массовая доля крупных частиц

$$\varphi_{\rm b}^{\rm eff} = 1 - \varphi_{\rm s} - \varphi_{\rm md} \,. \tag{14}$$

В случае, когда $u_{\rm b} \gg u_{\rm md}$, выражение (12) еще более упрощается:

$$u_{\rm ff} \cong u_{\rm b}(1 - \varphi_{\rm s} - \varphi_{\rm md}) \cong u_{\rm b}\varphi_{\rm b}.$$
⁽¹⁵⁾

Это довольно простая и «изящная» формула позволяет определить $u_{\rm ff}$ по величинам $u_{\rm b}$ и $\varphi_{\rm b}$. Скорость $u_{\rm b}$ легко измерить экспериментально.

Экспериментальное исследование. В качестве объектов исследования использовались смеси частиц инерта (песок оливиновый (ПО), $d_s = 0.32$ мм, $\rho_s = 3300$ кг/м³), полимерного материала (полиэтилен (ПЭ), квадратные пластины $10 \times 10 \times 1,1$ мм, $\rho_s = 975$ кг/м³) и биотоплива (пеллеты из соломы (ПС), цилиндры диаметром 6 мм и средней высотой 13 мм, $\rho_s = 1240$ кг/м³). Массовая доля компонентов в исследуемых смесях изменялась в следующих диапазонах: оливиновый песок – 33–98%, полиэтилен – 1–33%, пеллеты – 1–33%. В исследуемых смесях массовые доли полиэтилена и пеллет были равны.

Скорости начала псевдоожижения определялись стандартным методом гидравлического взвешивания слоя в прозрачной колонне из кварцевого стекла диаметром 60 мм.

Анализ полученных результатов. Скорость начала псевдоожижения каждого отдельного компонента смеси предварительно определялась экспериментально и составляла 0,1; 2,3; 3,1 м/с для оливинового песка, пеллет и пластика соответственно.

Эксперименты показали, что псевдоожижение пластика сопровождается периодическим поршнеобразованием, что существенно влияет на вид кривой псевдоожижения. Значение скорости начала псевдоожижения, полученное из графика, не соответствует результатам визуального наблюдения за состоянием слоя. Полное качественное псевдоожижение во всем объеме слоя достигается при скоростях фильтрации на 50% выше скорости, определенной графически.

Установлено, что при массовой доле пластика и пеллет в смеси более 4% увеличение скорости фильтрации сопровождается активным каналообразованием. Это приводит к существенным колебанием кривой псевдоожижения и невозможности определения скорости начала псевдоожижения по графику. Скорость начала псевдоожижения рассматриваемых смесей целесообразно определять по кривой обратного хода, т. е. при снижении скорости фильтрации воздуха (рис. 1).



Рис. 1. Кривые псевдоожижения прямого и обратного хода для смеси ПО (89,2 мас.%) + ПС (5,4 мас.%) + ПЭ (5,4 мас.%)

На рис. 2 приведены кривые псевдоожижения смесей при различных массовых долях компонентов. Как видно, с ростом доли крупных и средних частиц скорость начала псевдоожижения трехкомпонентной смеси быстро возрастает.



Рис. 2. Кривые псевдоожижения трехкомпонентных смесей: 1 – массовая доля ПС и ПЭ составляет 5,4%; 2 – 8,3%; 3 – 10%; 4 – 12,1%; 5 – 15%

Псевдоожижение смесей с суммарной долей полиэтилена и пеллет более 15% сопровождается явлением суффозии.

При переходе в псевдоожиженное состояние смесей с массовой долей частиц инерта 70% наблюдается явление уноса этих частиц из колонны. С уменьшением доли инерта в смеси явление уноса усиливается. Это связано с увеличением скорости фильтрации до значений скорости витания (уноса) для данных частиц. Очевидно, можно говорить о наличии критической массовой доли мелких частиц в смеси, при которой возможно качественное псевдоожижение.

В таблице приведены измеренные и рассчитанные по (11) величины скорости полного псевдоожижения трехкомпонентной смеси при разной массовой доле компонентов. Как видно, при суммарной массовой доле полиэтилена и пластика до 15% расчет по (11) дает завышенные значения скорости полного ожижения трехкомпонентной смеси в 1,5–2 раза.

Массовая доля компонента в смеси, %				<i>и</i> _{ff} , м/с,
Оливиновый песок	Полиэтилен	Пеллеты из соломы	$(u_{\rm ff})_{\rm 3Kcn}, M/C$	по (11)
100	0	0	0,1	0,1
0	100	0	3,1	3,1
0	0	100	2,3	2,3
97,6	1,2	1,2	0,105	0,16
96,2	1,9	1,9	0,12	0,2
94	3	3	0,15	0,25
89,2	5,4	5,4	0,19	0,38
83,4	8,3	8,3	0,34	0,53
80	10	10	0,6	0,62
75,8	12,1	12,1	0,77	0,73
70	15	15	1,1	0,88
33,3	33,3	33,3	Вынос инерта	1,83
			ИЗ КОЛОННЫ	

Расчетные и экспериментальные данные скорости полного псевдоожижения исследуемых смесей

В диапазоне значений массовой доли от 15% до 30% расчеты по (11) хорошо согласуются с опытными величинами $u_{\rm ff}$. При значениях более 30%, как упоминалось выше, начинают проявляться явления уноса инертного материала из слоя и начальное массовое соотношение компонент в смеси в процессе эксперимента изменяется. При одинаковой массовой доле всех трех компонент смеси псевдоожижения добиться не удалось из-за полного выноса инерта из колонны.

Обозначения

$$Ar_{b} = \frac{gd_{b}^{3}}{v_{f}^{2}} \left(\frac{\rho_{b}}{\rho_{f}} - 1 \right) -$$
число Архимеда для крупных частиц; d_{m} – эквивалентный диа-

метр смеси частиц, м; d_b – средневесовой диаметр крупных частиц, м; d_s – средневесовой диаметр мелких частиц, м; d_b^e – эквивалентный диаметр крупных частиц, отнесенный к плотности ρ_s , м; g – ускорение свободного падения, м/c²; u_{mf} – скорость начала псевдоожижения, м/c; u_{ff} – скорость полного ожижения трехкомпонентной смеси, м/c; u_b , u_{md} , u_s – скорость начала псевдоожижения крупных, средних и мелких частиц, ε – порозность; v_f – кинематическая вязкость газа, м²/c; ρ_m – эквивалентная плотность смеси частиц, кг/м³; ρ_s , ρ_b – плотности мелких и крупных частиц, кг/м³; ρ_f – плотность газа, кг/м³; ϕ_b , ϕ_{md} , ϕ_s – массовые доли крупных, средних и мелких частиц.

Литература

1. Аэров, М. Э. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем / М. Э. Аэров, О. М. Тодес. – Л. : Химия, 1968. – 512 с.

2. KarmaKar, M. K. Fluidization behavior of binary mixture using sand and biomass / M. K. KarmaKar, S. Haldar, P. K. Chatterjee // Int. J. of Emerging Technology and Advanced Engineering. – 2012. – Vol. 2. – Is. 11. – P. 651–657.

3. Chok, V. S. Minimum and complete fluidization velocity for sand – palm shell mixtures, Part I: Fluidization behavior and characteristic velocities / V. S Chok, A. Gorin, H. B. Chua // American J. of Applied Sciences. – $2010. - N_2 7$ (6). – P. 763–772.

4. Oliveira, T. J. P. Bubbling fluidization of biomass and sand binary mixtures: Minimum fluidization velocity and particle segregation / T. J. P Oliveira., C. R. Cardoso, C. H. Ataide // Chemical Engineering and Processing. – 2013. – Vol. 72. – P. 113–121.

5. Formisani, B. Fluidization of mixtures of two Solids differing in density or size / B. Formisani, R. Girimonte., V. Vivacua // AIchE J. – 2011. – Vol. 57, No. 9. – P. 2325–2333.

6. Теплицкий, Ю. С. Скорость полного ожижения слоя полидисперсных зернистых материалов / Ю. С.Теплицкий, В. И. Ковенский // ИФЖ. – 2009. – Т. 82, № 2. – С. 296–300.

7. Rowe, P. N. Minimum fluidization velocity of multi – component particle mixtures / P. N. Rowe, A. W. Nienow // Chemical Engineering Science. – 1975. – Vol. 30. – P. 1365–1369.

8. Reina, J. Predicting the minimum fluidization velocity of polydisperse mixtures of scrapwood particles / J. Reina, E. Velo, L. Puigjaner // Powder Technology. – 2000. – Vol. 111. P. 245– 251.

9. Ergun S. Fluid flow through packed columns // Chemical Engineering Progress. – 1952. – Vol. 48. – P. 89–94.

10. Об использовании эквивалентного диаметра частиц для расчета скорости начала псевдоожижения полидисперсного зернистого слоя / Ю. С. Теплицкий, Э. К. Бучилко, Р. Л. Исьемин [и др.] // Тепло- и массоперенос – 2017 : сб. науч. тр. – Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2018. – С. 40–44.

11. Теплицкий, Ю. С. Особенности аэродинамики полидисперсных слоев частиц разной плотности / Ю. С. Теплицкий, Э. К. Бучилко, Е. А. Пицуха // Тепло- и массоперенос – 2018 :

сб. науч. тр. – Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2019. – С. 229–233.

12. Теплицкий, Ю. С. Особенности процессов переноса в полидисперсных слоях при полном и неполном ожижении / Ю. С. Теплицкий, В. И. Ковенский // ИФЖ. – 2009. – Т. 82, № 3. – С. 516–524.

13. Пицуха, Е. А. Особенности псевдоожижения бидисперсных слоев в условиях суффозии / Е. А. Пицуха, Ю. С. Теплицкий, Э. К. Бучилко // ИФЖ. – 2017. – Т. 90, № 6. – С. 1451– 1456.

Р. Э. Трухан, В. А. Лапицкая, <u>Т. А. Кузнецова</u>, А. В. Хабарова, С. А. Чижик, К. И. Делендик, О. Л. Войтик

ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО НИКЕЛЕВОГО ПОКРЫТИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ФОСФОРОМ, ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ОТЖИГЕ

Введение. Никелевые покрытия, легированные фосфором, применяются для защиты изделий от коррозии и механических повреждений [1, 2], в качестве отражающих покрытий [3] и как барьерные слои в микроэлектронике [4]. В основном такие покрытия наносятся химическим и электрохимическим методами, которые подразумевают наличие фосфора в компонентах растворов и электролитов [1, 2, 5]. Применение для таких целей вакуумно-дугового метода сопряжено с большими затратами на материалы и оборудование, но позволяет снизить количество паров токсичных газов [4, 6].

Структура никелевых покрытий толщиной 0,25–22,60 мкм сильно зависит от содержания легирующих элементов (фосфора, бор, вольфрам, медь, кобальт и др.) и метода нанесения [7]. Так, при доле фосфора Р менее 5 ат.% структура покрытия кристаллическая, а при более 5 ат.% формируется аморфная структура или твёрдый раствор замещения [2, 8, 9]. На поверхности химических и электролитических Ni-P покрытий формируется глобулярная структура из сфер разного диаметра, которые влияют на шероховатость покрытия [5]. Легирование никелевого покрытия бором приводит к образованию столбчатой структуры [10], а добавление вольфрама в никель-фосфорное покрытие способствует формированию переходной структуры от аморфно-кристаллической к нанокристаллической [11].

Никелевые покрытия обладают высокой износостойкостью, низким коэффициентом трения и управляемой шероховатостью, что позволяет применять их для снижения износа трущихся поверхностей. На шероховатость влияют структура поверхности, толщина покрытия и наличие пор, обусловленные методом нанесения [5]. Низкая шероховатость Ni-P покрытий необходима для модификации поверхности металлических зеркал [3] и создания отражающих поверхностей [12]. Использование Ni-P покрытий в качестве материала подслоя для других покрытий с минимальной толщиной 5 мкм позволяет создать антикоррозионный барьер между покрытием и подложкой [13].

Отжиг никелевых покрытий на воздухе в течение 1–4 ч изменяет их структуру, фазовый состав [14, 15] и повышает микротвердость и модуль упругости [6, 16]. При наличии в электролитическом и химическом Ni-P покрытии аморфной фазы отжиг до 400 °C приводит к переходу из аморфной в кристаллическую фазу [16]. В процессе отжига при 400–500 °C на поверхности покрытия появляется окисная пленка, а также новая окисная фаза NiO, что приводит к снижению трения покрытия [17]. При температурах выше 400 °C в никелевых покрытиях, легированных фосфором, происходят структурные изменения: увеличивается размер зёрен и образуется фаза фосфида никеля Ni₃P [17]. В работе [18] показано, что отжиг при температуре 420 °C не привёл к заметному изменению шероховатости относительно исходного покрытия, а в [19] описано повышение шероховатости после отжига в интервале температур 250–475 °C. Оптимальными условиями отжига для повышения микротвердости покрытия считают отжиг в течение 1 ч при температуре 400 °C, при котором получают самую высокую микротвердость покрытия (до 12,5 ГПа) [16, 17]. Микротвердость измеряется на глубине 1/10 толщины покрытия, что позволяет избежать влияния подложки на результат.

Определение влияния отжига до температуры 500 °С на свойства вакуумно-дуговых никелевых покрытий, легированных фосфором, представляет интерес для возможного их применения в качестве тонких защитных износостойких покрытий в приборостроении и микроэлектронике.

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния времени и условий отжига до температуры 500 °С на микротвердость и модуль упругости покрытия, морфологию поверхности и химический состав вакуумно-дуговых Ni-P покрытий.

Материалы и методы исследования. Никелевое покрытие наносили на подложку из нержавеющей стали 08Х18Н10Т вакуумно-дуговым методом на установке «Булат» [20]. Распыляемый катод содержал 6% фосфора, ток катодной дуги равен 100 А, напряжение смещения на подложке составляло –50 В. Толщина покрытия составила 2 мкм, концентрация в нем фосфора – 2 ат.%.

Отжиг покрытия проводили в муфельной электропечи SNOL 8.2/1100 (Литва) под давлением в атмосфере и относительной влажности 40%. Образец нагревался с шагом 10 °С/мин, затем в течение 30 мин отжигался при постоянной установленной температуре в 100, 200, 300, 400 и 500 °С и остывал вместе с камерой [20, 21]. Поверхность покрытия исследовали на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) JSM-7001F (JEOL, Япония) и определяли химический состав покрытия методом микрорентгеноспектрального анализа (MPCA).

Структуру и удельную поверхностную энергию покрытия до и после отжига исследовали на атомно-силовом микроскопе (ACM) Dimension FastScan (Bruker, CША) в режиме PeakForce QNM. Использовали стандартный кремниевый зонд типа CSG10_SS (TipsNano, Poccuя) с радиусом закругления острия 5 нм и жесткостью консоли 0,21 H/м. Удельная поверхностная энергия определяется по формуле [22]

$$\gamma = \frac{F_{\rm ag}}{2\pi R},$$

где F_{ad} – сила, требуемая для разрыва контакта зонд ACM–поверхность при отводе зонда ACM от поверхности исследуемого образца; *R* – радиус острия зонда.

Физико-механические свойства (модуль упругости E и микротвердость H) определяли на наноинденторе Hysitron 750 Ubi (Bruker, США) до и после отжига. Проводилось по девять индентирований под нагрузкой 1 мH с помощью сферического индентора с радиусом закругления острия 226 нм. Внедрение в поверхность осуществлялось на глубину до 10% от толщины покрытия, что позволяет определить свойства покрытия без влияния подложки.

Для определения влияния химического состава покрытия на его свойства при изменяющейся температуре отжига проводился корреляционный анализ. Коэффициент корреляции К. Пирсона рассчитывался по формуле, приведенной в [23].

Результаты исследований. Исследования поверхности никелевого покрытия, легированного фосфором, с помощью СЭМ и АСМ показали наличие микрочастиц различной формы и размера (от 0,5 до 16 мкм) на исходном покрытии до отжига (рис. 1). Это связано с процессом получения покрытия и обусловлено методом нанесения. После отжига в диапазоне температур от 100 до 500 °C снижается число микрочастиц размером более 3 мкм (рис. 2). Отжиг при температуре 500 °C привел к уменьшению их диаметра до 2 мкм и возникновению повышенной волнистости на поверхности. Форма микрочастиц изменялась от неправильной и вытянутой на исходной поверхности (рис. 1) до округлой после отжига при 500 °C (рис. 2, *г*). Морфология покрытия, нанесенного вакуумно-дуговым методом (рис. 1), сильно отличается от осажденного химическим методом [5]. Поверхность химического покрытия состоит из сферических зёрен, вытянутых в плоскости, параллельной покрытию, что свидетельствует об аморфной структуре [5]. Исследуемое в этой работе покрытие обладает зернистой структурой с зернами размером до 500 нм, образующими цепочки. Отжиг до 500 °C приводит к увеличению размера зерна.

Значения параметров шероховатости, силы адгезии и удельной поверхностной энергии до и после отжига исследуемого покрытия определялись на полях 10×10 мкм (таблица). С увеличением температуры отжига от 100 до 500 °С шероховатость существенно увеличивается (рис. 3): R_a – от 39,2±2,0 до 55,8±2,8 нм, R_a – от 52,4±2,6 до 72,0±3,6 нм, R_z – от 77,1±3,9

до 91,2±4,6 нм. Самые низкие значения шероховатости свойственны покрытию Ni-P до отжига ($R_a = 34,8\pm1,7$ нм, $R_q = 49,6\pm2,5$ нм, $R_z = 66,9\pm3,3$ нм) и после отжига при 200 °C ($R_a = 36,0\pm1,8$ нм, $R_q = 47,5\pm2,4$ нм, $R_z = 62,8\pm3,1$ нм). Сила адгезии F_{aa} покрытия и удельная поверхностная энергия γ в исходном состоянии составляют 6,6±0,3 нН и 0,200±0,010 H/м соответственно. Отжиг позволяет снизить F_{aa} и γ , что видно на рис. 3, δ . После отжига самые низкие значения получены при 100 °C ($F_{aa} = 1,1\pm0,2$ нН, а $\gamma = 0,020\pm0,001$ H/м), а самые высокие – при 400 °C ($F_{aa} = 2,8\pm0,1$ нН, а $\gamma = 0,100\pm0,004$ H/м). Шероховатость Ni-P покрытия, полученная в этой работе, выше, чем у Ni-P покрытий в [18, 19].



Рис. 2. Морфология (размер поля СЭМ 100×100 мкм, ACM – 10×10 мкм) и профили ACM-поверхности никелевого покрытия, легированного фосфором, при температуре отжига: a - 100 °C, $\delta - 200$ °C, $\epsilon - 300$ °C, $\epsilon - 500$ °C

Параметр	Температура отжига, °С					
	20	100	200	300	400	500
<i>Ra</i> , нм	34,8±1,7	39,2±2,0	36,0±1,8	36,7±1,8	76,2±3,8	55,8±2,79
<i>Rq</i> , нм	49,6±2,5	52,4±2,6	47,5±2,4	50,7±2,5	105,0±5,3	72,0±3,6
<i>Rz</i> , нм	66,9±3,3	77,1±3,9	62,8±3,1	90,7±4,5	103,0±5,2	91,2±4,56
$F_{aд}$, нН	6,6±0,3	1,1±0,1	1,2±0,1	2,6±0,1	2,8±0,1	1,9±0,1
γ, Н/м	0,209±0,010	0,020±0,001	$0,040\pm0,002$	0,060±0,003	0,100±0,004	0,040±0,002
Н, ГПа	10,4±0,8	7,8±0,4	7,7±0,4	7,7±0,3	7,3±0,2	8,2±1,4
Е, ГПа	175±19	195±12	195±11	187 ± 16	183±23	155±24

Свойства никелевого покрытия, легированного фосфором, при разных температурах отжига



Рис. 3. Свойства поверхности никелевого покрытия, легированного фосфором, до и после отжига: *а* – шероховатость; *б* – сила адгезии и удельная поверхностная энергия

Результаты МРСА (рис. 4, δ) позволили отследить изменения в элементном составе покрытия в зависимости от температуры отжига. Исследования проводились на области без микрочастиц (рис. 4, a, № 3). На исходном покрытии содержание никеля 92,1 вес.%, фосфора – 1,6 вес.%. С повышением температуры отжига до 400 °С наблюдается постепенное снижение доли никеля от десятых процента до менее 5 вес.%. Содержание фосфора при этом варьируется от 1 до 2 вес.%. После отжига при 500 °С наблюдаются заметное снижение доли никеля и увеличение доли фосфора и кислорода. Эти изменения химического состава могут быть связаны с интенсификацией диффузионных процессов между покрытием и подложкой при 500 °С, как это происходило с Ni-P покрытием на медной подложке [15]. Увеличение температуры отжига до 500 °С приводит к изменению химического состава покрытия (рис. 4, δ). Процесс окисления поверхности начался при температуре 400 °С с появлением кислорода и, как следствие, сформировалась оксидная пленка никеля.

МРСА микрочастиц (рис. 4, *a*) показал, что доля фосфора в них может достигать 10 вес.%, а кислорода после отжига при 300 °С – от 3 до 20 вес.%. При этом в микрочастицах размером более 3 мкм после отжига при 500 °С доля кислорода составляет от 5 вес.%, а в меньших – от 3 вес.%. Повышение содержания кислорода может вызывать вытеснение фосфора, как это наблюдалось в [15], и привести к его диффузии в приповерхностные слои покрытия. Повышение содержания фосфора в покрытии после отжига при 500 °С связано с диффузионными процессами [15].

Микротвердость H покрытия постепенно снижается в результате отжига с 10,4±0,8 ГПа (в исходном состоянии) до 7,3±0,2 ГПа (после отжига при температуре 400 °C). Небольшое увеличение до 8,2±1,4 ГПа наблюдается после отжига при 500 °C. Наблюдаемые изменения микротвердости связаны с повышением содержания фосфора в покрытии. Исследования влияния отжига на H электролитических Ni-P покрытий [15] показали, что при содержании фосфора более 4 вес.% микротвердость возрастает с повышением температуры отжига, од-

нако при содержании менее 4 вес.% происходит ее незначительное снижение [15], схожее с тем, что наблюдалось нами в этой работе. Повышение микротвердости в исследуемом покрытии при 500 °C может быть связано с увеличением содержания фосфора и более активным образованием фазы Ni₃P. Полученные значения микротвердости выше, чем в работе [15], за счет применения другого типа индентора при измерении (при близком содержании фосфора). Более низкое содержание фосфора (1–2 вес.%) в покрытии в данной работе снижает значения микротвердости по сравнению с [16] (11 вес.%).



Рис. 4. Участки на поверхности покрытия (*a*): 1 – микрочастицы размером до 3 мкм, 2 – микрочастицы размером более 3 мкм, 3 – исходная поверхность без микрочастиц; элементный состав поверхности никелевого покрытия, легированного фосфором, без микрочастиц до (20 °C) и после (100–500 °C) отжига (*б*)

Модуль упругости увеличивается при отжиге до 200 °C от 175±19 ГПа (в исходном покрытии) до 195±11 ГПа, а затем снижается до 155±24 ГПа после отжига при 500 °C. В работе [16] у электролитических Ni-P покрытий были получены близкие значения E в исходном состоянии и более высокие после отжига при 400 °C, чем у исследуемого покрытия.

При проведении корреляционного анализа установлены корреляции содержания (вес.%) фосфора и никеля в покрытии с модулем упругости при изменении температуры отжига (рис. 5). Модуль упругости имеет положительную корреляционную связь для никеля (r = 0,83) и отрицательную для фосфора (r = 0,85). Понижение доли Ni в покрытии снижает его модуль упругости. В отличие от модуля упругости корреляционная связь микротвердости и содержания никеля и фосфора практически отсутствует (r = 0,18 и 0,06 соответственно). Это связано с тем, что на изменение микротвердости покрытия большее влияние оказывает соотношение в нем фаз микрокристаллического никеля и Ni₃P [15].



Рис. 5. Зависимости модуля упругости и содержания никеля и фосфора в покрытии от температуры

Заключение. Проведены исследования структуры, химического состава, микротвердости и модуля упругости вакуумно-дугового никелевого покрытия, легированного фосфором, до и после отжига при температурах 100–500 °C. Отжиг покрытия снижает размер микрочастиц на поверхности покрытия и увеличивает размер зерен, что приводит к повышению шероховатости покрытия. Удельная поверхностная энергия поверхности снижается под действием отжига при 100 и 200 °C, а рост при температурах 300 и 400 °C может быть вызван образованием оксидной пленки (из оксида никеля) на поверхности покрытия. Снижение содержания никеля в покрытии с повышением температуры отжига приводит к уменьшению модуля упругости, а рост величины микротвердости при 500 °C, вероятно, связан с повышением содержания фосфора в покрытии, т. е. происходит изменение химического состава покрытия.

Отжиг вакуумного-дугового никелевого покрытия толщиной 2 мкм с низким содержанием фосфора при 200 °C позволяет снизить шероховатость, удельную поверхностную энергию и повысить модуль упругости покрытия, а при 400 °C – повысить модуль упругости, что приводит к формированию оксидной пленки никеля и повышает триботехнические и износостойкие характеристики поверхности покрытия.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, грант Ф20М-083, Т22М-006, ГПНИ "Конвергенция-2025" (задание 3.03.3).

Литература

1. The corrosion resistance of electroless deposited nano-crystalline Ni–P alloys / M. Crobu, A. Scorciapino, B. Elsener [et al.] // Electrochimica Acta. – 2008. – Vol. 53, iss. 8. – P. 3364–3370.

2. Упрочняющие наноструктурированные автокаталитические композиционные покрытия Ni-P / O. B. Peвa, E. A. Урбанович, B. B. Богданова [и др.] // Механика машин, механизмов и материалов. – 2014. – № 1. – С. 67–75.

3. A high efficiency and precision smoothing polishing method for NiP coating of metal mirror / C. Xu, X. Peng, J. Liu [et al.] // Micromachines. – 2022. – Vol.13, iss. 8. – P. 1171.

4. Improving the corrosion properties of amorphous Ni-P thin films using different additives / A. Bahramian, M. Eyraud, F. Vacandio [et al.] // Surface and Coatings Technology. – 2018. – Vol. 345. – P. 40–52.

5. Слепцова, О. В. Защитные свойства наноструктурированных никель-фосфорных покрытий / О. В. Слепцова, О. Б. Рудаков, С. М. Усачев // Науч. вестн. Воронежского гос. архитектурно-строительного ун-та. Сер.: физико-химические проблемы строительного материаловедения и высокие технологии. – 2011. – № 3–4. – С. 56–61.

6. Crystallization behaviors and microhardness of sputtered Ni–P, Ni–P–Cr and Ni–P–W deposits on tool steel / C. Wei Yu, T. Shih-Kang, W. Fan-Bean [et al.] // Surface and Coatings Technology. – 2004. – Vol. – 182. – P. 85–91.

7. Sahoo, P. Tribology of electroless nickel coatings – a review / P. Sahoo, S. K. Das // Materials and Design. – 2011. – Vol. 32. – P. 1760–1775.

8. Palaniappa, M. Friction and wear behavior of electroless Ni–P and Ni–W–P alloy coatings / M. Palaniappa, S. K. Seshadri // Wear. – 2008. – Vol. 265, iss. 5-6. – P. 735–740.

9. Effect of rapid magnetic field annealing in vacuum on the structure and magnetic properties of Ni-P films / H. Li, J. Yuan, D. Mao [et al.] // Integrated Ferroelectrics. – 2016. – Vol. 170. – P. 33–42.

10. Algul, H. A comparative study on morphological, mechanical and tribological properties of electroless NiP, NiB and NiBP coatings / H. Algul, M. Uysal, A. Alp // Applied Surface Science Advances. – 2021. – Vol. 4. – P. 100089.

11. Дровосеков, А. Б. Химико-каталитическое осаждение сплавов Ni-W-P из растворов с глицином и яблочной кислотой / А. Б. Дровосеков, А. Д. Алиев, Н. В. Рожанский // Практика противокоррозионной защиты. – 2018. – Т. 90, № 4. – С. 9–14. 12. Петухов, И. В. О механизме роста Ni–P-покрытий, получаемых методом химического осаждения / И. В. Петухов // Электрохимия. – 2007. – Т. 43, № 1. – С. 36–43.

13. Influence of various nickel under-layers on the corrosion behaviour of AlN films deposited by reactive sputtering / Vacandio, Y. Massiani, M. Eyraud [et al.] // Surf. Coat. Technol. – 2001. – Vol. 137. – P. 284–292.

14. Morphological and phase transformations in nickel coatings on stainless steel in temperature fields / N. N. Gryzunova, A. A. Vikarchuk, M. R. Shafeev [et al.] // Materials Physics and Mechanics. – 2014. – Vol. 21, iss. 2. – P. 119–125.

15. Bai, A. Effects of annealing temperatures on the physicochemical properties of nickelphosphorus deposits / A. Bai, C-C. Hu // Materials Chemistry and Physics – MATER CHEM PHYS. – 2003. – Vol. 79. – P. 49–57.

16. Valentini, R. Nanoindentation and scratch behaviour of Ni–P electroless coatings / R. Valentini, P. Cavaliere, D. Valerini // Tribology – Materials, Surfaces & Interfaces. – 2019. – Vol. 14. – P. 1–11.

17. Goettemsa, F. S. Wear behaviour of electroless heat treated Ni-P coatings as alternative to electroplated hard chromium deposits / F. S. Goettems, J. Z. Ferreira // Materials Research. -2017. - Vol. 20, iss. 5. - P. 1300-1308.

18. Асланян, И. Р. Влияние добавок карбидов кремния SiC на изнашивание электролитических NiP покрытий / И. Р. Асланян, Ж. П. Селис, Л. Ш. Шустер // Трение и износ. – 2010. – Т. 31, № 5. – С. 458–466.

19. Investigations on annealed Ni–P in Al–Mg/Ni–P substrates as soft underlayer for perpendicular recording media / S. N. Piramanayagama, H. B. Zhao, M. Dewi [et al.] // J. of Magnetism and Magnetic Materials. – 2005. – Vol. 287. – P. 271–275.

20. Effect of annealing on the morphology and mechanical properties of phosphorus-doped nickel coatings obtained by cathodic arc evaporation / V. A. Lapitskaya, T. A. Kuznetsova, A. V. Khabarava [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. – 2021. – Vol. 1954. – P. 012028.

21. Влияние отжига на морфологию и механические свойства вакуумно-дугового никелевого покрытия, легированного фосфором / В. А. Лапицкая, Т. А. Кузнецова, А. В. Хабарова [и др.] // Пленки и покрытия–2021: тр. 15-й междунар. конф. – СПб, 18–20 мая 2021 г. / Под ред. В. Г. Кузнецова. – СПб, 2021. – С. 45–48.

22. Graphene@metal nanocomposites by solution combustion synthesis / A. Khort, V. Romanovski, V. Lapitskaya [et al.] // Inorganic Chemistry. – 2020. – Vol. 59, iss. 9. – P. 6550–6565.

23. Effect of metallic or non-metallic element addition on surface topography and mechanical properties of CrN coatings / T. Kuznetsova, V. Lapitskaya, A. V. Khabarava [et al.] // Nanomaterials. – 2020. – Vol. 10. – P. 2361.
СОДЕРЖАНИЕ

итогам работы Государственного научного учреждения «Институт тепло- и массооб- ена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси» в 2022 году
аранышин Е. А., Кузьмицкий В. В., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л. Эксперимен- альное определение задержек воспламенения смесей водород-воздух в ударной трубе широком диапазоне температур за отраженной ударной волной
ойцеховская Н. Г., Сидорович Т. В. Инженерный расчет теплогидродинамических арактеристик воздушного теплообменника
аспорович А. А., Садченко Д. И. Исследование параметров алюминиевого кольцевого ермосифона, содержащего два испарителя и один конденсатор, при различных поло-
енарова Т. Н., Степанюк А. А., Пицуха Е. А. Анализ продуктов переработки иловых садков сточных вод
орбачев Н. М., Солнцева Н. Л., Макаренко Д. С. Изменение структуры соломы при икроволновом воздействии под давлением с последующей быстрой декомпрессией
орбачев Н. М., Футько С. И., Власов А. В., Русакевич М. И., Козначеев И. А., училко Э. К., Генарова Т. Н. Исследование химического состава газофазных и жид- их продуктов газификации низкокалорийных твердофазных биотопливных смесей сверхадиабатическом режиме
всеева Л. Е., Николаева К. В., Лещенко В. Г., Данилова-Третьяк С. М. Исследо- ание влияния удельной поверхности и концентрации диоксида кремния на тепловое оведение и теплофизические свойства полимерных композитов на основе линейного олиэтилена низкой плотности
Соробко Е. В., Харламова И. М., Махнач Л. В., Усенко А. Е. Влияние электрических олей на реологические свойства электрореологических жидкостей на основе сложных ксидных соединений
сот В. А. Приближенный расчет ламинарного пограничного слоя: отрывные течения Соуарта, Тани, Гёртлера
сот В. А. Приближенный расчет ламинарного пограничного слоя: отрывное течение сёрла, обтекание кругового цилиндра и сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости
уликовский В. К. Исследование кипения в большом объеме на медных поверхностях анодным, катодным и металлокерамическим покрытиями при высоких тепловых отоках

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	101
Минкина В. Г., Шабуня С. И., Калинин В. И. Влияние дисперсности носителя ката- лизатора на эффективность генерации водорода в процессе гидролиза NaBH ₄	108 114 126
Рабинович О. С., Малиновский А. И., Лях М. Ю. Смена режимов псевдоожижения при каталитическом синтезе МУНТ: моделирование когезионного взаимодействия агло- мератов методом CFD-DEM.	
Теплицкий Ю. С., Пицуха Е. А. К расчету трубчатого конденсационного теплообмен- ника в рамках модели упорядоченной гетерогенной системы	
Теплицкий Ю. С., Пицуха Е. А., Бучилко Э. К. О псевдоожижении трехкомпонентного зернистого слоя	132
Трухан Р. Э., Лапицкая В. А., <u>Кузнецова Т. А.</u>, Хабарова А. В., Чижик С. А., Делен- дик К. И., Войтик О. Л. Изменение физико-химических свойств вакуумно-дугового никелевого покрытия, легированного фосфором, при низкотемпературном отжиге	138

РЕФЕРАТЫ

УДК 536.46:533.6

Баранышин Е. А., Кузьмицкий В. В., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л. ЭКСПЕРИ-МЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАДЕРЖЕК ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСЕЙ ВОДОРОД–ВОЗДУХ В УДАРНОЙ ТРУБЕ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕ-РАТУР ЗА ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 11–18.

Представлены результаты экспериментального исследования воспламенения водородновоздушных смесей различного стехиометрического состава ($\phi = 0.5, 1.0, 2.0$) в диапазоне температур 900–1600 К и давлениях 0.1, 0.3 и 0.6 МПа. Измерены задержки воспламенения и времена реакции, получены корреляционные зависимости времени индукции от обратной температуры, определены энергии активации и критические температуры «сильного» режима воспламенения. Выполнено сопоставление измеренных задержек воспламенения с данными теоретических оценок, полученных с применением детальных кинетических механизмов окисления водорода.

Табл. 2. Ил. 6. Библиогр. 18 назв.

УДК 536.2:532/533; 532.516

Войцеховская Н. Г., Сидорович Т. В. ИНЖЕНЕРНЫЙ РАСЧЕТ ТЕПЛОГИДРО-ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗДУШНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 19–23.

Приведено описание работы компьютерной программы для быстрого проектировочного расчета тепловых и конструктивных характеристик воздушного теплообменного аппарата проточного типа, предназначенного для охлаждения изделий микроэлектроники.

Ил. 4. Библиогр. 6 назв.

УДК 536.24

Гаспорович А. А., Садченко Д. И. ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ АЛЮМИ-НИЕВОГО КОЛЬЦЕВОГО ТЕРМОСИФОНА, СОДЕРЖАЩЕГО ДВА ИСПА-РИТЕЛЯ И ОДИН КОНДЕНСАТОР, ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПОЛОЖЕНИЯХ В ПРОСТРАНСТВЕ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 24–28. Разработан и испытан новый плоский алюминиевый кольцевой термосифон с двумя многоканальными панелями испарителя. Испарители объединены общими коллекторами для переноса пара и рабочей жидкости (ацетон). Проведены исследования влияния угла наклона термосифона на его работоспособность.

Ил. 6. Библиогр. 15 назв.

УДК 542.61

Генарова Т. Н., Степанюк А. А., Пицуха Е. А. АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ПЕРЕРА-БОТКИ ИЛОВЫХ ОСАДКОВ СТОЧНЫХ ВОД // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 29–34.

Проведён анализ жидких продуктов торрефикации иловых осадков сточных вод для изучения их компонентного состава, основных характеристик и поиска наиболее эффективных методов извлечения из них ценных химических соединений. Методом газо-хроматографического анализа с масс-спектрометрией установлено, что указанные жидкие продукты переработки содержат карбоновые кислоты, фенол и его производные, а также предельные углеводороды.

Табл. 6. Ил. 1. Библиогр. 11 назв.

УДК 536.2:532/533

Горбачев Н. М., Солнцева Н. Л., Макаренко Д. С. ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ СОЛОМЫ ПРИ МИКРОВОЛНОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ С ПО-СЛЕДУЮЩЕЙ БЫСТРОЙ ДЕКОМПРЕССИЕЙ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 35–38.

Комплексная обработка растительных материалов путем их предварительной химической обработки (КОН, H_2O_2 , H_2SO_4) с последующей баротермической обработкой при микроволновом воздействии и последующей быстрой декомпрессией (1–2 с) позволяет значительно интенсифицировать процесс, а также увеличить выход целевых продуктов за счет сокращения времени нагрева и, как следствие, сокращения количества образующихся продуктов вторичных превращений моносахаридов.

Табл. 4. Ил. 1. Библиогр. 3 назв.

УДК 536.46, 536.2, 541.12

Горбачев Н. М., Футько С. И., Власов А. В., Русакевич М. И., Козначеев И. А., Бучилко Э. К., Генарова Т. Н. ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ГАЗОФАЗНЫХ И ЖИДКИХ ПРОДУКТОВ ГАЗИФИКАЦИИ НИЗКОКАЛО-РИЙНЫХ ТВЕРДОФАЗНЫХ БИОТОПЛИВНЫХ СМЕСЕЙ В СВЕРХАДИАБА-ТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 39–45.

Проведены экспериментальные исследования по газификации твердого смесевого топлива в сверхадиабатическом режиме с конденсатором водяного охлаждения, позволяющим собирать и анализировать газофазные и жидкие продукты газификации. Подробно исследованы процессы газификации низкокалорийных твердотопливных смесей на основе древесной щепы с высоким содержанием воды. В экспериментах наблюдалась практически полная конверсия исходного твердого топлива в газообразные и жидкофазные продукты. Проводился анализ состава газофазных продуктов газификации и оксидов азота с помощью электрохимических газоанализаторов. Анализ состава жидкофазных продуктов выполнялся с помощью метода масс-спектрометрии и показал наличие высокого содержания органических веществ (фенолов, органических кислот, эфиров и т. д). Полученные данные подтверждают перспективность метода газификации низкокалорийных высоковлажных твердотопливных смесей в сверхадиабатическом режиме как энергоэффективного и экологичного способа переработки и утилизации отходов деревообработки компонентов твердых коммунальных отходов.

Табл. 1. Ил. 6. Библиогр. 12 назв.

УДК 539.23; 538.953-405; 533.6

Евсеева Л. Е., Николаева К. В., Лещенко В. Г., Данилова-Третьяк С. М. ИССЛЕ-ДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УДЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И КОНЦЕНТРАЦИИ ДИ-ОКСИДА КРЕМНИЯ НА ТЕПЛОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 46–53.

Приведены результаты экспериментального исследования влияния концентрации и удельной поверхности частиц диоксида кремния «Таркосил» разных марок на тепловое поведение и теплофизические свойства полимерных композиционных материалов на основе линейного полиэтилена низкой плотности. Показано, что при малых концентрациях чем меньше размер частиц и больше удельная поверхность наполнителя, тем больше плотность ПКМ. Увеличение удельной поверхности диоксида кремния при одной и той же концентрации наполнителя приводит к снижению коэффициента температуропроводности и повышению удельной теплоемкости ПКМ из-за дополнительной аккумуляции тепла частицами наполнителя. В результате коэффициент теплопроводности композитов изменяется незначительно.

Табл. 4. Ил. 7. Библиогр. 15 назв.

УДК 53.097

Коробко Е. В., Харламова И. М., Махнач Л. В., Усенко А. Е. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИ-ЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОРЕОЛОГИЧЕ-СКИХ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ СЛОЖНЫХ ОКСИДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 54–62.

Разработаны составы электроуправляемых жидкостей на основе перовскитоподобных сложных оксидов, отличающихся структурой материала. Исследовано их реологическое поведение под действием постоянного и переменного электрических полей различной частоты, формы сигнала, скважности и напряженности. Определены зависимости действительной и мнимой компонент комплексной диэлектрической проницаемости электроуправляемых жидкостей от частоты. При наличии в оксиде двух доминирующих фаз – фазы двойного перовскита и фазы Раддлесдена–Поппера – ЭРЖ имеет больший ЭР-отклик в постоянном поле; при наличии только фазы Раддлесдена–Поппера больший ЭР-отклик проявляется в переменном поле.

Ил. 11. Библиогр. 16 назв.

УДК 536.2.001

Кот В. А. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ: ОТРЫВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ХОУАРТА, ТАНИ, ГЁРТЛЕРА // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 63–78.

Предложен новый подход для расчета ламинарного пограничного слоя в двумерных отрывных течениях с заданной скоростью потока на внешней границе пограничного слоя, основанный на применении трех интегральных соотношений с представлением профиля относительной скорости в пограничном слое сложной полиномиальной функцией с неопределенной степенью *p*. Рассмотрены классические течения Хоуарта, Тани и Гертлера. Показано, что новый подход обеспечивает практически точное определение точки отрыва ламинарного слоя в данных течениях и на порядок превосходит по точности расчета все известные приближенные методы, использованные для данной цели. Предложенный метод расчета ламинарного пограничного слоя в отрывных течениях может быть распространен и на другие двумерные течения, которые характеризуются плавным изменением скорости потока, огибающего двумерные поверхности.

Табл. 2. Ил. 8. Библиогр. 23 назв.

УДК 536.2.001

Кот В. А. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ: ОТРЫВНОЕ ТЕЧЕНИЕ КЁРЛА, ОБТЕКАНИЕ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА И СФЕРЫ ПОТОКОМ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 79–95.

Предложен новый подход для расчета ламинарного пограничного слоя при отрывном обтекании кругового цилиндра и сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости в докритических режимах: при Re $< 2 \cdot 10^5$ для цилиндра и Re $< 3.7 \cdot 10^5$ для сферы. Для описания профиля относительной скорости в пределах пограничного слоя использован сложный полином с неопределенной степенью *p*. Полученные результаты существенно превосходят по точности расчета точки отрыва все известные приближенные методы. Расчет точки отрыва ламинарного пограничного слоя от поверхности кругового цилиндра показал полное совпадение с известными точными данными. Для случая отрыва пограничного слоя от сферы результаты расчета предложенным методом полностью совпали с известными результатами, полученными на основе численного асимптотического подхода.

Ил. 13. Библиогр. 51 назв.

УДК 536.24

Куликовский В. К. ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ НА МЕДНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ С АНОДНЫМ, КАТОДНЫМ И МЕТАЛЛОКЕРА-МИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЯМИ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ // Теплои массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 96–100.

Представлены результаты исследования коэффициента теплопередачи при кипении в большом объеме на медных поверхностях с анодным, катодным и металлокерамическим по-

крытиями при высоких плотностях теплового потока. Получены зависимости коэффициента от плотности теплового потока. Установлено увеличение коэффициента теплопередачи на 20% при анодном окислении поверхности.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр. 4 назв.

УДК 628.475.3; 533.9.07

Леончик А. И., Жукова Ю. В., Скавыш В. С., Курбанов Н. М., Савчин В. В. ЧИС-ЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА В ПЛАЗМЕН-НОЙ ПЕЧИ С МНОГОСЛОЙНОЙ СТЕНКОЙ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 101–107.

Описаны результаты численного моделирования нагрева плазменной печи с многослойной стенкой. Показана роль радиационного теплообмена в волокнистом теплоизоляторе при высоких температурах, приведены данные первого приближения для оптических коэффициентов. Проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр. 5 назв.

УДК 543.637:546.271-386

Минкина В. Г., Шабуня С. И., Калинин В. И. ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ НОСИТЕЛЯ КАТАЛИЗАТОРА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ВОДОРО-ДА В ПРОЦЕССЕ ГИДРОЛИЗА NaBH₄ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 108– 113.

Представлены результаты исследований процесса каталитического гидролиза концентрированных растворов борогидрида натрия с использованием разработанных катализаторов кобальта на носителе наночастиц оксида титана в водных и водно-щелочных растворах. Показано, что наноструктурированный катализатор Co/TiO₂(P25) имеет высокую эффективность генерирования водорода при низком содержании кобальта на носителе.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр. 12 назв.

УДК 536.2:532/533; 539.23

Рабинович О. С., Малиновский А. И., Лях М. Ю. СМЕНА РЕЖИМОВ ПСЕВДО-ОЖИЖЕНИЯ ПРИ КАТАЛИТИЧЕСКОМ СИНТЕЗЕ МУНТ: МОДЕЛИРОВАНИЕ КОГЕЗИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АГЛОМЕРАТОВ МЕТОДОМ СFD-DEM // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 114–125.

С использованием численного моделирования методом CFD-DEM исследованы условия смены режимов псевдоожижения бинарной смеси агломератов МУНТ, состоящей из частиц с высокой когезией (первичных агломератов) и частиц, не обладающих когезией (вторичных). Показано, что основными параметрами, определяющими переход от режима интенсивного псевдоожижения к беспузырьковому режиму с низкой скоростью движения агломератов, являются величина удельной энергии когезии первичных агломератов и их числовая

концентрация в псевдоожиженном слое. Установлено, что переход к низкоскоростному режиму псевдоожижения возможен когда энергия когезии превосходит некоторое критическое значение, зависящее от скорости газового потока, а концентрация первичных агломератов превышает 12%. Полученные результаты позволяют на практике избегать низкоскоростных режимов псевдоожижения, приводящих к снижению производительности или полной остановке реакторов каталитического синтеза МУНТ, путем выбора типа катализатора и его количества, загружаемого в реактор.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр. 47 назв.

УДК 532.5

Теплицкий Ю. С., Пицуха Е. А. К РАСЧЕТУ ТРУБЧАТОГО КОНДЕНСАЦИОН-НОГО ТЕПЛООБМЕННИКА В РАМКАХ МОДЕЛИ УПОРЯДОЧЕННОЙ ГЕТЕ-РОГЕННОЙ СИСТЕМЫ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт теплои массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 126–131.

В рамках предложенной ранее модели высокопористой среды разработан простой инженерный метод расчета нагрева охлаждающей жидкости в трубчатом конденсационном теплообменнике. Сформулирован обобщенный геометрический параметр пучка, который включает важнейшие геометрические характеристики – порозность, внешний диаметр труб, высоту. Полученные зависимости имеют простой вид и удобны для практического использования.

Ил. 4. Библиогр. 8 назв.

УДК 532.5

Теплицкий Ю. С., Пицуха Е. А., Бучилко Э. К. О ПСЕВДООЖИЖЕНИИ ТРЕХ-КОМПОНЕНТНОГО ЗЕРНИСТОГО СЛОЯ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 132– 137.

Экспериментально исследовано псевдоожижение трехкомпонентной смеси частиц, сильно отличающихся размерами, формой и плотностью. Предложен метод определения скорости полного ожижения трехкомпонентной смеси, основанный на использовании скоростей начала псевдоожижения ее составляющих, который позволяет удовлетворительно описать полученные опытные данные.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр. 13 назв.

УДК 620.186.5, 620.178.151.6, 620.187.24

Трухан Р. Э., Лапицкая В. А., <u>Кузнецова Т. А.</u>, Хабарова А. В., Чижик С. А., Делендик К. И., Войтик О. Л. ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО НИКЕЛЕВОГО ПОКРЫТИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ФОСФОРОМ, ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ОТЖИГЕ // Тепло- и массоперенос – 2022. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2023. С. 138–144.

Приведены результаты исследований структуры, химического состава, микротвердости и модуля упругости вакуумно-дугового никелевого покрытия, легированного фосфором, до

и после отжига при температурах 100–500 °С. Отжиг покрытия способствует снижению размера микрочастиц на поверхности покрытия и повышению размера зерен, что приводит к повышению шероховатости покрытия. Снижение доли никеля в покрытии с ростом температуры отжига приводит к уменьшению модуля упругости, а повышение величины микротвердости, вероятно, связано с увеличением доли фосфора в покрытии.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр. 23 назв.

Научное издание

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС-2022

Сборник научных трудов

Компьютерная верстка Н. В. Гринчук

Ответственный за выпуск: Т. Н. Бочко

Подписано в печать 27.12.2023. Формат 60×84 1/8. Бумага офисная. Гарнитура Times New Roman. Усл. печ. л. 17,90. Уч.-изд. л. 15,74. Тираж 60 экз. Заказ 41.

Издатель и полиграфическое исполнение: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя печатных изданий № 1/275 от 04.04.2014. ЛП № 02330/451 от 18.12.2013. ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск