

СОДЕРЖАНИЕ

Том 60, номер 2, 2022

К юбилею академика С.Т. Суржикова	163
К юбилею Игоря Львовича Иосилевского	165

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

Влияние балластной области на параметры тлеющего разряда при средних и высоких давлениях <i>С. А. Фадеев, А. И. Сайфутдинов, Н. Ф. Кашапов, А. А. Сайфутдинова</i>	167
Исследование распределений вращательной температуры молекул C_2 в высокотемпературных зонах, формируемых в сверхзвуковом потоке воздуха при инъекции этилена, пропана и кислорода в область разряда <i>С. И. Иншаков, В. В. Скворцов, В. А. Шахатов, Е. Д. Кудрявцева, А. А. Успенский</i>	172
Влияние условий электронно-циклотронного резонанса в СВЧ-разряде ионного источника на извлекаемый ток <i>Д. С. Степанов, Э. Я. Школьников</i>	184

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ

Теплопроводность однородного тела в магнитном поле <i>Ю. А. Кирсанов, А. Ю. Кирсанов</i>	191
Электросопротивление поликристаллического интерметаллида $Ti_{67}Al_{33}$ в стабилизированном состоянии <i>М. Э. Исхаков, Р. М. Эмиров, М. Х. Рабаданов, Ж. Х. Мурлиева, Д. К. Палчаев, П. В. Попов</i>	198
Экспериментальное исследование фазовых превращений окислов алюминия в процессах суб- и сверхкритического водного окисления металлического алюминия <i>И. И. Гильмутдинов, Н. С. Сандугей, И. М. Гильмутдинов, И. В. Кузнецова, Х. Э. Харлампиди, А. Н. Сабирзянов</i>	203
Физико-химические превращения карбида бора при высоких температурах и давлениях ударного сжатия <i>А. М. Молодец, А. А. Голышев, Г. В. Шилов</i>	208
К вопросу об аномальном поведении оптической плотности железных наночастиц при их нагреве ударной волной <i>Е. В. Гуренцов, П. С. Кулешов, Е. Ю. Михеева</i>	213
Сверхбыстрый перенос энергии в металлах в сильно неравновесном состоянии, индуцируемом фемтосекундными лазерными импульсами субтераваттной интенсивности <i>С. И. Ашитков, Н. А. Иногамов, П. С. Комаров, Ю. В. Петров, С. А. Ромашевский, Д. С. Ситников, Е. В. Струлева, В. А. Хохлов</i>	218

ТЕПЛОМАССОБМЕН И ФИЗИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА

Исследование свойств закрученного потока водяных паров с частицами алюминия и источником нагрева <i>Н. К. Белов, И. П. Завершинский, А. И. Климов, С. Е. Курушина, Н. Е. Молевич, Д. П. Порфирьев</i>	225
Интенсификация теплообмена в облуненном узком канале при трансформации отрывного турбулентного течения с ростом угла уклона уединенной конической лунки <i>С. А. Исаев, Д. В. Никущенко, И. А. Попов, А. Г. Судаков, Н. В. Тряскин, Л. П. Юнаков</i>	235

Моделирование тепловых нагрузок на поверхность космического аппарата в имитаторе с сетчатыми модулями <i>А. В. Колесников, А. В. Палешкин, П. Ф. Пронина, Е. В. Шеметова</i>	242
Точное аналитическое решение нестационарной задачи расчета полей температур и механических напряжений в двухслойном цилиндре и его применение для верификации численных моделей <i>Ю. Н. Токарев, Е. В. Моисеенко, Н. И. Дробышевский, Р. А. Бутков</i>	249
Численное исследование теплообменных процессов в системе пласт–трещина гидроразрыва в режиме постоянного отбора <i>Ф. Ф. Давлетшин, Р. Ф. Шарафутдинов</i>	260
Влияние угловой ориентации оребрения на тепловую зарядку и разрядку блока термоаккумулятора <i>Л. А. Khan, М. М. Khan</i>	265

ОБЗОР

Термическое взаимодействие высокотемпературных расплавов с жидкостями <i>В. И. Мелихов, О. И. Мелихов, С. Е. Якуш</i>	280
--	-----

В МИРЕ ТЕПЛОФИЗИКИ

Рецензия на книгу О.Ф. Шленского, С.И. Антонова, К.В. Хищенко “Акустика высоких частот и больших чисел Маха”	319
--	-----

К ЮБИЛЕЮ АКАДЕМИКА С.Т. СУРЖИКОВА

DOI: 10.31857/S0040364422020314



6 апреля 2022 года исполнилось 70 лет члену редколлегии журнала “Теплофизика высоких температур” академику Сергею Тимофеевичу Суржинову.

Сергей Тимофеевич родился 6 апреля 1952 года в городе Олонец Карельской АССР.

В 1975 году он окончил кафедру М-1 Московского высшего технического училища им. Н.Э. Баумана по специальности “Проектирование и производство летательных аппаратов”, а в 1984 году окончил физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова по специальности “Физика”.

Работал в Центральном научно-исследовательском институте машиностроения (1978–1986 гг.): научный сотрудник, начальник группы. Именно в ЦНИИМаш Сергей Тимофеевич сформировался как серьезный ученый в области радиационной газовой динамики, переноса теплового излучения и оптических свойств плазмы и газов.

В 1986 г. перешел на работу в Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН по приглашению профессора Райзера Юрия Петровича.

Совместно с Ю.П. Райзером им был выполнен цикл работ по пространственному моделированию высотных взрывов и активных космических экспериментов, который вызвал широкий интерес у международной научной общественности.

В 1990 г. защитил докторскую диссертацию по теме “Вычислительные модели радиационных и газодинамических процессов в низкотемпературной плазме”.

С.Т. Суржиков избран в члены-корреспонденты РАН по отделению энергетики, машиностроения, механики и процессов управления 25 мая 2006 года. Академик РАН с 28.10.2016. В настоящее время он является членом Бюро Отделения энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН, член бюро Научного совета РАН по горению и взрыву, член совета РАН по исследованиям в области обороны.

В 2015–2018 – директор Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, где проявил себя отличным организатором и заботливым руководителем. В настоящее время — главный научный сотрудник, заведующий лабораторией Радиационной газовой динамики ИПМех РАН.

Сергей Тимофеевич Суржиков является известным в России и за рубежом ученым в области физической механики, физико-химической и радиационной газовой динамики и математического моделирования. Полный список его научных трудов насчитывает более 700 публикаций, в том числе 17 монографий. Сфера его научных интересов тесно связана с аэрокосмической отраслью. Его работы по моделям излучения высокотемпературных смесей сложного химического состава, аэротермогазодинамике космических аппаратов, физике и динамике газоразрядной плазмы в газовых потоках, расчету характеристик горения гетерогенных ракетных топлив, гиперзвуковой аэродинамике используются при создании передовой ракетно-космической техники и получили высокую оценку ученых и инженеров в России и за рубежом.

С.Т. Суржиковым лично разработан ряд принципиально новых физических моделей и программных комплексов, нашедших широкое применение в практике аэрокосмических исследований в СССР, России и за рубежом и предназначенных для: создания спектральных, многогрупповых и интегральных моделей излучения высокотемпературных смесей сложного химического со-

става; пространственного моделирования высотных взрывов и активных космических экспериментов; регистрации спектральной излучательной способности светорассеивающих струй продуктов сгорания ракет; предсказания параметров огневых шаров, возникающих при взрывах ракет-носителей; расчета аэротермогазодинамики космических аппаратов, предназначенных для исследования планет Солнечной системы и возвращения на Землю; исследования физики и динамики газоразрядной плазмы в газовых потоках; расчета характеристик горения гетерогенных ракетных твердых топлив. Международное признание получил выполненный С.Т. Суржиковым цикл исследований по новым способам управления потоком в гиперзвуковой аэродинамике.

С.Т. Суржиков является председателем ученого совета ИПМех РАН и членом специализированных докторских советов ИПМех РАН, ЦНИИМаш и МГТУ им. Н.Э. Баумана, членом КНТС Федерального космического агентства по программам научных и прикладных исследований и экспериментов на пилотируемых космических комплексах, членом Российского национального комитета по теоретической и прикладной механике, членом бюро Российского национального комитета по тепломассообмену.

Научная деятельность С.Т. Суржикова получила широкую международную известность. Он избран членом Международного комитета по теплообмену, технического комитета по плазмодинамике и лазерам Американского института по авиации и астронавтике (AIAA), членом-корреспондентом Международной академии астронавтики, имеет звание Associate Fellow AIAA.

Много сил он отдает научно-организационной деятельности, будучи главным редактором журналов “Известия РАН. Механика жидкости и газа” и “Физико-химическая кинетика в газовой динамике”, членом редколлегий журналов “Теплофизика высоких температур”, “Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия Машиностроение”, “Математическое моделирование и численные методы”, “Физико-химическая газовая динамика”.

С.Т. Суржиков является организатором Всероссийской школы-семинара “Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем”, которая была проведена уже 13 раз. Он входил в состав оргкомитетов многих российских и международных конференций.

Много душевных сил и творческой энергии Сергей Тимофеевич отдает подготовке научных кадров: под его руководством защитили ученые степени кандидата и доктора наук его многочисленные ученики. Он много лет был заведующим кафедрой “Физическая и химическая механика” МФТИ (2004–2021). Его любят и очень уважают аспиранты, ученики и сотрудники, многочисленные коллеги по научной работе.

С.Т. Суржиков удостоен премии и медали имени академика Г.Г. Черного 2020 года за серию научных работ “Гиперзвуковая аэротермодинамика и компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов”.

Коллектив журнала “Теплофизика высоких температур” от всей души поздравляет своего коллегу, члена редколлегии журнала Сергея Тимофеевича Суржикова с юбилеем и желает ему прекрасного самочувствия, творческого вдохновения и активности, новых замечательных успехов на благо нашего Отечества!

К ЮБИЛЕЮ ИГОРЯ ЛЬВОВИЧА ИОСИЛЕВСКОГО

DOI: 10.31857/S0040364422020326



10 апреля 2022 г. главному научному сотруднику ОИВТРАН, доктору физико-математических наук Игорю Львовичу Иосилевскому исполнилось 80 лет. И.Л. Иосилевский родился в 1942 г. в Ташкенте в эвакуации. Его отец Лев Израилевич Иосилевский в это время был на фронте, где как выпускник МИИТ в составе инженерных войск восстанавливал мосты. Получил тяжелое ранение, выжил и вернулся в МИИТ, где учил студентов и стал известным мостостроителем. В 1943 г. мама, Мария Антоновна, вместе с маленьким Игорем возвращается в Москву. ИЛИ успешно окончил обычную среднюю школу и поступил в Московский физико-технический институт (МФТИ) на аэромеханический факультет. На 4-м курсе ИЛИ узнает о существовании в своем базовом институте (НИИ тепловых процессов – головном НИИ космического ведомства СССР, ныне – Центр им. М.В. Келдыша) подразделения под руководством чл.-корр. АН СССР Виталия Михайловича Иевлева, занятого разработкой “Газофазного ядер-

ного ракетного двигателя” (ГФЯРД) – перспективного типа ядерного энергоустройства с делящимся веществом, находящимся в состоянии плотной высокотемпературной сильнонеидеальной плазмы. При встрече В.М. Иевлев соглашается принять ИЛИ в свой коллектив и советует ему посвятить себя сложной и интересной физической проблеме – термодинамике сильнонеидеальной плазмы и прикрепляет ИЛИ к занятому этой проблемой сотруднику – к.ф.-м.н. Ю.Г. Красникову – первому научному “шефу” ИЛИ-студента. С этого момента (1962) начинается научная деятельность ИЛИ, и отныне его основные научные интересы связаны с проблемой статистической термодинамики плотных сильнонеидеальных кулоновских систем.

Изучение плотной низкотемпературной (как тогда ее условно называли) плазмы сложного состава в области высоких степеней неидеальности составило содержание его кандидатской (1977), а впоследствии и докторской диссертаций (2006). Здесь же в НИИТП сложился круг друзей-единомышленников И.Л. Иосилевского, таких же выпускников физтеха, увлеченных, как и Игорь Львович, проблемой неидеальной плазмы и ставших со временем известными и признанными авторитетами в этой области науки, среди них В.Е. Фортов, В.К. Грязнов, Э.Е. Сон, Б.Н. Ломакин, А.А. Ликальтер, Е.В. Нестеров и др., сотрудничество и дружба с которыми прошла через всю жизнь ИЛИ.

Разработки ГФЯРД в НИИТП в конце 1960-х–начале 1970-х шли интенсивно, и на плечи ИЛИ легла ответственность за проведение расчетов уравнения состояния и термодинамических функций сильнонеидеальной плазмы реальных “рабочих сред”, прежде всего урана, необходимых в качестве исходных данных для всего коллектива коллег, занятого разработкой ГФЯРД, и в первую очередь для коллег по сектору теплофизики под руководством Н.И. Кузнецовой, проводивших дальнейший расчет комплекса оптических и переносных свойств. Игорь Львович вместе с В. Грязновым в короткие сроки разрабатывают теоретическую модель, численную методику и универсальный вычислительный код SANA для проведения массовых расчетов сильнонеидеальной плазмы рабочих сред ГФЯРД. С использованием этого кода проводится большой объем необходимого комплекса расчетов теплофизических свойств, и на их основе в 1980 году под ред. В.М. Иевлева публикуется итоговое справочно-теоретическое из-

дание, содержащее как описание теории, так и обширный табличный материал по рассчитанным теплофизическим свойствам ГФЯРД [ГФЯР]. В дальнейшем методика и код САНА послужили основной платформой для расчета уравнения состояния и комплекса термодинамических функций в теоретическом сопровождении активно разрабатываемых под руководством В.Е. Фортова экспериментах по экстремальному динамическому воздействию на различные практически важные среды.

В 1982 г. И.Л. Иосилевский по предложению В.М. Иевлева переносит свою научную деятельность из НИИТП на кафедру физической механики МФТИ, совмещая со временем научную работу с постановкой учебного процесса и преподаванием на организованной в 1990 г. под руководством В.Е. Фортова базовой кафедре “Физики высоких плотностей энергии” (ФВПЭ). В 2009 г. по приглашению В.Е. Фортова, тогда уже директора ОИВТРАН, он переходит на работу в этот институт, продолжая преподавание на кафедре ФВПЭ МФТИ.

Говоря о научной работе Игоря Львовича, следует выделить тему, ставшую магистральной в его многолетнем научном творчестве, — тему фазовых превращений в неидеальной плазме (и более широко — в неидеальных кулоновских системах) и прежде всего проблему высокотемпературного критического состояния в условиях кулоновской неидеальности.

Конец 1960-х был временем острого интереса к проблеме фазовых переходов в плазме после известных работ Ландау и Зельдовича и, в особенности, теоретических работ Г.Э. Нормана и А.Н. Старостина по необычным свойствам “плазменных” фазовых переходов. Вместе с коллегами Игорь Львович участвует в попытках “поймать” плазменный фазовый переход в неидеальной плазме цезия на экспериментальных установках в НИИТП и МФТИ. Помимо этого, пытаясь найти пути к решению этой проблемы, он теоретически исследует особенности фазовых переходов в семействе простейших, методически прозрачных так называемых “безассоциативных” кулоновских моделей, основанных на модификации хорошо известной модели одно- и двухкомпонентной системы зарядов одного знака на “компенсирующем” фоне.

Еще в период учебы в аспирантуре и работы в НИИТП Иосилевский столкнулся со сложной и слабо изученной проблемой особенностей фазовых превращений в неидеальных химически реагирующих смесях и продуктах высокотемпературного разложения различных практически важных для ГФЯРД компаундов. Неконгруэнтность таких фазовых равновесий на долгие годы станет одним из главных предметов исследования. От равновесия газ–жидкость в смеси лития с водородом исследования привели в конце 1990-х к не-

конгруэнтности кипения в системе уран–кислород, продукту экстремального (аварийного) высокотемпературного разложения двуокиси урана, штатного топлива ядерных реакторов — проблеме, имеющей принципиальное значение в области безопасности ядерной энергетики.

Заметим, что чисто прикладные исследования, связанные с проблемами, типичными для ядерной энергетики, привели Игоря Львовича в конце концов к изучению явлений неконгруэнтности фазовых равновесий в самом широком круге приложений, включая фазовые переходы в недрах различных астрофизических объектов от планет-гигантов до нейтронных звезд.

В последние годы И.Л. Иосилевский уделяет много внимания изучению так называемых “энтропийных” фазовых переходов, характерных для сильнонеидеальной плазмы и сопровождающихся распадом различных связанных комплексов, как-то ионизация, диссоциация, деполимеризация “давлением” и др. вплоть до кварк-адронного перехода в астрофизических объектах. Также объектом его исследований в последние годы является теория специфических фазовых превращений в высоко-асимметричной комплексной (пылевой, коллоидной и др.) плазмы макро- и микрозарядов.

Помимо собственно научных исследований и прикладных расчетов И.Л. Иосилевский в течение многих лет принимает активное участие в научной жизни “плазменного сообщества”, будучи одним из первых участников (1978) и бессменным членом Оргкомитета традиционной весенне-зимней конференции по проблеме уравнения состояния в Приэльбрусье, а также будучи вместе с В.Е. Фортовым (и в последние годы П.Р. Левашовым) уже много лет соорганизаторами ставшей заметным и регулярным явлением — осенне-зимней сессии Совета РАН “Исследования неидеальной плазмы” в Москве.

Д.ф.-м.н. И.Л. Иосилевский ведет большую организационную работу, являясь в течение многих лет членом научных советов РАН по проблеме “Физика низкотемпературной плазмы” и проблеме “Теплофизика”, членом редколлегии журнала “Теплофизика высоких температур”.

Достижения И.Л. Иосилевского в его многолетней успешной деятельности в области науки и образования отмечены высокими государственными наградами: Игорь Львович является лауреатом премии Правительства Российской Федерации в области науки и техники 2005 г. и в области образования 2010 г.

Коллектив журнала “Теплофизика высоких температур” от всей души поздравляет своего коллегу, члена редколлегии журнала Игоря Львовича Иосилевского с юбилеем и желает ему прекрасного самочувствия, творческой активности, неиссякающего вдохновения и новых замечательных успехов на благо нашей отечественной науки!

УДК 537.525:533.9.03

ВЛИЯНИЕ БАЛЛАСТНОЙ ОБЛАСТИ НА ПАРАМЕТРЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПРИ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

© 2022 г. С. А. Фадеев^{1, 2, *}, А. И. Сайфутдинов^{3, **}, Н. Ф. Кашапов^{1, 4}, А. А. Сайфутдинова³¹Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия²Институт механики и машиностроения – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, Казань, Россия³Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, Казань, Россия⁴Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: fadееv.sergei@mail.ru

**E-mail: as.uav@bk.ru

Поступила в редакцию 08.07.2021 г.

После доработки 10.09.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

Исследовано поведение тлеющего разряда в цилиндрической трубке с присоединенной буферной балластной областью газа в диапазоне давлений от 10 до 400 Торр. Получены вольт-амперные характеристики тлеющего разряда в трубке с учетом влияния различных объемов буферной балластной области. Показано, что, варьируя объем буферной балластной области, можно изменять параметр E/N и плотность тока разряда.

DOI: 10.31857/S0040364422020041

ВВЕДЕНИЕ

Тлеющий разряд широко используется в различных областях современной науки и является основой множества практических приложений (квантовые генераторы, плазменная модификация поверхностей, тонкопленочное осаждение, биологическая дезактивация, спектрометрия и т.п.). В последние годы наблюдается резкий рост исследований тлеющего разряда при средних и высоких (вплоть до атмосферного) давлениях [1–9]. При этом свойства тлеющего разряда при таких условиях остаются мало изученными. В первую очередь это связано с трудностью экспериментальной диагностики локальных значений параметров плазмы. Зачастую о параметрах разряда приходится судить из измеренных интегральных характеристик разряда: вольт-амперной характеристики (ВАХ), оптических характеристик и т.п. [1, 3–7]. С другой стороны, при высоких давлениях возникают различные типы неустойчивостей, которые приводят к отличным от диффузной формы режимам горения разряда. В первую очередь причинами неустойчивости являются нагрев газа и изменение локальных значений концентраций нейтральных частиц в области горения разряда. Этот факт, в свою очередь, способствует изменению приведенного значения напряженности электрического поля E/N , а следовательно, и изменению транспортных характеристик электронов в плазме, констант скоростей неупругих процессов

и др. Все это может приводить к возникновению контракции [10–12].

Очевидно, что на настоящем этапе необходимо продолжить тщательное методическое экспериментальное исследование тлеющего разряда при средних и высоких давлениях. Современные работы по исследованию разрядов высокого давления проводятся, как правило, в достаточно объемных вакуумных камерах, где разряд не ограничен стенками и горит в атмосфере какого-либо газа [1, 3, 4], либо в стеклянных цилиндрических трубках [13–22]. В результате разработки и сборки экспериментальных установок на основе стеклянных трубок, как правило, существуют балластные области, основной функцией которых являются подключение устройств диагностики разряда, вакуумного поста, системы напуска газов, установка контейнеров для инъекции пылевых частиц в разрядную трубку и многое другое [13–16, 19, 23–29].

Аналогичные балластные области могут быть и в реальных устройствах, использующих в качестве рабочей среды низкотемпературную плазму. Например, в системах для отпаянных газовых лазеров, управляемых акустическими волнами, где в балластных областях установлены электроды, оптические окна, источник звуковых колебаний и др. [30, 31]. Наиболее привлекательными с практической точки зрения являются непрерывные газоразрядные CO_2 -лазеры, используемые для резки, сварки, гравировки, получения нанопорошков и

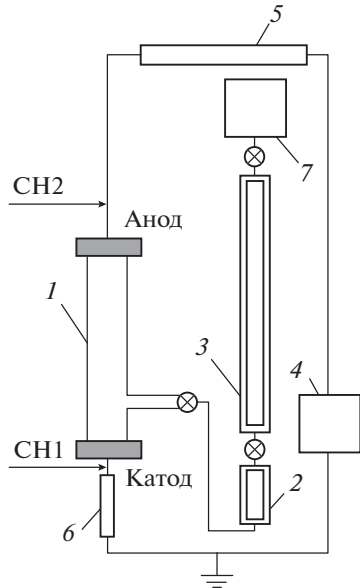


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

во многих других приложениях. В отпаянных CO_2 -лазерах обычно используется классическая схема тлеющего разряда в трубке. В трубке разряд получается более однородным в сравнении с лазерами, имеющими прямоугольную геометрию газоразрядной камеры, и качество излучения становится более высоким (предельно малая (дифракционная) расходимость излучения, высокая временная и пространственная когерентность излучения). В качестве активной среды CO_2 -лазеров используется тлеющий разряд в смеси газов CO_2 , N_2 и He , где последний может составлять до 80% [10, 32, 33]. Вследствие высокой теплопроводности гелия обеспечивается быстрый теплоотвод от активной среды, что делает разряд более устойчивым. Отпаянные газоразрядные системы, где буферным газом является гелий, используются при исследовании низкотемпературной плазмы [1, 3, 4] и плазменно-пылевых кристаллов [24–27].

В разрядах постоянного тока при средних и высоких давлениях в случае отсутствия должного охлаждения наблюдается нагрев газа, при котором существенная часть нейтральных частиц вытесняется не в пристеночные области, а в “холодные” буферные балластные области за счет большого градиента температуры. В силу справедливости уравнения состояния идеального газа при постоянстве давления увеличение температуры во всей разрядной области приведет к пропорциональному уменьшению концентрации нейтральных частиц. Это, в свою очередь, приводит к интересным особенностям горения разрядов и расширяет диапазон условий по давлению и разрядному току, существования тлеющего разряда с диффузным положительным столбом. Стоит отметить высокие показатели продольной, приведенной напря-

женности электрического поля E/N для разрядов в гелии, обеспечивающей значительный энерговклад в систему и способствующей наиболее яркому проявлению эффекта буферной балластной области.

Целью представленной работы является исследование влияния объема буферной балластной области в длинной цилиндрической трубке для широкого диапазона токов (от 30 до 200 мА) и давлений (от 10 до 400 Торр).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для исследования электрических характеристик и пространственной структуры тлеющего разряда была разработана экспериментальная установка (рис. 1). Она представляет собой трубку 1 из термостойкого боросиликатного стекла (установленную вертикально) длиной 8.8 см и внутренним диаметром 2.6 см, заполненную гелием. Два плоскопараллельных электрода из меди, охлаждаемых водой, расположены на концах трубки.

На расстоянии 3.4 см от катода находится цилиндрический канал диаметром 1 см и длиной 5.7 см с объемом $0.1V_{\text{tube}}$, где V_{tube} — объем разрядной трубки. На конце канала установлен вакуумный кран, который соединяет его с буферной областью объемом $14V_{\text{tube}}$. Буферная область 2, 3 представляет собой два цилиндрических объема из диэлектрического материала, присоединенных к разрядной трубке и разделенных вакуумным краном. Таким образом, можно выделить три буферных области газа V_b , присоединенных к разрядному промежутку с объемами $0.1V_{\text{tube}}$, $0.56V_{\text{tube}}$ и $14.1V_{\text{tube}}$.

Тлеющий разряд зажигался и поддерживался источником питания постоянного тока Spellman STR30*6 (0–30 кВ) 4. Положительное напряжение подавалось на анод через балластный резистор 5, помещенный последовательно. Катод был заземлен. Источник работал в режиме контроля по току. Общее балластное сопротивление в электрической цепи 5, 6 составляло 40 кОм. Токи и напряжения на разрядном промежутке регистрировались с помощью осциллографа Rigol DSC2072A. Для измерения напряжения применялся высоковольтный щуп АСА-6039. В качестве токового шунта использовалась часть балластного сопротивления на 700 Ом 6 со стандартным щупом RP3300A. Напряжение на разряде определялось разницей показаний с каналов осциллографа СН2 и СН1. Измерения электрических характеристик разряда велись в квазистационарном режиме мягким регулированием тока в электрической цепи. При давлении p от 10 до 300 Торр и $p = 400$ Торр ВАХ снимались в течение 25 и 10 с соответственно. Давление в разрядной камере контролировалось с помощью датчика Баратрон 625D.

На первом этапе проводилась откачка трубки с буферными областями до давлений порядка 10^{-3} Торр с помощью форвакуумного насоса 7.

Далее в систему напускался гелий до атмосферного давления и вновь производилась откачка. Такая процедура выполнялась несколько раз. Затем снова напускался гелий до исследуемых давлений. Буферная область 2, 3 перекрывалась, и в цилиндрической трубке зажигался разряд. Снимались его ВАХ. На втором этапе восстанавливалось сообщение буферной области 2 с разрядной трубкой, снова снимались ВАХ и т.д.

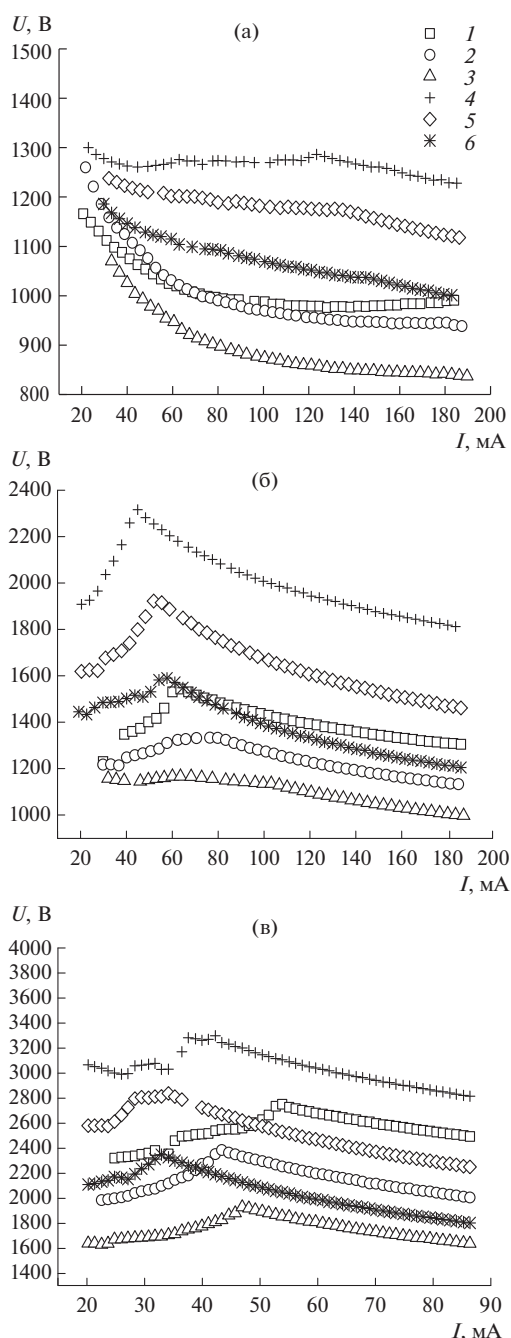


Рис. 2. ВАХ тлеющего разряда при различных объемах ББО газа: (а) – $p = 10$ Торр (1–3), 50 (4–6); (б) – 100 (1–3), 200 (4–6); (в) – 300 (1–3), 400 (4–6); 1, 4 – $V_b = 0.1V_{\text{tube}}$; 2, 5 – $0.56V_{\text{tube}}$; 3, 6 – $14.1V_{\text{tube}}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

ВАХ тлеющего разряда при разных присоединенных объемах ББО показаны на рис. 2. Электрический пробой гелия проходил при давлениях от 10 до 400 Торр. С увеличением давления газа p падение напряжения на разряде росло [1, 10]. Наблюдался нормальный тлеющий разряд, характеризующийся ростом площади токового пятна с увеличением разрядного тока, о чем косвенно может свидетельствовать факт увеличения площади свечений прикатодных областей. При давлениях от 100 Торр и выше (в пределах малых разрядных токов) на ВАХ наблюдается растущая часть, чем больше давление, тем меньше диапазон токов, в котором наблюдается растущая часть ВАХ (рис. 3). Стоит отметить, что разряд горит в нормальном режиме.

Поскольку эксперименты проводились при средних и высоких давлениях, в разряде преобладают молекулярные ионы гелия [34, 35]. Следовательно, доминирующим механизмом гибели заряженных частиц в плазменном объеме положительного столба является объемная диссоциативная рекомбинация. Как известно, разряду, контролируемому объемной рекомбинацией, свойственна растущая ВАХ [10, 36]. По мере увеличения разрядного тока возникает ионизационно-перегревная неустойчивость, которая в свою очередь приводит к контракции. ВАХ разряда при этом становится падающей. Отметим, что с ростом давления увеличивается частота столкновений, и прогрев газа по мере продвижения по ВАХ происходит быстрее, уменьшая диапазон токов, при которых существует растущая ВАХ, что подтверждается экспериментальными данными на рис. 3.

При токах от 50 мА и выше для давлений от 100 до 400 Торр наблюдается падающая часть ВАХ, что свидетельствует о неустойчивом режиме горения разряда. Падающая часть ВАХ является следствием разогрева газа [10], поэтому при больших давлениях и, как следствие, мощностях, вклады-

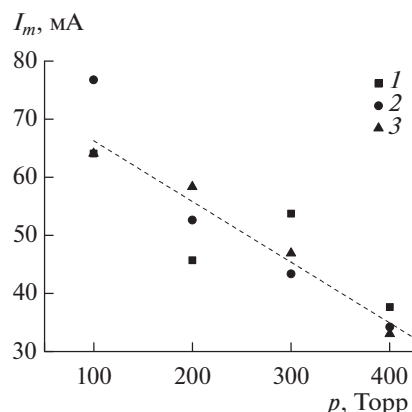


Рис. 3. Зависимость максимального тока I_m , при котором существует растущая часть ВАХ от давления: 1 – $V_b/V_{\text{tube}} = 0.1$, 2 – 0.56 , 3 – 14.1 ; штриховая линия – аппроксимация для случая $V_b = 14.1V_{\text{tube}}$.

ваемых в разряд в исследуемом диапазоне токов, падение имеет более крутой характер.

Восстановление сообщения между разрядной трубкой и ББО газа приводит к падению напряжения на разряде, визуальному увеличению ширины и радиальной однородности положительного столба (рис. 4). При этом в предположении совершенного газа увеличение объема буферной области ведет к уменьшению концентраций нейтральных частиц и, как следствие, к уменьшению напряжения горения разряда. Нейтральные частицы вытесняются в “холодную” ББО газа за счет градиента температуры, плотность нейтральной компоненты в разрядной области при этом падает. Наглядно данный процесс можно проследить на ВАХ разряда при давлении $p = 100$ Торр с объемом ББО $0.1V_{\text{tube}}$ и $p = 200$ Торр с объемом ББО $14.1V_{\text{tube}}$ (рис. 2б). ВАХ разрядов лежат в одном диапазоне напряжений и практически совпадают при давлениях, отличающихся вдвое, что свидетельствует о близких значениях параметра приведенного поля E/N для этих двух случаев. При увеличении давления наличие ББО приводит к большему снижению напряжения горения разряда, что объясняется повышением температуры в разряде и, как следствие, более эффективным вытеснением нейтральных частиц в “холодную” ББО.

В данной работе впервые наблюдался частично-контрагированный тлеющий разряд в гелии (рис. 4б). Стационарное, частично-контрагированное состояние тлеющего разряда в аргоне и смеси $\text{Ar}-\text{N}_2$ исследовалось в работах [37–40]. В условиях данного эксперимента во всех случаях контрагированная часть разряда была привязана к катоду. При увеличении тока граница между диффузной и контрагированной частями перемещалась от катода к аноду. После формирования частично-контрагированного состояния разряд в

таком режиме мог существовать в течение длительного времени без дополнительной регулировки параметров электрической цепи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследовано поведение тлеющего разряда в цилиндрической трубке с присоединенными к ней ББО газа. Сняты ВАХ тлеющего разряда в трубке с учетом трех объемов ББО, присоединенных к газоразрядному промежутку. Показано, что, варьируя объем ББО, можно изменять приведенное электрическое поле E/N и, как следствие, все основные характеристики тлеющего разряда, включая и плотность тока. Таким образом, используя такой простой инструмент, как ББО, возможно получать тлеющий разряд в гелии с однородным диффузным положительным столбом при достаточно высоких давлениях. Очевидно, что объем ББО является важным фактором, который необходимо учитывать при исследовании разрядов высокого давления и интерпретации полученных результатов. Отметим, что в литературе до сих пор этому вопросу не было уделено должного внимания. Влияние ББО имеет асимптотический характер, поэтому при изучении разрядов и сравнении результатов исследований в установках, в которых размер вакуумной камеры много больше газоразрядного промежутка, влияние объема ББО может быть несущественно. Однако, при исследовании разрядов, ограниченных стенками камеры, например в классических газоразрядных трубках, влияние ББО необходимо учитывать.

Исследование электрических характеристик разряда выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-71-10055), программная цифровая обработка данных с осциллографа проведена в рамках государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Andrade F.J., Wetzel W.C., Chan G.C.-Y., Webb M.R., Gamez G., Ray S.J., Hiefje G.M.* A New, Versatile, Direct-Current Helium Atmospheric-Pressure Glow Discharge // *J. Anal. At. Spectrom.* 2006. V. 21. P. 1175.
2. *Reghu T., Kumar M., Biswas A.K., Kukreja L.M.* A Sensitive Arc Detection Technique for Reliable Operation of High Repetition Rate TEA CO_2 Laser // *Opt. Laser Technol.* 2011. V. 43. P. 904.
3. *Arkhipenko V.I., Kirillov A.A., Safronau Ya.A., Simonchik L.V., Zgirouski S.M.* Self-Sustained DC Atmospheric Pressure Normal Glow Discharge in Helium: from Microamps to Amps // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2009. V. 18. 045013.
4. *Arkhipenko V.I., Kirillov A.A., Safronau Ya.A., Simonchik L.V.* DC Atmospheric Pressure Glow Microdischarges in the Current Range from Microamps Up to Amperes // *Eur. Phys. J. D.* 2010. V. 60. P. 455.
5. *Акишев Ю.С., Медведев М.А., Напартович А.П., Петряков А.В., Трушкин Н.И., Шафиков А.Г.* Особенности зондовых измерений в диффузной плазме в плотных газах с сильным электрическим полем // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. С. 390.

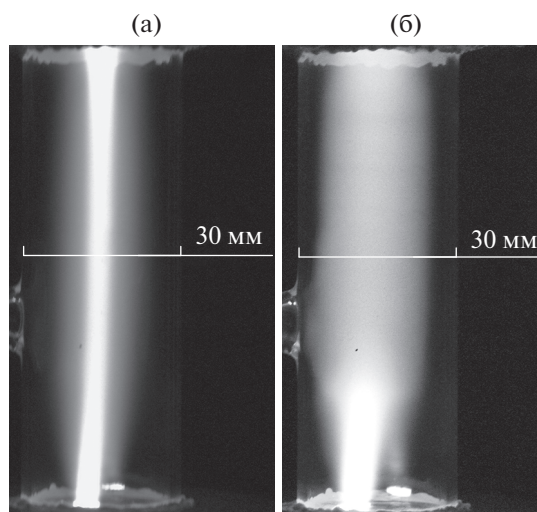


Рис. 4. Тлеющий разряд при влиянии различных объемов ББО газа ($p = 200$ Торр, $I = 40$ мА): (а) — $V_b = 0.1V_{\text{tube}}$; (б) — $14.1V_{\text{tube}}$.

6. *Joh H.M., Kang H.R., Chung T.H., Kim S.J.* Electrical and Optical Characterization of Atmospheric-pressure Helium Plasma Jets Generated with a Pin Electrode: Effects of the Electrode Material, Ground Ring Electrode, and Nozzle Shape // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2014. V. 42. P. 3656.
7. *Mob K.K., Reinsberg K.-G., Broekaert J.A.C.* Study of a Direct Current Atmospheric Pressure Glow Discharge in Helium with Wet Aerosol Sample Introduction Systems // *J. Anal. At. Spectrom.* 2014. V. 29. P. 674.
8. *Сайфутдинов А.И., Файрушин И.И., Кашапов Н.Ф.* Исследование различных сценариев поведения вольт-амперных характеристик микроразрядов постоянного тока атмосферного давления // *Письма в ЖЭТФ.* 2016. Т. 104. № 3. С. 178.
9. *Войтешинок В.С., Головин А.И., Егорова Е.К., Ломакин Б.Н., Туркин А.В., Шлойдо А.И.* Экспериментальное исследование эффективности высоковольтного тлеющего разряда как источника пучка убегающих электронов // *ТВТ.* 2017. Т. 55. № 5. С. 685.
10. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 734 с.
11. *Суржиков С.Т.* Физическая механика газового разряда. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 640 с.
12. *Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д.* Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010. 512 с.
13. *Васильяк Л.М., Поляков Д.Н., Фортвов В.Е., Шумова В.В.* Параметры положительного столба тлеющего разряда с пылевыми частицами // *ТВТ.* 2011. Т. 49. № 5. С. 643.
14. *Volynets A.V., Lopaev D.V., Rakhimova T.V., Chukalovskiy A.A., Mankelovich Yu.A., Popov N.A., Zotovich A.I., Rakhimov A.T.* N₂ Dissociation and Kinetics of N(⁴S) Atoms in Nitrogen DC Glow Discharge // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. 364002.
15. *Golubovskii Yu., Kalanov D., Maiorov V.* Radial Structure of the Constricted Positive Column: Modeling and Experiment // *Phys. Rev. E.* 2017. V. 96. 023206.
16. *Golubovskii Yu.B., Siasko A.V., Nekuchaev V.O.* Role of Thermal Effects in Neon and Argon Constricted Discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2019. V. 28. 045007.
17. *Сайфутдинов А.И., Фадеев С.А., Сайфутдинова А.А., Кашапов Н.Ф.* Влияние акустических течений на структуру контрагированного тлеющего разряда в аргоне // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 102. № 10. С. 726.
18. *Al-Khavat Sh.* Anode Spots in Glow Discharge in Neon and Helium // *J. Appl. Spectrosc.* 1996. V. 63. P. 752.
19. *Shi X., Wang X.B., Jin W., Demokan M.S.* Investigation of Glow Discharge of Gas in Hollow-core Fibers // *Appl. Phys. B.* 2008. V. 91. P. 377.
20. *Завершинский И.П., Климов А.И., Молевич Н.Е., Сулак С.С.* Акустически индуцированное формирование спиральных структур в закрученном потоке аргона в присутствии импульсно-периодического ВЧЕ-разряда // *ТВТ.* 2018. Т. 56. № 3. С. 472.
21. *Pugliese E., Meucci R., Euzzor S., Freire J.G., Gallas J.A.C.* Complex Dynamics of a DC Glow Discharge Tube: Experimental Modeling and Stability Diagrams // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. 8447.
22. *Фадеев С.А., Сайфутдинов А.И.* Управление параметрами тлеющего разряда низкого давления в аргоне с помощью акустических течений // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. С. 919.
23. *Fortov V.E., Morfill G.E.* Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. Boca Raton, FL: CRC Press, 2010. 418 p.
24. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* Пылевая плазма // *УФН.* 2004. Т. 174. С. 495.
25. *Maiorov S.A., Kodanova S.K., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S., Golyatina R.I., Bastykova N.Kh., Utegenov A.U.* The Role of Gas Composition in Plasma-dust Structures in RF Discharge // *Phys. Plasmas.* 2015. V. 22. 033705.
26. *Karasev V.Yu., Dzlieva E.S., Pavlov S.I., Ermolenko M.A., Novikov L.A., Maiorov S.A.* The Dynamics of Dust Structures under Magnetic Field in Stratified Glow Discharge // *Contrib. Plasma Phys.* 2016. V. 56. № 3–4. P. 197.
27. *Fedoseev A.V., Salnikov M.V., Demin N.A., Sukhinin G.I., Vasiliev M.M., Petrov O.F.* Experimental and Numerical Study of a Dust Cloud Formation in the Stratified Positive Column of a DC Glow Discharge in Helium // *Phys. Plasmas.* 2018. V. 25. 083710.
28. *Golubovskii Yu., Karasev V., Kartasheva A.* Dust Particle Charging in a Stratified Glow Discharge Considering Nonlocal Electron Kinetics // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2017. V. 26. 115003.
29. *Ding Z., Kudryavtsev A.A., Saifutdinov A.I., Sysoev S.S., Yuan C., Li S., Yao J., Zhou Z.* The Influence of the Ambipolar Field on the Levitation Conditions of Dust Particles in the Positive Column of the Glow Discharge with a Change the Spatial Orientation of the Discharge Tube // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2019. V. 47. P. 4391.
30. *Aramyan A.R., Galechyan G.A., Manukyan G.V.* Gas-discharge Acoustically Induced Laser // *Laser Phys.* 2007. V. 17. № 9. P. 1129.
31. *Арамян А.Р., Галечян Г.А., Манукян Г.В.* Газовый лазер, управляемый акустической волной // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. № 6. С. 895.
32. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Т. XI-4. Газовые и плазменные лазеры / Гл. ред. Фортвов В.Е., отв. ред. Яковленко С.И. М., 2005. 822 с.*
33. *McDaniel E.W.* Applied Atomic Collision Physics. V. 3. Gas Lasers / Eds. McDaniel E.W., Nighan W.L. N.Y.: Acad. Press, 1982. 469 p.
34. *Kutasi K., Hartmann P., Bano G., Donko Z.* He⁺ Molecular Ions in Helium Glow Discharges: the Effect of Bulk Electron Temperature // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2005. V. 14. S1.
35. *Sakiyama Y., Graves D.B., Stoffels E.* Influence of Electrical Properties of Treated Surface on RF-excited Plasma Needle at Atmospheric Pressure // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. V. 41. 095204.
36. *Kent C.* Volume Recombination, Constriction, and Volt-Ampere Characteristics of the Positive Column // *Phys. Rev.* 1962. V. 126. P. 1235.
37. *Garscadden A., Lee D.A.* Forward and Backward-wave Moving Striations in the Constricted Discharge // *Int. J. Electron.* 1966. V. 20. P. 567.
38. *Dyatko N.A., Ionikh Yu.Z., Meshchanov A.V., Napartovich A.P.* Steady-State Partially Constricted Glow Discharge // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2011. V. 39. P. 2532.
39. *Ionikh Y.Z., Dyatko N.A., Meshchanov A.V., Napartovich A.P., Petrov F.B.* Partial Constriction in a Glow Discharge in Argon with Nitrogen Admixture // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2012. V. 21. 055008.
40. *Dyatko N.A., Napartovich A.P., Ionikh Y.Z.* Influence of Nitrogen Admixture on Plasma Characteristics in a dc Argon Glow Discharge and in Afterglow // *Atoms.* 2019. V. 7. № 1. P. 13.

УДК 537.525

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МОЛЕКУЛ C_2 В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗОНАХ, ФОРМИРУЕМЫХ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЭТИЛЕНА, ПРОПАНА И КИСЛОРОДА В ОБЛАСТЬ РАЗРЯДА

© 2022 г. С. И. Иншаков^{1, 2, *}, В. В. Скворцов¹,
В. А. Шахатов³, Е. Д. Кудрявцева¹, А. А. Успенский¹

¹Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Россия

²Московский авиационный институт (МАИ), Москва, Россия

³Институт нефтехимического синтеза РАН, Москва, Россия

*E-mail: mera@tsagi.ru

Поступила в редакцию 06.10.2020 г.

После доработки 08.11.2021 г.

Принята к публикации 23.11.2021 г.

Методом эмиссионной спектроскопии исследованы распределения вращательной температуры молекул C_2 в промежутке между анодом и катодом электроразрядных модулей, размещавшихся в сверхзвуковом потоке, которые реализовывались в областях, занятых разрядом, при инжекции в зону разряда этилена, пропана и кислорода. Вращательные температуры указанных молекул полагались в условиях эксперимента близкими к газокинетическим. Анализ альтернативной возможности сопоставления газокинетической температуры с вращательной температурой молекул CN показал, что последняя близка к более высокой колебательной температуре, по-видимому, вследствие того, что молекулы CN образовывались в основном в результате химических реакций, которые шли с участием сильно возбужденных компонент, возникающих под действием электронов. Установлена корреляция напряжения на разрядном промежутке и уровня температур в зонах выделения энергии с величиной скоростного напора в окрестности анода.

DOI: 10.31857/S004036442201029X

ВВЕДЕНИЕ

Систематические исследования дуговых и неравновесных разрядов в сверхзвуковых потоках воздуха при инжекции в них дополнительных компонент были начаты в [1–7]. В рамках развития этого направления в [8] изложены методики создания в основном продольных разрядов, реализованные на основе разработок [9–11] при инжекции в разряды одновременно пропана и кислорода, и усовершенствованная методика бесконтактного определения газодинамической температуры [12] в высокотемпературных областях, которые образуются в этом случае. В настоящей работе приведены результаты дальнейших исследований особенностей формирования указанных областей. Рассматриваются результаты спектроскопических исследований с акцентом на возможность определения температуры газа в таких зонах. Поскольку контактные методики измерения температуры в этих зонах неприменимы, из получаемых спектров с помощью модифицированного метода [12] извлекались значения вращательной температуры молекул C_2 , как наиболее близкой к газокинетической

температуре. Он дает значения, осредненные вдоль линии визуализации поперек нагретой зоны.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты проводились в установке, рабочая часть которой имела прямоугольный канал с поперечным сечением 120×120 мм² и длиной 400 мм. Канал стыковался с тем или иным профилированным прямоугольным соплом, рассчитанным на требуемое значение числа Маха M . Для создания разрядов использовались электроразрядные модули, схема которых показана на рис. 1. Они состояли из устанавливаемых по потоку трубчатого анода и катода в виде пластины с двумя выступами. Электроды были выполнены из нержавеющей стали. Анод 3 герметично вводился через стенку проточной части 1 с использованием изолятора 2 и имел подвод топлива и окислителя, его форма удобна для размещения в рабочей части. Он заканчивался полый камерой 4, в которой при создании разряда происходило образование химически активной смеси, инжестируемой в поток. Вспомогательное топливо подводилось к этой ка-

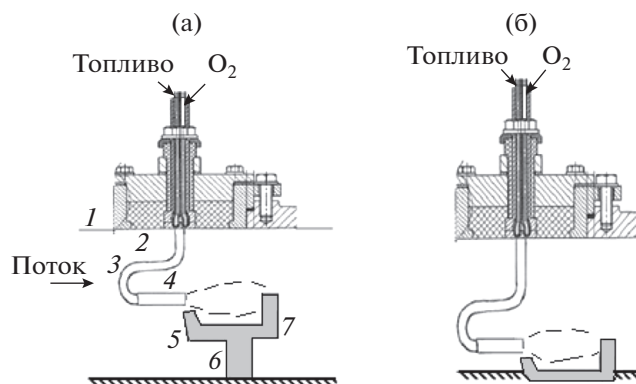


Рис. 1. Схемы создания разряда в центре рабочей части (а) и около стенки (б): 1 — стенка проточной части, 2 — изолятор, 3 — анод, 4 — полая камера на конце анода, 5 и 7 — выступы катода, 6 — основание катода.

мере по трубке, которая была проложена внутри анода. Окислитель подавался по наружной трубке, являвшейся корпусом анода.

Катод 6 имел тот же потенциал, что и металлическая стенка рабочей части. Ближний к аноду выступ катода 5 предназначен для надежного пробоя разрядного промежутка. После зажигания разряда он сносился потоком вдоль катода и при определенной величине разрядного тока замыкался в основном на дальний от анода выступ 7. Вместе с тем при некоторых условиях, обсуждаемых ниже, он мог не достигать этого выступа и замыкался на катод в промежутке между выступами. Анод располагался либо в центре рабочей части (рис. 1а), либо около его стенки (рис. 1б). Последний вариант реализации модуля предназначен для того, чтобы использовать эффект турбулизации основного потока топливовоздушной смеси около стенки для расширения области воздействия разряда. Размеры изолятора выбраны такими, чтобы исключить скользящий пробой по его поверхности при подаче на анод высокого напряжения.

Как видно из геометрии анодов на рис. 1, область инъекции находилась далеко от места формирования головной ударной волны. Поэтому можно предполагать, что последняя не влияла на течение в промежутке анод–катод. Но этот вопрос, как и влияние других пространственных газодинамических структур на формирование течения в разрядных промежутках, не были предметом проведенного исследования.

Эксперименты были выполнены при $M = 2$, статической температуре холодного потока ~ 160 К, статическом давлении 3.92×10^4 Па (294 Торр), коэффициенте избытка инжектируемого кислорода от ~ 2 до 0.95, токах разряда 1.5 и 1.8 А. Центр отверстия в аноде и верхняя кромка катода находились на одной горизонтальной линии. Расстояние между выступами катода было равно

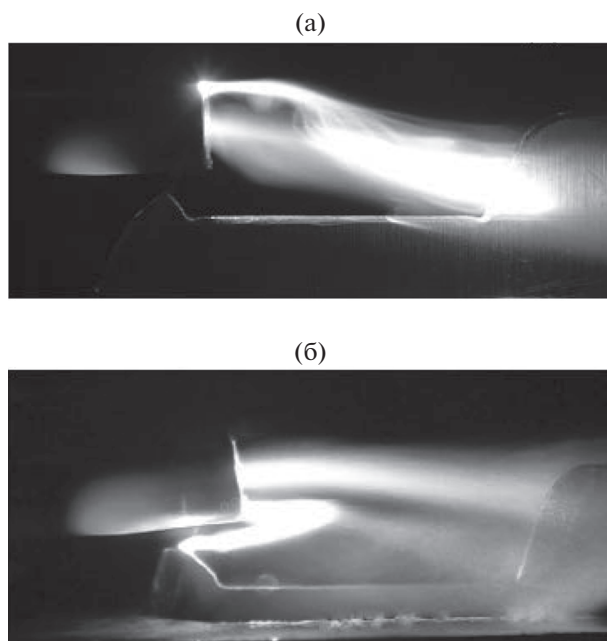


Рис. 2. Фотографии разряда при напряжениях на разрядном промежутке: (а) — 1.2, (б) — 0.5 кВ.

35–37 мм. На рис. 2 приведены фотографии разряда, полученные при токе разряда 1.5 А, инъекции этилена с расходом 1.5 г/с, кислорода — 6.15 г/с при расположении анода модуля в центре потока (а) и его расположении около стенки (б), экспозиции 1/500 с. В последнем случае расход кислорода был равен 7 г/с.

В сравниваемых случаях значения напряжения на разрядах оказались существенно различными: 1.2 кВ при создании разряда в центре рабочей части и 0.5 кВ около стенки. Во втором случае разряд замыкался преимущественно на передний выступ катода, а по напряжению горения был близок к дуговому разряду. При увеличении тока до 1.8 А напряжение на разряде снижалось до 0.2–0.3 кВ. В выполненных экспериментах, результаты которых рассмотрены ниже, была выяснена причина такого различия.

При проведении бесконтактных исследований основным измерительным инструментом был эмиссионный спектрометр HR4000CG-UV-NIR, в котором применялся детектор Toshiba TSD 1304 AP, обеспечивавший его работу в диапазоне длин волн 200–1100 нм (число элементов диодной линейки — 3648, обратная дисперсия — 0.254 нм/пиксел) при полуширине аппаратной функции 0.6 нм. Его интегрирование с установкой, на которой проводилось исследование, описано в [8]. Измерительный объем, из которого спектрометр получал информацию, имел диаметр примерно 1 мм в плоскости, перпендикулярной линии визирования, и длину 5–6 мм вдоль этой линии. Для настройки спек-

трома использовались газоразрядная лампа низкого давления ДРГС-12 и градуированная вольфрамовая лампа СИ-8-200. Инструментальная функция спектрометра составляла 1.3 нм. Расстояние между соседними длинами волн, при которых регистрировались интенсивности излучения, было равно 0.27 нм. Поскольку спектрометр обладал невысокой дисперсией, то для определения параметров плазмы использовались методы неразрешенной вращательной и частично разрешенной колебательной структуры.

Прибор был применен для сравнения интегральных спектров, которые возникали в различных условиях реализации разряда, получения данных о распределении излучающих компонент в межэлектродном пространстве, определения вращательной температуры молекул C_2 .

Для расчета колебательно-вращательных спектров углеводородных компонент (в данной работе — молекул C_2), возникающих в условиях формирования исследуемых разрядов, использовался подход, обобщенный в [12], в котором посредством многопараметрической подгонки расчетных спектров к экспериментальным эмиссионным спектрам восстанавливались функции распределения частиц (атомов, молекул и их ионов) по квантовым излучающим состояниям, отклоняющиеся от распределений Больцмана, при наличии спектрального переналожения атомарных линий и молекулярных полос в излучении газового разряда. Детали расчета колебательно-вращательных спектров C_2 и подгонки спектров более подробно изложены ниже в Приложении. Отличительная особенность используемой модели расчетов спектров излучения состояла в том, что она включала базу данных измеренных и рассчитанных спектров и не требовала каких-либо предположений о характере функций распределения частиц по возбужденным состояниям. База данных использовалась для тестирования и развития модели. Программные коды были адаптированы под спектрометр, используемый для измерений спектров. Распределение интенсивности излучения, нормированной на максимальное значение в пределах колебательной секвенции $\Delta v = 0$ молекулы C_2 в переходе $d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u$ системы Свана для ряда значений вращательной температуры T_r , рассчитанное на основе используемого программного обеспечения, представлено на рис. 3а.

Аналогичные расчеты проведены также для секвенций $\Delta v = -1$ и $\Delta v = +1$. Установлено, что коротковолновая часть спектра (например, для секвенции $\Delta v = 0$ в диапазоне 490–516 нм) сильно изменяется в зависимости от величины T_r . Поэтому путем многопараметрической подгонки расчетных и экспериментальных спектров можно определять величину T_r . Такая подгонка состояла в приведении экспериментального спектра к нормированному

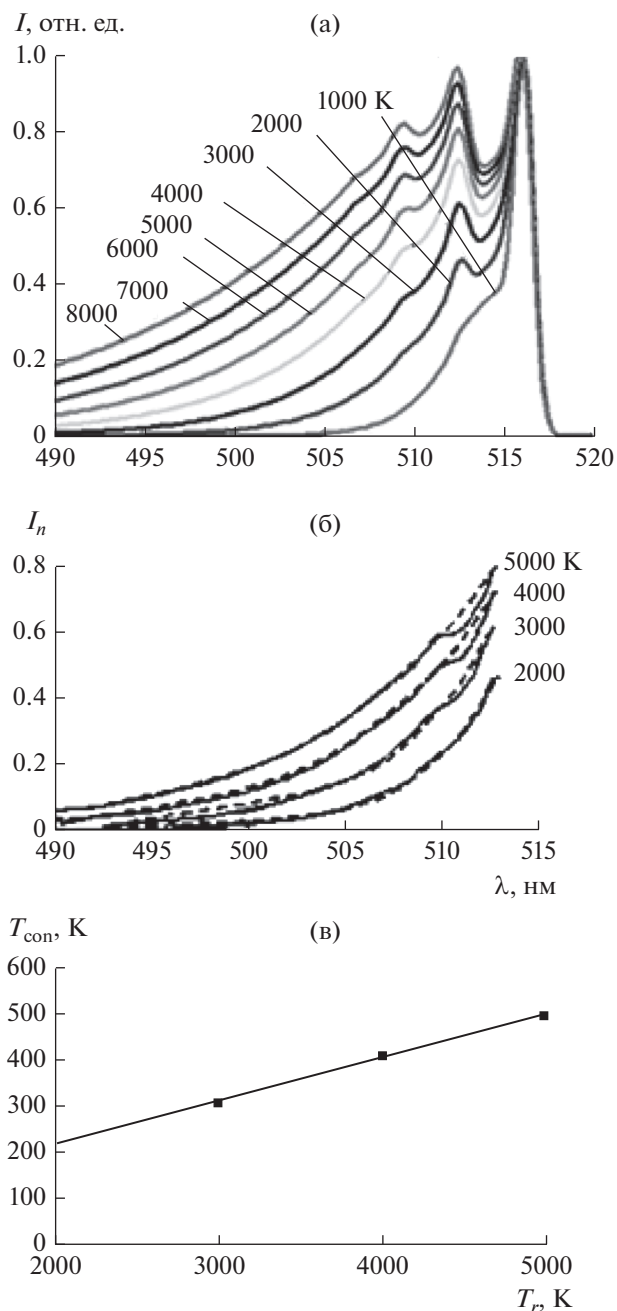


Рис. 3. Расчетные зависимости нормированной интенсивности излучения от длины волны в пределах колебательной секвенции $\Delta v = 0$ молекулы C_2 в переходе $d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u$ системы Свана для ряда значений вращательной температуры T_r : (а) — в диапазоне 490–518 нм, (б) — 490–513 нм, (в) — зависимость условной температуры от вращательной.

виду вычитанием фона и делением на максимальное значение интенсивности в пределах секвенции и варьировании расчетных относительных заселенностей колебательных уровней и вращательной температуры до наилучшего совпадения спектров.

Выполненный в [8] и в данной работе сравнительный анализ чередования интенсивностей полос

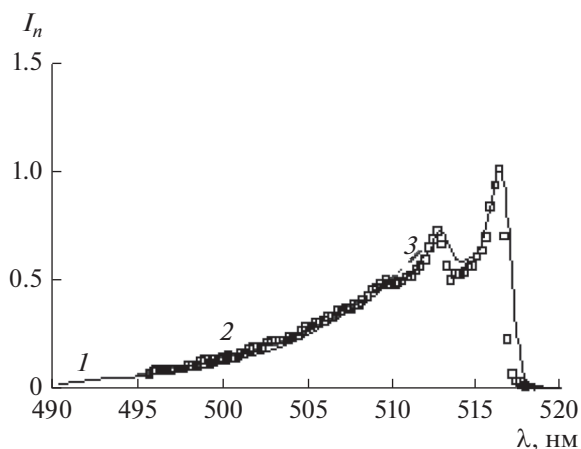


Рис. 4. Пример определения вращательной температуры по упрощенной методике: 1 – расчетная зависимость нормированной интенсивности излучения от длины волны в пределах колебательной секвенции $\Delta v = 0$ молекулы C_2 системы Свана для вращательной температуры 4000 К; 2 – распределение, полученное экспериментально в спектре этилена; 3 (штриховая линия) – экспоненциальная аппроксимация для $T_r = 4200$ К.

фиолетовой системы молекулы $CN(B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma)$ и молекулы $C_2(d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u)$ системы Свана в эмиссионных спектрах исследуемых разрядов показал, что вращательные температуры, определяемые по уровням молекулы CN , оказываются высокими, близкими к колебательной температуре. По-видимому, это обусловлено образованием молекулы CN в результате химических реакций, которые идут с участием сильно возбужденных компонент, возникающих под действием электронов. Значения вращательной температуры, соответствующие функции распределения по электронно-колебательно-вращательным уровням молекулы C_2 в излучающем состоянии $d^3\Pi_g$, были ближе к ожидаемым значениям газокINETической температуры в газовом разряде в сверхзвуковом потоке. Поэтому в дальнейшем использовалась методика, ориентированная на получение данных для этих молекул.

Для более оперативного получения информации о вращательной температуре применялась аппроксимация участков спектров, представленных на рис. 3а, при длинах волн меньше 513 нм экспоненциальными распределениями (штриховые кривые на рис. 3б) с той или иной условной (conditional) температурой T_{con} :

$$I = I_{\lambda_0} \exp\left(-\frac{hc}{kT_{con}}\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)\right),$$

где h – постоянная Планка; c – скорость света; k – постоянная Больцмана; λ_0 – длина волны, при которой находится максимум вблизи $\lambda = 513$ нм. Связь величин T_{con} и T_r оказывается линейной (рис. 3в). Это позволяет получать оценки вра-

щательной температуры в эксперименте построением графиков, аналогичных рис. 3б, определения по ним T_{con} для конкретного случая, а затем и T_r линейным перерасчетом. Пример определения вращательной температуры по такой методике приведен на рис. 4 (ток разряда – 1.5 А, напряжение на разряде – 1.2 кВ, расход этилена – 1.5 г/с, кислорода – 6.15 г/с).

В условиях, когда возбуждение уровней молекул не подвержено влиянию нетепловых факторов (например, под действием электронов или при передаче энергии, выделяемой в химических реакциях), равновесие между вращательными и поступательными степенями свободы молекул устанавливается за 3–5 столкновений молекул между собой. В проведенных экспериментах характерное время релаксации было порядка 1 мкс и мало по сравнению с пролетным временем 30–70 мкс. Поэтому газокINETическая и вращательные температуры были близки друг к другу.

Высокая скорость обработки данных электронной схемой спектрометра позволяла получать информацию о распределении интенсивности излучения эмиссионных спектров в том или ином сечении разряда за один пуск аэродинамической установки.

Сравнение интегральных спектров, которые возникали при высоком и низком напряжении горения разряда в областях наиболее интенсивного излучения при токе разряда 1.5 А, представлено на рис. 5.

Распределения ряда излучающих компонент в середине разрядного промежутка поперек разряда показаны на рис. 6 (координата Y отсчитывается от горизонтальной линии, которая соединяет центр камеры на конце анода и край дальнего выступа катода). Эти экспериментальные данные отражают существенно различный характер процессов (в частности, формирования значений температур электронов, химических реакций), которые были ответственны за возникновение излучения. При низком напряжении горения разряда излучение молекул CN , CH и атомов водорода слабо выделялось на уровне излучения C_2 в отличие от разряда при высоком напряжении между электродами.

Уменьшение напряжения на разряде приводит к снижению энерговклада и уменьшению газокINETической температуры. Это отражается и на значениях вращательной температуры молекул C_2 . Распределение указанной температуры по высоте в центре разрядного промежутка ($X = 16.5$ мм от среза камеры на конце анода) при токе разряда 1.5 А для высокого (1) и низкого (2) напряжений на разряде представлено на рис. 7.

При использовании разрядов, создаваемых по схеме, представленной на рис. 1б, желательно, чтобы разряд занимал весь межэлектродный промежуток между выступами катода. С учетом предыдущего опыта работы с похожими разрядами [8–11] было

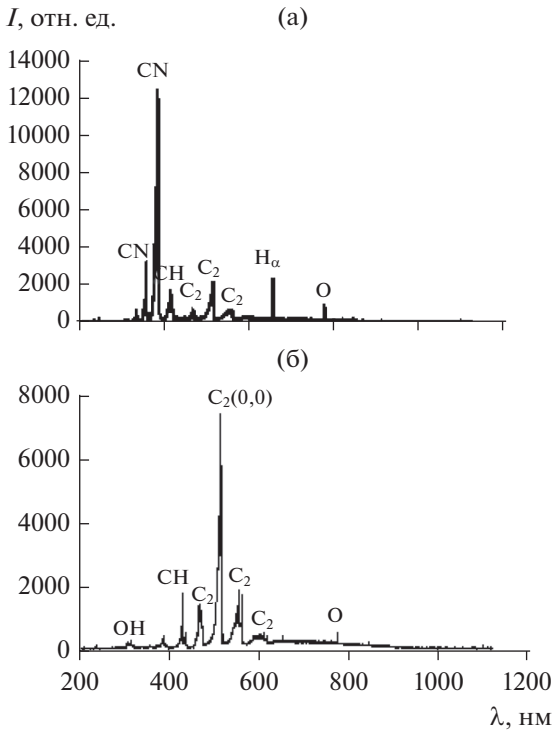


Рис. 5. Сравнение интегральных спектров разряда при высоком и низком напряжении: (а) – $U = 1.2$ кВ, расход этилена – 1.5 г/с, кислорода – 6.15 г/с; (б) – $U = 0.3$ кВ, расход этилена – 1.27 г/с, кислорода – 8.4 г/с.

предполагается, что причиной замыкания разряда в основном на передний выступ катода в рассмотренных выше экспериментах был низкий скоростной напор потока в промежутке между горизонтальным участком анода и пластиной, на которой устанавливался катод, вследствие торможения потока на длине этого промежутка. Для проверки данного предположения длина горизонтального участка анода была уменьшена до минимально возможной по технологии изготовления анода (в конкретном случае от 85 до 42 мм). Это изменение, действительно, привело к развертыванию разряда на значительно большую длину и повышению напряжения на разряде до 1–1.4 кВ. Соответствующие исследования были выполнены при использовании как этилена, так и пропана в качестве вспомогательного газа. Распределения вращательной температуры по высоте разрядного промежутка, полученные на ряде расстояний от среза анода для этих газов при токе разряда 1.5 А, представлены на рис. 8.

Система координат та же, что и на рис. 6. В эксперименте с этиленом расход газа составлял 1.5 г/с, расход кислорода – 6.2 г/с (коэффициент избытка кислорода $\alpha \approx 1.2$). При этом напряжение на разряде регистрировалось на уровне 0.95–1 кВ. При использовании пропана расход

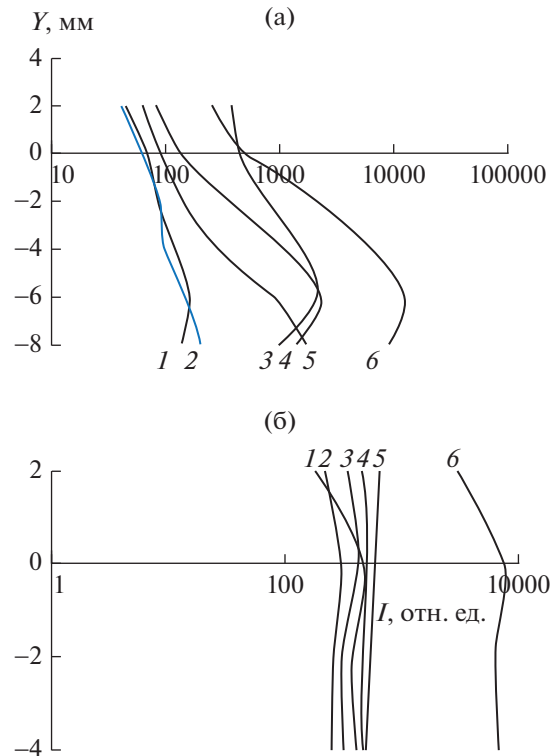


Рис. 6. Распределения относительной интенсивности излучения ряда компонент в среднем сечении разрядного промежутка при высоком (а) и низком (б) напряжении на разряде, полученные в результате обработки интегральных спектров: (а) 1 – CH, 2 – OH, 3 – C_2 , 4 – H_α , 5 – O, 6 – CN; (б) 1 – CH, 2 – OH, 3 – CN, 4 – H_α , 5 – O, 6 – C_2 .

газа был также равен 1.5 г/с, расход кислорода составлял 7.14 г/с ($\alpha \approx 1.3$), напряжение на разряде было равно 1.1–1.2 кВ. Полученные данные показывают, что в обоих случаях основная зона тепловыделения была смещена в область ниже координат

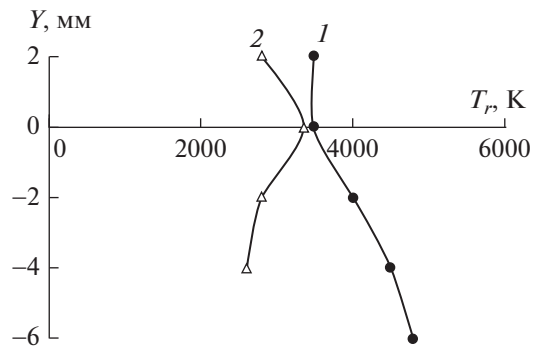


Рис. 7. Распределение вращательной температуры молекул C_2 по высоте разрядного промежутка при высоком и низком напряжении на разряде: 1 – $U = 1.2$ кВ, расход этилена – 1.5 г/с, кислорода – 6.15 г/с; 2 – $U = 0.3$ кВ, расход этилена – 1.27 г/с, кислорода – 8.4 г/с.

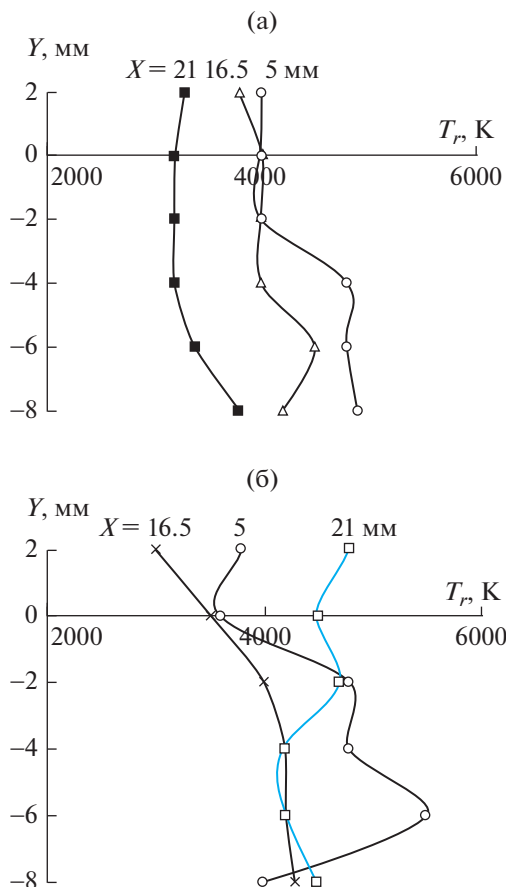


Рис. 8. Распределения вращательной температуры по высоте разрядного промежутка, полученные на ряде расстояний от среза анода для этилена (а) и пропана (б) при токе разряда 1.5 А и длине горизонтального участка анода 42 мм.

наты $Y=0$, и отражают неравномерность энерговыделения в исследуемой зоне. При использовании пропана зарегистрированы более высокие максимальные температуры, чем при использовании этилена, т.е. имела место такая же ситуация, как в соответствующих пламенах. На одном и том же удалении от анода $X = 21.5$ мм температура в случае пропана оказалась более высокой, чем при использовании этилена. В проведенных экспериментах могли реализоваться температуры на уровне 3500–4500 К, более высокие, чем в этилен-кислородном и пропан-кислородном пламени (~3000 К) или в сверхзвуковом потоке воздуха, нагреваемом одним неравновесным разрядом при сопоставимых значениях подводимой электрической мощности и равных значениях статического давления (~2000 К).

С целью проверки предположения о роли величины скоростного напора в формировании области с высокой температурой за анодом в отсут-

ствии разряда были проведены измерения пневмометрическими датчиками статического и полного давлений в промежутке между нижней кромкой анода и пластиной при длине горизонтального участка анода 42 и 85 мм. По этим данным рассчитаны значения $q = \rho w^2$ [кг/м²с²], где ρ – плотность газа в потоке, w – его скорость. Результаты измерений, выполненных на срезе выходного канала анода между его нижней горизонтальной кромкой и пластиной, представлены на рис. 9. Из них следует, что в случае анода с длинным горизонтальным участком скоростной напор около анода примерно в два раза более низкий, чем при коротком горизонтальном участке анода.

Существенное влияние тока разряда на вращательную температуру молекул C_2 , полученное в эксперименте при использовании анода с более коротким горизонтальным участком и комбинации пропана с кислородом в качестве инжектируемых газов (расход пропана – 1.5 г/с, кислорода – 7.14 г/с), показано на рис. 10.

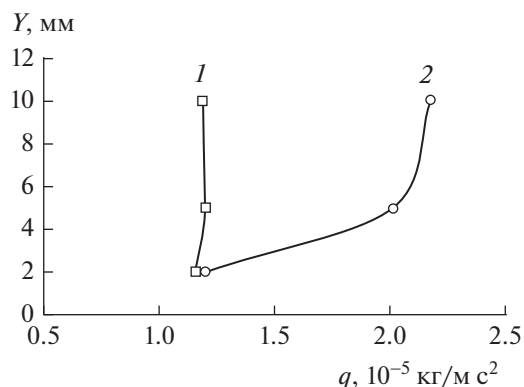


Рис. 9. Распределение скоростного напора в промежутке между нижней кромкой анода и пластиной при длине горизонтального участка анода 85 (1) и 42 мм (2).

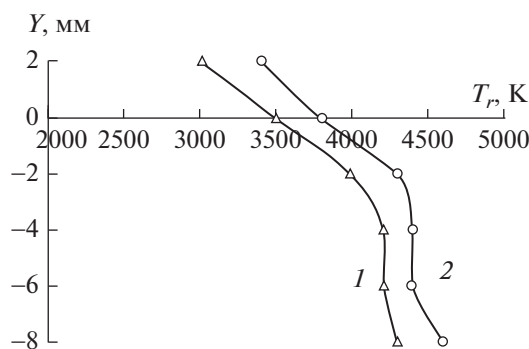


Рис. 10. Распределение вращательной температуры по высоте разрядного промежутка в средней зоне при токах разряда 1.5 (1) и 1.8 А (2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование методом эмиссионной спектроскопии температуры и ее распределения в зонах, которые формируются в высокоскоростных потоках воздуха продольными и близкими к продольным разрядами постоянного тока при инъекции в них углеводородных топлив и кислорода, показало, что этот способ может приводить к образованию высокотемпературных зон с температурами, более высокими, чем в обычных этилен-кислородном и пропан-кислородном пламенах или в сверхзвуковом потоке воздуха, нагреваемом одним неравновесным разрядом при сопоставимых значениях подводимой электрической мощности и равных значениях статического давления. Полученные результаты свидетельствуют о том, что увеличение скоростного напора основного потока приводит к трансформированию зоны разряда, в которой происходят плазмохимические реакции, увеличению ее длины, повышению напряжения на разряде и температуры.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Многопараметрическая подгонка (см. ниже) основана на результатах анализа расчетов электронно-колебательно-вращательных спектров C_2 , выполненных в [12].

В этом анализе рассматривались интенсивные электронно-колебательно-вращательные (ЭКВ) молекулярные полосы, соответствующие системе Свана $C_2(d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u)$ молекулы диуглерода C_2 . При этом учитывалось, что электрический дипольный переход между триплетными электронными состояниями $d^3\Pi_g$ и $a^3\Pi_u$ молекулы C_2 определяется правилами отбора, типом связи (взаимодействия электронов с ядрами частицы), свойствами симметрии этих состояний [13, 14].

Мощность $\epsilon_{mn}(\tilde{\nu}_{rad} - \tilde{\nu}_{mn})$, излучаемая в единице объема молекулами C_2 в результате электрического дипольного перехода $m \rightarrow n$ на единичный интервал волнового числа $\tilde{\nu}_{rad}$, рассчитывалась в рамках квантовой электродинамики и физической кинетики [13–18]. Индексы m и n в последнем выражении обозначают наборы квантовых чисел. Положение в спектре испускания ЭКВ-линии молекулы C_2 , соответствующее переходу $m \rightarrow n$, определяется волновым числом $\tilde{\nu}_{mn}$. Предполагалось, что длины волн электромагнитного поля много больше размеров молекулы C_2 . Это условие справедливо для ультрафиолетового, видимого и инфракрасного диапазонов длин волн, представляющих интерес для практической спектроскопии. Электромагнитное поле, взаимодействующее с молекулой C_2 , является слабым. Это взаимодействие приводит к поглощению и излучению одного фотона. Энергия фотона равняется разности энер-

гий квантовых состояний молекулы C_2 , которые устанавливаются правилами отбора для электрического дипольного перехода молекулы C_2 . Спектры испускания молекулы C_2 в высокотемпературной зоне между электродами возникают преимущественно в результате спонтанного излучения молекулы C_2 в возбужденном состоянии $d^3\Pi_g$. Зависимость $\epsilon_{mn}(\tilde{\nu}_{rad} - \tilde{\nu}_{mn})$ от концентраций частиц N_m в возбужденном излучающем состоянии $d^3\Pi_g$ дается выражениями [13–18]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{mn}(\tilde{\nu}_{rad} - \tilde{\nu}_{mn}) &= S_{mn}(\tilde{\nu}_{rad} - \tilde{\nu}_{mn})\epsilon_{mn}^{int}(\tilde{\nu}_{mn}), \\ \epsilon_{mn}^{int}(\tilde{\nu}_{mn}) &= A_{mn}N_mhc\tilde{\nu}_{mn}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_{mn}^{int}(\tilde{\nu}_{mn})$ – мощность, излучаемая в единице объема молекулами C_2 ; A_{mn} – вероятность спонтанного излучения. Функция $S_{mn}(\tilde{\nu}_{rad} - \tilde{\nu}_{mn})$ от волнового числа $\tilde{\nu}_{rad}$ обозначает истинный контур ЭКВ-линии, соответствующий электрическому дипольному переходу молекулы C_2 .

В модели расчета спектров испускания учитывались неоднородное доплеровское и однородное уширение ЭКВ-линий [19], обусловленное тепловым движением молекул C_2 и взаимодействием между тяжелыми частицами (молекулами и атомами) соответственно. При учете в модели однородного уширения предполагалось, что уширение линий, обусловленное столкновениями между тяжелыми частицами, много больше, чем естественное уширение, и сдвиг линии, обусловленный столкновениями между частицами при газокинетической температуре $T_g \geq 2000$ К, много меньше ее доплеровского уширения. При оценке однородного уширения ЭКВ-линий в спектре молекулы C_2 использовались [20]: модели твердых сфер (с применением различных аппроксимаций зависимости сечения столкновений между частицами от температуры T_g); модели, в которых потенциал взаимодействия при столкновении частиц аппроксимируется потенциалами Леннарда–Джонса или Борна–Майера. Учет однородного и неоднородного уширения линий обуславливал зависимость величины $\epsilon_{mn}(\tilde{\nu}_{rad} - \tilde{\nu}_{mn})$ от параметров потенциалов взаимодействия и поступательной температуры газа T_g в высокотемпературной зоне.

Для двухатомной молекулы C_2 применение адиабатического приближения [13–18] допускает ряд преобразований выражения (1):

$$\begin{aligned} \epsilon_{mn}^{int}(\tilde{\nu}_{J'J''}) &= \frac{16\pi^3c}{3}\tilde{\nu}_{J'J''}^4 S_{e'_st e''_st}(r_{v'v''}) q_{v'v''} \times \\ &\times \frac{S_{J'J''}}{(2J'+1)K'} N_{J'v'e'_st}. \end{aligned}$$

Здесь m и n выражены через совокупность квантовых чисел v', J' и v'', J'' соответственно. Величины с верхним индексом “” соответствуют верхнему излучающему состоянию $e'_{st} = d^3\Pi_g$ молекулы C_2 , а с индексом “” – нижнему электронному состоянию $e''_{st} = a^3\Pi_u$; J', J'' – квантовые числа полного углового момента вращения молекулы C_2 ; $\tilde{\nu}_{J', J''}$ – волновое число, определяющее положение ЭКВ-линии в спектре испускания молекулы. Величина $S_{J', J''}$ является силой ЭКВ-линии (фактором Хенля–Лондона); $S_{e'_{st}e''_{st}}(r_{v', v''})$ обозначает силу электронного перехода $J', v', e'_{st} \rightarrow J'', v'', e''_{st}$; $N_{J', v', e'_{st}}$ – концентрация молекул C_2 в возбужденном ЭКВ-состоянии $J', v', e'_{st} = d^3\Pi_g$; K' – коэффициент нормировки факторов Хенля–Лондона [18]. Величина $r_{v', v''}$ является r -центроидой, а $q_{v', v''}$ обозначает фактор Франка–Кондона. Значения $S_{J', J''}$, наборы квантовых чисел J', v', e'_{st} и J'', v'', e''_{st} определяются промежуточным типом связи по Гунду ([13], с. 426–430), свойствами симметрии верхних и нижних ЭКВ-состояний молекулы C_2 и правилами отбора для электрических дипольных переходов $J', v', e'_{st} \rightarrow J'', v'', e''_{st}$ [13–15].

Для определения величины $\epsilon_{mn}^{int}(\tilde{\nu}_{mn})$ созданы базы данных на основе ряда работ (например, [13, 18, 21–26]), которые включают: спектроскопические константы электронно-возбужденных состояний молекулы C_2 ; значения $S_{e'_{st}e''_{st}}(r_{v', v''})$, $q_{v', v''}$, длин волн и вероятности излучательных переходов молекулы C_2 . Для расчета $S_{e'_{st}e''_{st}}(r_{v', v''})$ используется полуэмпирическое выражение [18]

$$S_{e'_{st}e''_{st}}(r_{v', v''}) = 33(1 - 0.52r_{v', v''})^2.$$

Определение положений в спектре вращательных линий $\tilde{\nu}_{J', J''}$ выполнено с учетом промежуточного типа связи по Гунду, правил отбора и свойств симметрии ЭКВ-состояний согласно соотношению [13–15, 18]

$$\tilde{\nu}_{J', J''} = \tilde{\nu}_{v', v''} + F(J', v') - F(J'', v'').$$

Для расчета спектральных вращательных термов $F(J', v')$ и $F(J'', v'')$ в колебательных состояниях v' и v'' соответственно использовались выражения из [13–18], в которых учитывается колебательно-вращательное, центробежное и спин-орбитальное взаимодействия. Совокупность ЭКВ-линий, наблюдаемых в спектре испускания молекулы C_2 , обусловлена переходами между различными

вращательными уровнями J' и J'' при фиксированных значениях колебательных состояний v' и v'' . Величина $\tilde{\nu}_{v', v''}$ при расчете значений $\tilde{\nu}_{J', J''}$ для конкретного электронно-колебательного перехода $v', e'_{st} = d^3\Pi_g \rightarrow v'', e''_{st} = a^3\Pi_u$ является постоянной [14, 15]. Она определяет начало электронно-колебательной полосы (нулевую линию) и рассчитывается в модели на основе выражения [13–18]:

$$\tilde{\nu}_{v', v''} = \tilde{\nu}_{e'_{st}e''_{st}} + G(v') - G(v'').$$

Величина $\tilde{\nu}_{e'_{st}e''_{st}}$ определяется разностью значений верхнего $T_{e'_{st}}$ и нижнего $T_{e''_{st}}$ спектральных электронных термов, соответствующих состояниям $e'_{st} = d^3\Pi_g$ и $e''_{st} = a^3\Pi_u$:

$$\tilde{\nu}_{e'_{st}e''_{st}} = T_{e'_{st}} - T_{e''_{st}}.$$

Она является постоянной в пределах рассматриваемого электронно-колебательного перехода $v', e'_{st} = d^3\Pi_g \rightarrow v'', e''_{st} = a^3\Pi_u$. Величины $G(v')$ и $G(v'')$ определяют спектральные колебательные термы, которые соответствуют верхнему $e'_{st} = d^3\Pi_g$ и нижнему $e''_{st} = a^3\Pi_u$ электронным состояниям молекулы C_2 . Значения $G(v)$ рассчитывались в модели на основе соотношения, взятого из работ [13–18].

В работе [13] отмечается, что распределение интенсивности в отдельных участках ЭКВ-спектра испускания молекул в электрических разрядах могут характеризоваться различными значениями вращательной температуры (“холодные” и “горячие” участки спектров испускания молекул). Возникновение “холодных” и “горячих” участков в спектрах молекул обусловлено физико-химическими процессами с участием молекул в электронно-возбужденных состояниях. В отличие от опубликованных в литературе моделей расчета спектров испускания ([27–29] и других), созданные в данной работе вычислительные коды допускают определение набора значений $T_{tot}(e'_{st})$, соответствующих различным вращательным термам $F(J', v')$ и выделенным группам квантовых чисел J' .

Многopараметрическая подгонка рассчитанных спектров к экспериментальным. Перед выполнением процедуры подгонки рассчитанные и экспериментальные спектры приводятся в единый формат, удобный для сравнения. Чередувание интенсивности $I_c(\lambda)$ от длины волны λ в спектрах нормализуется на максимум интенсивности.

Процедура многopараметрической подгонки рассчитанных спектров к измеренным состоит в следующем.

Чтобы ускорить обработку экспериментальных данных, создается массив данных: на первом этапе подгонки рассчитывается библиотека зависимостей интенсивностей $I_c(\lambda)$ от длины волны λ для полос, принадлежащих секвенциям ($\Delta v = 0, \pm 1$) системы Свана ($d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u$) молекулы C_2 при значениях вращательной температуры $T_r(d^3\Pi_g) = 1000\text{--}8000$ К. На этом этапе температура $T_r(d^3\Pi_g)$ полагается равной T_g и колебательной температуре $T_v(d^3\Pi_g)$, соответствующей бoльцмановской функции распределения молекул C_2 по электронно-колебательным уровням v' состояния $e'_{st} = d^3\Pi_g$. Из сопоставления с экспериментальными спектрами определяются максимальное и минимальное значения $T_r(d^3\Pi_g)$, при которых интенсивности в измеренном спектре $I_{\text{exp}}(\lambda)$ удовлетворяют условию

$$I_c^{\min}(\lambda) \leq I_{\text{exp}}(\lambda) \leq I_c^{\max}(\lambda). \quad (2)$$

Здесь $I_c^{\min}(\lambda)$ и $I_c^{\max}(\lambda)$ – интенсивности, полученные в результате расчетов при условии, что разности $I_{\text{exp}}(\lambda) - I_c^{\min}(\lambda)$ и $I_c^{\max}(\lambda) - I_{\text{exp}}(\lambda)$ являются минимальными. На рис. 11 приведены результаты расчетов распределения интенсивности в зависимости от длины волны в полосах секвенций ($\Delta v = 0, \pm 1$) системы Свана молекулы C_2 при различных значениях $T_r(d^3\Pi_g)$ и равновесии между поступательными и внутренними степенями свободы молекулы. Расчеты показывают, что участок спектра, соответствующий коротким длинам волн, значительно изменяется в зависимости от $T_r(d^3\Pi_g)$.

На втором этапе подгонки изменяются пять значений $N_{e'_{st}v'}/N_{e'_{st}v'=0}$ ($v' = 1\text{--}5$) при найденной на первом этапе температуре $T_r(d^3\Pi_g)$ таким образом, чтобы удовлетворить условию (2). На этом этапе

температура T_g , как и на первом, полагается равной $T_r(d^3\Pi_g)$.

На третьем этапе подгонки изменяется величина $T_r(d^3\Pi_g)$ при найденных на втором этапе значениях $N_{e'_{st}v'}/N_{e'_{st}v'=0}$ таким образом, чтобы удовлетворить условию (2). Температура T_g , как и на первых двух этапах, полагается равной $T_r(d^3\Pi_g)$.

Последующие этапы подгонки многократно повторяют второй и третий этапы до наилучшего совпадения измеренной и рассчитанной зависимостей интенсивности $I_c(\lambda)$ от λ в полосах различных секвенций ($\Delta v = 0, \pm 1$) системы Свана молекулы C_2 . Если значения $T_r(d^3\Pi_g)$, соответствующие полосам для различных секвенций, совпадают, то проводится анализ условий, при которых найденное значение $T_r(d^3\Pi_g)$ можно отождествить с газокинетической температурой T_g в высокотемпературной зоне. Они соответствуют [13].

Время релаксации энергии τ_{R-T} , запасенной в ЭКВ-степенях свободы молекулы C_2 , должно быть больше, чем время поступательной релаксации τ_{T-T} молекулы, и меньше времени $\tau_{e'_{st}}$ самопроизвольного (спонтанного) радиационного распада, соответствующего переходу $d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u$ молекулы C_2 , $\tau_{T-T} < \tau_{R-T} \ll \tau_{e'_{st}}$. Чтобы оценить τ_{R-T} , предполагается, что характерное время τ_{R-T} сопоставимо по порядку величины с временем поступательной релаксации τ_{T-T} молекулы C_2 . Значение τ_{T-T} имеет порядок величины среднего времени столкновений молекул C_2 с частицами в высокотемпературной зоне, $\tau_{T-T} \approx (2\text{--}5) \times 10^{-9}$ с в диапазоне температур от 1000 до 5000 К. Значение $\tau_{e'_{st}}$ составляет $(1\text{--}8) \times 10^{-7}$ с [18]. Условие $\tau_{R-T} \ll \tau_{e'_{st}}$ удовлетворяется в высокотемпературной зоне.

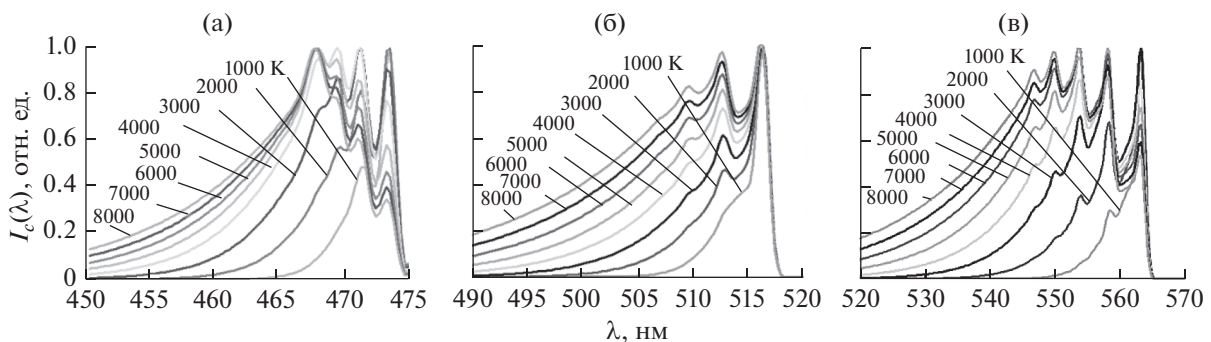


Рис. 11. Расчет распределения интенсивности $I_c(\lambda)$ в полосах секвенции системы Свана молекулы C_2 в диапазоне поступательной температуры $T_g = 1000\text{--}8000$ К при равновесии между поступательными и внутренними степенями свободы молекулы: (а) – $\Delta v = -1$, (б) – $\Delta v = 0$, (в) – $\Delta v = +1$.

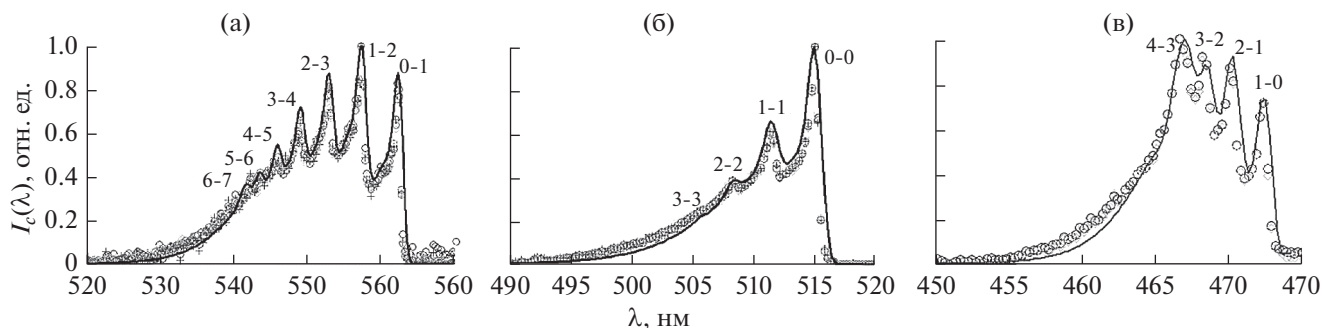


Рис. 12. Сравнение измеренных (символы) и рассчитанных (сплошные линии) распределений интенсивности $I_c(\lambda)$ в полосах секвенции системы Свана C_2 при нарушении равновесия между вращательными и колебательной степенями свободы молекулы в состоянии $d^3\Pi_g$: (а) $-\Delta v = -1$, $T_r(d^3\Pi_g) = 2230 \pm 300$ К, $T_v(d^3\Pi_g) = 5800 \pm 900$ К для $v = 0-2$; (б) $-\Delta v = 0$, 2300 ± 300 К, 6600 ± 900 К; (в) $-\Delta v = +1$, 2000 ± 300 К, 6000 ± 900 К.

Предполагается, что характерные времена прямых и обратных неупругих процессов и химических реакций с участием молекул C_2 в возбужденном состоянии $d^3\Pi_g$ значительно больше, чем времена τ_{R-T} и $\tau_{e_{st}}$.

Время пребывания τ_L молекул C_2 в возбужденном состоянии $d^3\Pi_g$ в высокотемпературной зоне должно быть больше, чем времена τ_{R-T} и $\tau_{e_{st}}$. Так как $\tau_L \approx (3-7) \times 10^{-5}$ с [30], это условие выполняется. Как получено в данной работе, значения $T_r(d^3\Pi_g)$ увеличиваются с ростом энерговклада в разрядной зоне. Это также косвенно указывает на то, что $T_r(d^3\Pi_g) = T_g$. Таким образом, газокинетическая температура T_g совпадает с вращательной температурой $T_r(d^3\Pi_g)$ в высокотемпературной зоне.

Результаты определения вращательной температуры $T_r(d^3\Pi_g)$ посредством многопараметрической подгонки приведены на рис. 12. Символы соответствуют интенсивностям, которые измерены в условиях электрического продольного разряда, подробно обсуждаемых в [8–10]. Сплошные линии — результаты расчетов интенсивностей. Функция распределения по ЭКВ-уровням молекулы диуглерода в триплетном состоянии $d^3\Pi_g$ удовлетворительно описывается бoльцмановским распределением; вращательные температуры, соответствующие различным секвенциям, совпадают в пределах погрешности (± 300 К) и лежат в диапазоне $T_r(d^3\Pi_g) = 2000-2300$ К. В междуэлектродную область вводится пропан C_3H_8 с массовым расходом $G_{C_3H_8} = 1$ г/с. Спектры испускания записаны в сечении разрядного канала, расположенного на расстоянии $X = 21$ мм от передней кромки катода [8–10].

Отличительная особенность используемой модели расчетов спектров испускания состоит в том, что она не требует каких-либо предположений о характере функций распределения молекул C_2 по колебательным уровням v' . Из сравнения измеренных и рассчитанных спектров испускания в высокотемпературной зоне определяются значения $N_{e_{st}v'}/N_{e_{st}v'=0}$ по зависимости

$$\ln(N_{e_{st}v'}/N_{e_{st}v'=0}) = f(hcG(v')),$$

которая является искомой функцией распределения молекул C_2 по электронно-колебательным уровням в состоянии $e'_{st} = d^3\Pi_g$. В случае ее линейной зависимости от $hcG(v')$ функция распределения молекул C_2 по электронно-колебательным уровням v' является бoльцмановской. В модели вводится понятие температуры колебательного возбуждения $T_v(d^3\Pi_g)$ для данных колебательных уровней v' состояния $e'_{st} = d^3\Pi_g$. Ее значение определяется по углу наклона прямой, построенной методом наименьших квадратов, для определенной зависимости $\ln(N_{e_{st}v'}/N_{e_{st}v'=0})$ от $hcG(v')$. На рис. 13 приведены результаты определения функции распределения по электронно-колебательным уровням v' молекулы диуглерода в возбужденном состоянии $d^3\Pi_g$.

Установлено, что состояние ионизированной газовой среды в междуэлектродной зоне является неравновесным [8–10]. Для всех секвенций функция распределения по шести электронно-колебательным уровням ($v' = 0-5$) не описывается бoльцмановским распределением. Функция распределения по трем электронно-колебательным уровням

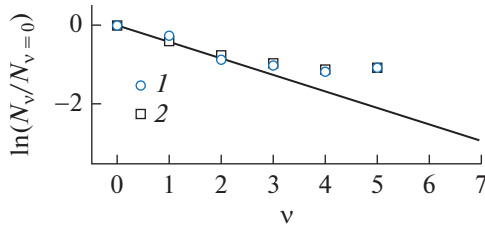


Рис. 13. Функция распределения по колебательным уровням v молекулы C_2 в возбужденном состоянии $d^3\Pi_g$ (символы) по результатам обработки спектров испускания секвенций $\Delta v = 1$ (1) и 0 (2) системы Свана: линия – расчет по формуле Больцмана при колебательной температуре $T_v(d^3\Pi_g) = 6000$ К; N_v – концентрация молекул C_2 , возбужденных на колебательный уровень v ; условия те же, что и на рис. 12.

($v' = 0-2$) является больцмановской с температурой 5800–6600 К, превышающей вращательную температуру (2000–2300 К). Иерархия температур, соответствующая различным степеням свободы молекулы диуглерода, имеет следующий вид:

$$T_v(d^3\Pi_g) > T_r(d^3\Pi_g) \approx T_g.$$

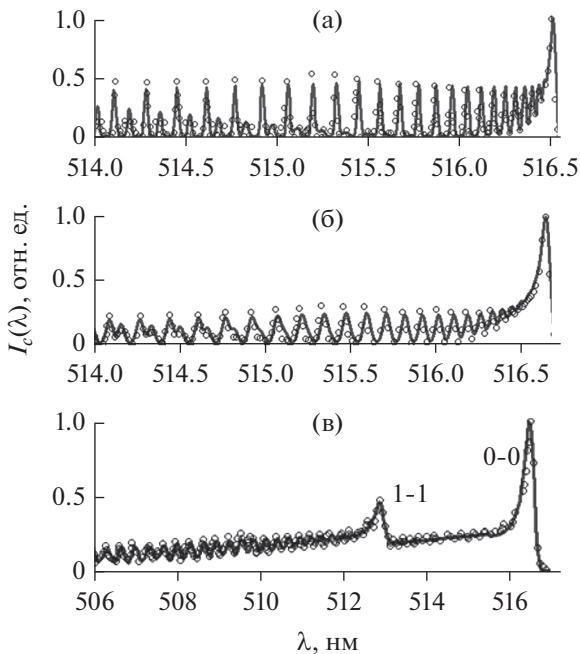


Рис. 14. Сопоставление расчетов по моделям из [27–29] (символы) и данной работы (кривая) интенсивности излучения $I_c(\lambda)$ в полосах системы Свана молекулы C_2 для секвенции $\Delta v = 0$: (а), (б) – $T_r(d^3\Pi_g) = 6000$ [27] и 4000 К [28] соответственно; (в) – $T_r(d^3\Pi_g) = 4000$ К и $T_v(d^3\Pi_g) = 5000$ К для $v = 0-1$ [29].

База данных измеренных и рассчитанных спектров используется для проверки и развития модели. На рис. 14 показано сопоставление результатов расчетов спектров испускания молекулы C_2 по модели, разработанной в данной работе, и моделям [27–29]. Наблюдается удовлетворительное согласие между результатами расчетов и определения вращательной и колебательной температур по различным моделям.

Обработка спектров испускания состоит из идентификации спектра, вычитания фона, определения спектрального отклика и передаточной функции оптической системы. Предполагается, что интенсивность в наблюдаемых спектрах испускания молекул C_2 в высокотемпературной зоне не искажается в результате реабсорбции, рефракции, переотражения от элементов оптической системы и т.д.

При идентификации спектров высокотемпературной зоны применяются табличные данные [21] и метод сравнения спектров [13]. В методе сравнения спектров используются идентифицированные спектры из различных литературных источников [13, 22–32]. Для определения интенсивности фона рассматриваются участки спектра, свободные от атомных линий и молекулярных полос. Калибровочные характеристики оптической системы позволяют учесть искажение спектрального распределения интенсивности в результате взаимодействия электромагнитного излучения с элементами рабочей части установки и оптической системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Takita K., Uemoto T., Sato T. et al. Ignition Characteristics of Plasma Torch for Hydrogen Jet in an Airstream // J. Propul. Power. 2000. V. 16. № 2. P. 227.
2. Jacobson L.S., Gallimore S.D., Schetz J.A., O'Brien W.F. Integration of an Aeroramp Injector/Plasma Igniter for Hydrocarbon Scramjets // J. Propul. Power. 2003. V. 19. № 2. P. 170.
3. Klimov A., Bityirin V., Brovkin V. et al. Optimization of Plasma Generators for Plasma Assisted Combustion // AIAA-2001-2874.
4. Anikin N., Pancheshnyi S., Starikovskaia S., Starikovskii A. Air Plasma Production by High-voltage Nanosecond Gas Discharge // AIAA-2001-3088.
5. Esakov I.I., Grachev L.P., Khodataev K.V., VanWie D.M. Investigation of the Undercritical Microwave Streamer Discharge for Jet Engine Fuel Ignition // AIAA-2001-2939.
6. Chernikov V., Ershov A., Shibkov V. et al. Gas Discharges in Supersonic Flows of Air – Propane Mixtures // AIAA-2001-2948.
7. Leonov S., Bityirin V., Savelkin K., Yarantsev D. Hydrocarbon Fuel Ignition in Separation Zone of High Speed Duct by Discharge Plasma // The 4th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications (Abstracts). Moscow. 9–11 April 2002. P. 56.
8. Иншаков С.И., Скворцов В.В., Рожков А.Ф., Шахатов В.А., Иншаков И.С., Успенский А.А., Урусов А.Ю.

- Спектроскопические исследования продольных разрядов в сверхзвуковом потоке воздуха при инъекции пропана, этилена и кислорода в зону разряда // ТВТ. 2019. Т. 57. № 6. С. 835.
9. *Иванов В.В., Скворцов В.В., Ефимов Б.Г., Пындик А.М., Киреев А.Ю., Крашенинников В.Н., Шиленков С.В.* Спектроскопические исследования продольного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха при инъекции пропана в зону разряда // ТВТ. 2008. Т. 46. № 1. С. 7.
 10. *Ефимов Б.Г., Иванов В.В., Иншаков С.И., Скворцов В.В., Стародубцев М.А.* Исследование формирования пространственного положения продольного разряда в сверхзвуковом потоке с помощью подбора конфигурации анода в условиях инъекции пропана и керосина в зону разряда // ТВТ. 2011. Т. 49. № 4. С. 497.
 11. *Скворцов В.В.* Аэродинамические исследования при участии потоков синтезированной и низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2013. 219 с.
 12. *Шахатов В.А.* Уровневые полумпирические столкновительно-излучательные модели в оптической диагностике газовых разрядов. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2016. 593 с.
 13. *Очкин В.Н.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006. С. 224.
 14. *Герцберг Г.* Спектры и строение двухатомных молекул. М.: Изд-во иностр. лит., 1949.
 15. *Ельяшевич М.А.* Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Физматлит, 1962.
 16. *Пластинин Ю.А.* В сб.: Свойства газов при высоких температурах. М.: Наука, 1967. С. 82.
 17. *Kovacs I.* Rotational Structure in the Spectra of Diatomic Molecules. Budapest: Akademiai Kiado, 1969.
 18. *Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я., Пластинин Ю.А.* Вероятности оптических переходов двухатомных молекул / Под ред. Хохлова Р.В. М.: Наука, 1980.
 19. *Демтредер В.* Лазерная спектроскопия: Основные принципы и техника эксперимента. М.: Наука, 1985.
 20. *Физико-химические процессы в газовой динамике.* Спр. Т. 1. Физико-химическая кинетика и термодинамика / Под. ред. Черного Г.Г., Лосева С.А. М.: Науч.-изд. центр механики, 2002.
 21. *Пирс Р., Гейдон А.* Отождествление молекулярных спектров. М.: Изд-во иностр. лит., 1949. С. 96.
 22. *Jeunehomme M., Schwenker R.P.* Focused Laser Beam Experiment and the Oscillator Strength of the Swan System // J. Chem. Phys. 1965. V. 42. P. 2406.
 23. *Danylewicz L.L., Nicholls R.W.* Intensity Measurements on the $C_2(d^3\Pi_g - a^3\Pi_u)$ Swan Band System // Proc. R. Soc. London. 1974. V. A339. P. 197.
 24. *Cooper D.M., Nicholls R.W.* Measurements of the Electronic Transition Moments of C_2 – Band Systems // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1975. V. 15. P. 139.
 25. *Curtis L., Engman B., Erman P.* High Resolution Lifetime Studies of the $d^3\Pi_g, C^1\Pi_g$ and $D^1\Sigma_u^+$ States in C_2 with Applications to Estimates of the Solar Carbon Abundance // Phys. Scr. 1976. V. 13. P. 270.
 26. *Cooper D.M.* Absolute Measurements of the Electronic Transition Moments of Seven Band Systems of the C_2 Molecule. PhD Thesis. Toronto: York University, 1979.
 27. *Coitout H., Faure G.* Measurement of Rotational Temperature by Simulated Molecular Spectra // Spectrosc. Lett. 1996. V. 29. № 7. P. 1201.
 28. *Nasser H.* C_2 Swan Spectrum Used as a Molecular Pyrometer in Transferred Arc and the Influence Noise to Signal Ratio on the Temperature Values // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 511. ID012066.
 29. *Mizeraczyk J., Hrycak B., Jasinski M., Dors M.* Spectroscopic Investigations of Plasma Generated by Waveguide-Supplied Nozzleless Microwave Source // Int. J. Plasma Environmental Sci. Technol. 2012. V. 6. № 3. P. 239.
 30. *Caubet P., Dorthe G.* Origin of C_2 High-Pressure Bands Observed in the Products of a Microwave Discharge through CO // Chem. Phys. Lett. 1994. V. 218. P. 529.
 31. *Arnold J.O.* A Shock Tube Determination of the Electronic Transition Moment of the C_2 (Swan) Bands // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1968. V. 8. P. 1781.
 32. *Bongers W., Bouwmeester H., Wolf B., Peeters F., Welzel S., Van den Bekerom D., Den Harder N., Goede A., Graswinckel M., Groen P.W., Kopecki J., Leins M., Van Rooij G., Schulz A., Walker M., Van de Sanden R.* Plasma-Driven Dissociation of CO_2 for Fuel Synthesis // Plasma Process. Polym. 2017. V. 14. ID1600126.

УДК 533.922

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В СВЧ-РАЗРЯДЕ ИОННОГО ИСТОЧНИКА НА ИЗВЛЕКАЕМЫЙ ТОК

© 2022 г. Д. С. Степанов*, Э. Я. Школьников

*Национальный исследовательский ядерный университет
“Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия***E-mail: DSStepanov@mephi.ru*

Поступила в редакцию 07.10.2020 г.

После доработки 07.10.2020 г.

Принята к публикации 19.05.2021 г.

Рассмотрена модель СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса, основанная на непосредственном решении кинетического уравнения Больцмана, без использования приближения максвелловской функции распределения электронов. Показана существенно иная зависимость динамики развития разряда от параметров электрического и магнитного полей, чем при функции распределения Максвелла, заключающаяся в резком переходе электронов плазмы в режим убегания при превышении определенного значения поля. Результатами моделирования объяснены экспериментальные зависимости плотности ионного тока, извлекаемого из СВЧ ионного источника с электронно-циклотронным резонансом, от распределения магнитного поля. Сформулирован более общий принцип выбора распределения магнитного поля для такого источника, обеспечивающий получение максимального ионного тока.

DOI: 10.31857/S0040364422020077

ВВЕДЕНИЕ

Источники ионов на базе СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса активно исследуются на протяжении последних десятилетий [1–13]. Они находят себе применение в различных областях техники, включающих как серийные приборы, так и уникальные установки. Причинами такого интереса служат присущие этим источникам высокие значения извлекаемого ионного тока, относительная чистота от материалов вакуумной камеры, электродов и прочего, а также возможность получения высокозарядных и отрицательных ионов. В этой связи интерес представляют и теоретические работы по данной тематике, посвященные анализу процессов в СВЧ-плазме, описанию ее параметров и влиянию тех или иных узлов ионного источника на его работу. Моделирование динамики развития плазмы в газовом разряде, как правило, проводится с помощью кинетических схем, в которых учитывается определенное количество реакций, в зависимости от характерных параметров задачи. Например, в работах [14, 15] применяется кинетическая схема дугового разряда в водороде при высоком давлении (~100 Па) и небольшой температуре (менее 10 эВ). Работы [16–18] используют кинетическую схему для анализа пеннинговского разряда в водороде при низком давлении (~0.1 Па) и широком

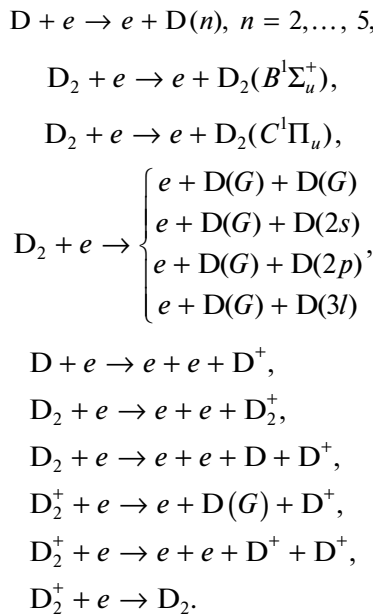
диапазоне температур (10–80 эВ). В работах [19–21] с помощью кинетической схемы проводится описание кинетики возбужденных молекулярных состояний СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса в водороде при широком диапазоне давлений (1–10⁵ Па) и низких температурах (менее 10 эВ).

Ранее авторами в работе [22] проводилось моделирование развития СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса в приближении максвелловской функции распределения (ФР) энергии электронов. Было показано, что для эффективного развития разряда необходим только слабый циклотронный резонанс с расстройкой частоты ~7%. При этом не были до конца объяснены причины наблюдаемого в экспериментах [1, 3, 8] условия извлечения максимального ионного тока при выполнении точного циклотронного резонанса на поверхности вакуумного окна резонатора.

В настоящей работе не используется приближение максвелловской ФР и рассматривается эволюция ФР при интегрировании кинетического уравнения Больцмана. Однако такую модель еще нельзя считать полноценной моделью СВЧ-разряда, так как в ней не учитывается ни пространственное распределение полей в реальном резонаторе, ни влияние самого резонатора. Подобную модель можно создать только на базе PIC-метода.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Физическая модель СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса рассматривает образование плазмы после мгновенного включения электрического СВЧ-поля в среде рабочего газа. Развитие разряда описывается в терминах концентраций всех его компонент n_i , а также с помощью функции распределения электронов по энергии $f_e(E)$, вместе с величинами средних энергий разных сортов тяжелых частиц w_j . Инициацию разряда обеспечивают затравочные электроны с концентрацией $n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$, которые участвуют в упругих и неупругих процессах как между собой, так и с тяжелыми компонентами разряда. Среди неупругих реакций рассматриваются реакции возбуждения, диссоциации, ионизации и рекомбинации, сечения которых взяты из работ [23–26]:



Помимо этого, электроны взаимодействуют с электрическим СВЧ-полем амплитудой E_0 и частотой ω в присутствии внешнего магнитного поля B_0 . Высокочастотное электрическое поле принуждает электроны перемещаться вдоль его вектора. Это движение объединяет в себе осцилляции вокруг некоторой точки и перемещение этой точки с постоянной скоростью. Внешнее магнитное поле добавляет к этому вращение электрона с частотой ω_L , в результате чего траектория принимает спиралеподобный вид, а кинетическая энергия электрона совершает сложные колебания, амплитуда которых обратно пропорциональна разности частот ω и ω_L . Явление неограниченного роста этой амплитуды при совпадении указанных частот и в отсутствие диссипации в системе называется электронно-циклотронным резонансом. Благодаря взаимодействию электронов с тяжелыми частицами (с эффективной частотой ν) энергия электрон-

ных осцилляций переходит в энергию хаотического теплового движения, и упомянутая амплитуда ограничивается. Эффект электронно-циклотронного резонанса существенно повышает поглощение энергии плазмой, что можно охарактеризовать коэффициентом усиления $\gamma(\omega, \omega_L, \nu)$ [22], равным отношению рассеиваемых электронами мощностей при индукции магнитного поля, равной B_0 и нулю.

Составленная таким образом физическая модель СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса выражается следующей системой уравнений, подробное описание которой, а также алгоритм численного решения приведены в [27]:

$$\begin{aligned} \frac{\delta f_e(t, E)}{\delta t} &= \frac{eE_0^2 \nu}{2m_e(\omega^2 + \nu^2)} \gamma(\omega, \omega_L, \nu) \frac{\delta f_e}{\delta E} + \\ &+ \int [f_e(E'(E, E_t))f_e(E_t) - f_e(E)f_e(E_t)] \times \\ &\quad \times \nu_{ee} \sigma_{ee}(E_{ee}) n_e dE_t + \\ &+ \sum_{j=1}^4 [f_e(E'_{ej}(E, w_j)) - f_e(E)] \nu_{ej} \sigma_{ej}(E_{ej}) n_j + \\ &+ \sum_{j=1}^K [f_e(E + E'_j) - f_e(E)] \nu_{ej} \sigma_{ej}(E_{ej}) n_j + \\ &+ \sum_{j=1}^L [f_e(E'_{j1}(E)) + f_e(E'_{j2}(E)) - f_e(E)] \times \\ &\quad \times \nu_{ej} \sigma_{ej}(E_{ej}) n_j, \\ \frac{\delta n_e(t)}{\delta t} &= \sum_{j=1}^L \int f_e(E) \nu_{ej} \sigma_j(E_{ej}) n_j n_e dE, \\ \frac{\delta w_i(t)}{\delta t} &= \int f_e(E) \nu_{ei} \sigma_j(E_{ei}) E_{ei} (m_e/M_i) n_e dE, \\ \frac{\delta n_i(t)}{\delta t} &= \sum_{j=1}^{G_i} \int f_e(E) \nu_{ei} \sigma_j(E_{ei}) n_i n_e dE, \end{aligned}$$

где m_e – масса электрона, M_i – масса тяжелой частицы, $E'(E, E_t)$ – энергия упруго рассеянного электрона, E – энергия рассеиваемого электрона, ν_{ee} и ν_{ei} – скорости движения электронов относительно электронов и тяжелых частиц соответственно, E_{ee} и E_{ej} – отвечающие им энергии, σ_j – сечение взаимодействия, K – число неупругих реакций без появления новых электронов, E'_j – потеря энергии электроном при неупругой реакции, L – число неупругих реакций с изменением числа электронов, E'_{j1} и E'_{j2} – энергии первого и второго неупруго рассеянных электронов, G_i – число неупругих реакций с изменением части i -х тяжелых частиц ($i = 1, 2, 3, 4$).

Еще раз отметим то обстоятельство, что данная модель рассматривает СВЧ-разряд в режиме электронно-циклотронного резонанса в “чистом”

виде, не учитывая как влияние граничных условий той вакуумной камеры, в которой инициируется разряд, так и его взаимодействие с ней.

РЕЗУЛЬТАТЫ

СВЧ-разряд в режиме электронно-циклотронного резонанса рассматривался при типичной для использующего его ионного источника частоте $f = 2.45$ ГГц ($\omega = 15.4 \times 10^9$ с $^{-1}$). Напряженность электрического поля E_0 варьировалась в диапазоне от 0.5×10^4 до 10^5 В/м, коэффициент резонансного усиления γ – от 25 до 4000, чему соответствует изменение B_0 от 750 до 868 Гс (отметим, что точному резонансу здесь отвечает 875 Гс), начальная концентрация дейтерия составляла 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} см $^{-3}$.

Характерная картина эволюции ФР электронов с течением времени представлена на рис. 1а для следующих параметров разряда: $E_0 = 10^4$ В/м, $\gamma = 100$, концентрация дейтерия 10^{13} см $^{-3}$. Отметим, что во всех приведенных ниже расчетах погрешность не превышала 3%.

Первоначально максвелловский вид ФР сохраняется в течение первой микросекунды разряда, после чего вследствие нагрева электронов СВЧ-полем он устремляется к виду δ -функции. Это следует из того обстоятельства, что максимальное значение самой ФР возрастает при ее перемещении в область высоких энергий, что может происходить только при сужении области определения ФР. Нагрев электронов носит достаточно линейный характер (~ 6 эВ/мкс) вплоть до момента, когда степень ионизации плазмы приближается к значению ~ 0.1 (30 мкс – см. рис. 1б). В этот момент интенсивность ионизации и других неупругих процессов достигает своего пика, что отражается в повышенных потерях энергии и замедлении нагрева электронов до ~ 2 эВ/мкс.

Электроны СВЧ-разряда замагничены и движутся преимущественно по спиральным траекториям и относительно редко рассеиваются при соударениях из-за высокой скорости нагрева и малой частоты соударений. Даже при практически полностью ионизованной плазме электроны испытывают одно эффективное столкновение за временной промежуток ~ 2 мкс, что позволяет оценивать время релаксации ФР как 6 мкс. За то же время ФР “нагреется” на 12 эВ, т.е. на две свои ширины. Отсюда следует, что максвеллизация ФР электронов в СВЧ-разряде при циклотронном резонансе возможна, но только после полной ионизации плазмы и при небольших значениях E_0 и γ .

В работе [28] показано, что при введении в подобную модель внешнего потока газа и потока нейтрализации заряженных частиц на стенках резонатора стационарный режим горения разряда может достигаться при концентрации атомарного

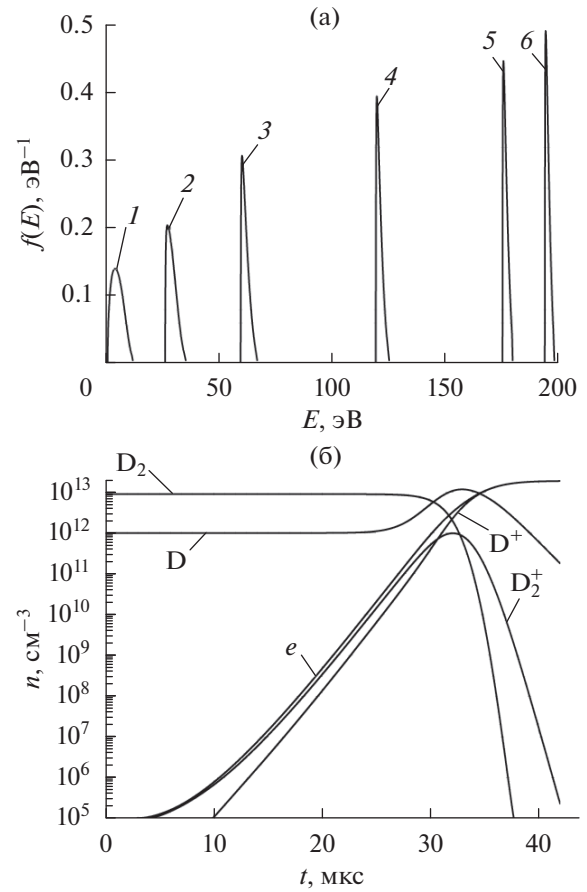


Рис. 1. Результаты расчетов: (а) – эволюция функции распределения электронов по энергии в течение времени: 1 – 1 мкс, 2 – 5, 3 – 10, 4 – 20, 5 – 30, 6 – 40; (б) – динамика концентраций компонент разряда.

дейтерия $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$, а молекулярного дейтерия $\sim 10^{11}$ см $^{-3}$. В этой связи для всех последующих оценок будут использоваться параметры разряда при этих значениях концентраций. Отнесем к этим параметрам время достижения степени ионизации плазмы значения $0.9 - \tau_{0.9}$, так как эта величина позволяет оценивать эффективность разряда с точки зрения наработки ионов, и среднюю энергию электронов в тот же момент $\langle E_{0.9} \rangle$, что дает возможность оценить энергоэффективность рассматриваемого режима горения разряда. На рис. 2 представлена часть зависимостей указанных величин: при вариации E_0 значение $\gamma = 100$ (рис. 2а), при вариации γ значение $E_0 = 10^4$ В/м (рис. 2б).

Совместный вклад величин E_0 и γ в нагрев электронов характеризуется величиной $E_0^2 \gamma$ [22], а данные рис. 2 указывают на то, что схожие значения величины $\tau_{0.9}$ можно получать при заниженных значениях E_0 , компенсируя это магнитным полем, а значит, уменьшая необходимую

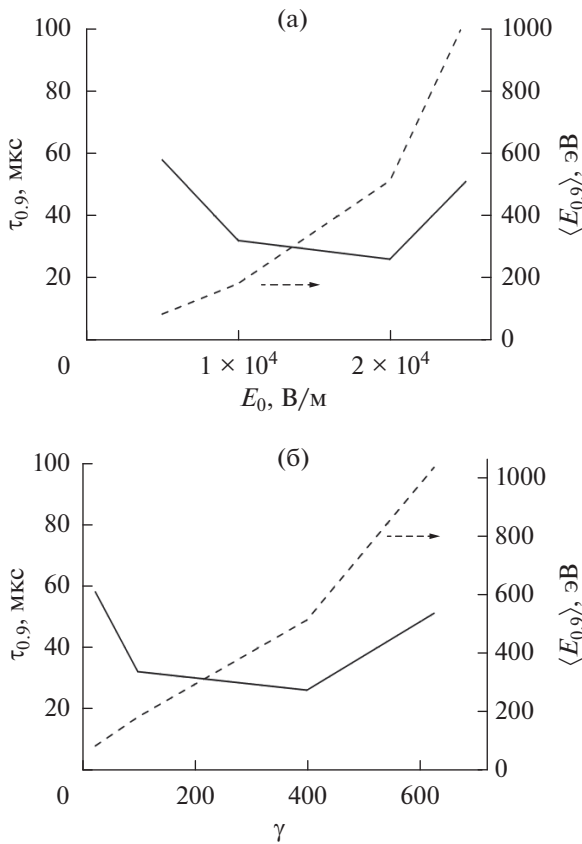


Рис. 2. Зависимость $\tau_{0,9}$ (сплошная линия) и $\langle E_{0,9} \rangle$ (штриховая линия) от напряженности электрического поля E_0 (а) и коэффициента резонансного усиления γ (б).

мощность СВЧ-источника. Минимум $\tau_{0,9}$ в зависимости от E_0 или от γ является оптимумом между режимами со слишком низким поглощением энергии электронами, когда их энергии недостаточно для эффективной ионизации, и со слишком высоким, при котором электронная компонента плазмы перегревается и скорость ионизации также падает. Это уже наблюдалось в ранней работе авторов по данной тематике [22], в которой использовалось максвелловское приближение ФР электронов. Однако здесь имеется одно существенное отличие. Описываемые максвелловской ФР электроны, даже будучи перегретыми, имеют низкоэнергетический “хвост”, который в свертке с сечением ионизации (или другого процесса) дает все еще существенное значение константы скорости реакции. В рассматриваемой здесь модели разряда такой “хвост” отсутствует в силу высокого темпа нагрева электронов и низкой эффективной частоты их соударения, в результате которых ФР электронов стремится к виду δ -функции. Повторяя простую оценку этих процессов для последних режимов горения разряда из рис. 2, получим минимальное

значение времени релаксации ФР ~ 80 мкс, а скорость нагрева ~ 30 эВ/мкс, что при ширине пика ФР в 4 эВ указывает на невозможность ее релаксации только посредством соударений. Таким образом, электроны СВЧ-разряда в присутствии циклотронного резонанса начинают “убегать”, что сводит процесс ионизации практически к нулю.

Дальнейшее увеличение поглощения энергии электронами, например посредством увеличения E_0 при постоянном $\gamma = 100$, только ускоряет наступление “убегания”. При $E_0 = 5 \times 10^4$ В/м электроны нагреваются до 1 кэВ уже на восьмой микросекунде разряда, когда концентрация электронов составляет только 2.1×10^7 см $^{-3}$. Полной ионизации газа здесь уже не происходит из-за монотонно уменьшающегося сечения ионизации, в результате чего концентрация электронов асимптотически стремится к значению 2×10^{10} см $^{-3}$, что наступает после 80-й микросекунды. Последующее увеличение E_0 до 10^5 В/м влечет за собой нагрев электронов до 1 кэВ ко второй микросекунде разряда, а новое асимптотическое значение их концентрации составляет только 2.1×10^6 см $^{-3}$ и достигается к 20-й микросекунде. Таким образом, в СВЧ-разряде в присутствии электронно-циклотронного резонанса с самого начала может проявляться эффект “убегания” электронов, что не только снижает эффективность ионизации, но и делает невозможным полную ионизацию всего рабочего газа.

Дополняя уже упомянутое выше сравнение результатов данной работы с [22], отметим следующие количественные различия. Здесь, при концентрации дейтерия 10^{13} см $^{-3}$ и коэффициенте резонансного усиления 100, минимальное значение $\tau_{0,9}$ составляло 30 мкс и достигалось при $E_0 = 2 \times 10^4$ В/м. В работе [22], использующей приближение максвелловской ФР электронов, при таких же параметрах разряда минимальное $\tau_{0,9}$ составляло те же 30 мкс, но при $E_0 = 4 \times 10^4$ В/м. При этом увеличение E_0 до значений 5×10^4 и 10^5 В/м приводило к возрастанию $\tau_{0,9}$ до значений 35 и 45 мкс соответственно, т.е. действовал тот самый низкоэнергетический “хвост” ФР и скорость ионизации медленно уменьшалась. Отсюда видно, что при оптимальных с точки зрения ионизации параметрах электрического и магнитного полей вид ФР электронов в СВЧ-разряде несущественен и приводит к такой же динамике развития разряда, хотя и при несколько отличающихся значениях поля. Напротив, увеличение энергопоглощения электронами при рассмотрении эволюции ФР приводит к “убеганию” электронов и резкому падению скорости ионизации.

Рассмотрим полученные результаты на примере реальной экспериментальной установки, описанной в [8]. В этой статье рассматривается

СВЧ-источник ионов в режиме электронно-циклотронного резонанса на базе цилиндрического резонатора с габаритами $90 \times 100 \text{ мм}^2$ и магнитной системой из постоянных магнитов. При исследовании влияния распределения магнитного поля рассматривались пять вариантов. В двух из них точно выполнялось условие электронно-циклотронного резонанса (875 Гс) только на вакуумном окне, они различались на $\sim 10\%$ внутри резонатора. Еще два аналогичных варианта достигали 875 Гс на расстоянии около 5 мм от этого окна внутри резонатора. Последний вариант выполнял условие резонанса только за вакуумным окном, т.е. вне резонатора. Максимальная плотность ионного тока достигалась при первых двух конфигурациях магнитной системы, небольшое уменьшение — при последнем из них и самое существенное $\sim 30\%$ — при оставшихся двух распределениях. Используя данные эксперимента и распределение напряженности электрического поля в резонаторе при амплитуде 10^5 В/м , что приблизительно соответствует нагруженному плазмой резонатору при входной мощности $\sim 400 \text{ Вт}$, можно получить распределение величины $E_0^2\gamma$ для всех рассмотренных в эксперименте вариантах и сравнить его с результатами модели. Из представленных на рис. 2 зависимостей можно заключить, что процесс ионизации интенсивно протекает в диапазоне значений $E_0^2\gamma$ от 10^9 до $10^{11} \text{ В}^2/\text{м}^2$ (оптимально — в окрестности $4 \times 10^{10} \text{ В}^2/\text{м}^2$), а при других значениях его скорость резко уменьшается. На рис. 3 представлены указанные распределения и соответствующие им экспериментальные значения плотности извлекаемого тока (в мА/см^2). Отметим также, что, хотя в работе [8] рассматривалось распределение магнитного поля только вблизи вакуумного окна, в силу симметрии резонатора можно ожидать такого же распределения магнитного поля и вблизи извлекающего окна, область которого является наиболее эффективно используемой частью источника.

Максимальная плотность тока 25 мА/см^2 достигается в правой части полученного рабочего диапазона $E_0^2\gamma$ и находится близко к оптимальному значению $4 \times 10^{10} \text{ В}^2/\text{м}^2$, причем это верно для всей длины резонатора. Следующее значение плотности тока 23 мА/см^2 соответствует качественно иному виду распределения $E_0^2\gamma$, в котором крайняя область находится в левой части рабочего диапазона и далека от оптимума. Таким образом, эффективность ионизации значительно падает примерно на 10% длины резонатора. Плотности тока $17\text{--}18 \text{ мА/см}^2$ соответствует третья качественная картина распределения $E_0^2\gamma$. В этом случае резонанс точно выполняется внутри резонатора, в результате чего приблизительно на 25% его длины

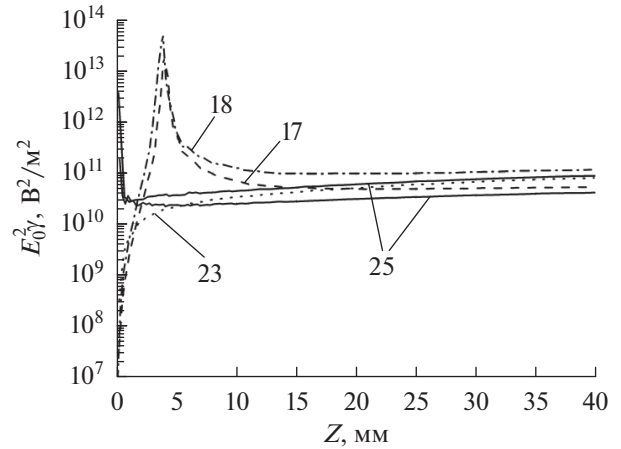


Рис. 3. Распределение величины $E_0^2\gamma$ для ионного источника из [8].

величина $E_0^2\gamma$ выходит за пределы рабочего диапазона, а значит, имеют место “убегающие” электроны, что и приводит к настолько существенно-му спаду величины извлекаемого тока.

В работах [1, 3, 8] обозначено условие получения максимального ионного тока из СВЧ-источника, заключающееся в выполнении условия электронно-циклотронного резонанса на границе вакуумного окна, которое на основе вышеизложенного объясняется следующим образом. Вблизи вакуумного окна амплитуда напряженности электрического поля E_0 близка к нулю, что компенсирует чрезмерно высокое значение коэффициента резонансного усиления γ . Дальнейшее увеличение E_0 , пропорциональное синусу, согласуется со спадом γ , обоснованным градиентом магнитного поля, который имеет место при использовании постоянных магнитов (или катушек индуктивности) характерных для ионных источников силы и размера. В результате изменение $E_0^2\gamma$ на всей длине резонатора оказывается не слишком существенным (в пределах двух–трех раз) и источник эффективно генерирует ионы. Смещение точки выполнения циклотронного резонанса внутрь резонатора влечет появление “убегающих” электронов в некоторой ее окрестности и прекращение ионизации. Наоборот, вынос этой точки за границы объема ионного источника означает только уменьшение нагрева электронов вблизи стенок резонатора из-за малости E_0 и приводит к небольшой потере в токе ионов.

Отсюда можно получить более общее в сравнении с [8] условие для распределения магнитного поля в резонаторе СВЧ-источника ионов, которое можно представить следующим образом. Для получения максимальной эффективности ионизации в СВЧ-источнике ионов при электронно-

циклотронном резонансе необходимо обеспечить выполнение условия электронно-циклотронного резонанса на всех коллинеарных вектору напряженности электрического поля поверхностях резонатора.

Различные начальные концентрации рабочего газа слабо влияют на скорость нагрева электронов в рассматриваемом диапазоне величины V_0 , так как вдали от точного резонанса интенсивность поглощения энергии электронами преимущественно определяется величиной расстройки частот ω и ω_L [22]. В этой связи зависимости величин $\tau_{0,9}$ и $\langle E_{0,9} \rangle$ от E_0 или γ для оставшихся значений концентрации рабочего газа n , равных 10^{12} и 10^{14} см $^{-3}$, имеют такой же характер, как и на рис. 2. Отличия наблюдаются только в масштабе величины $\tau_{0,9}$, которая изменяется сообразно n . Так, при концентрации дейтерия 10^{12} см $^{-3}$ минимальное значение $\tau_{0,9}$ составляет 327 мкс, а при 10^{14} см $^{-3}$ – 3 мкс. Отсюда следует, что полученный ранее оптимальный диапазон величины $E_0^2 \gamma$ от 10^9 до 10^{11} В 2 /м 2 един в широком интервале давлений рабочей среды. Отметим, что этот механизм не исчерпывает собой поведение СВЧ-разряда при изменении давления, а описывает только одну его составляющую. По данным работы [8], спад извлекаемого ионного тока наблюдался при превышении рабочей концентрацией дейтерия значения 5×10^{13} см $^{-3}$, что должно быть сопряжено с отражением СВЧ-волны плотной плазмой.

Еще одним моментом, имеющем место при развитии СВЧ-разряда в реальной вакуумной камере, является взаимодействие плазмы с ее поверхностью. В рамках рассматриваемой здесь модели нет возможности учесть или оценить эти процессы, но необходимо указать на их влияние на ФР электронов. Вторичная ионно-электронная и электронно-электронная эмиссии являются источником низкоэнергетических электронов. Большая их часть появляется на поверхностях, вблизи которых напряженность электрического поля близка к нулю, вследствие чего их нагрев не будет интенсивным, и они могут давать относительно высокий вклад в ионизацию. Однако эти области находятся на некотором удалении от выходного отверстия источника ионов и их доля в общем ионном токе не так велика, как у центральных областей. Эти низкоэнергетические электроны также ответственны за то, что полученная в рассматриваемой модели ФР электронов плазмы, стремящаяся к виду δ -функции, не может непосредственно наблюдаться в экспериментах, в которых обычно разделяют два сорта электронов: горячие и холодные, как, например, в [29], где упоминается бимаксвелловская ФР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса показало, что при достаточных для ионизации рабочего газа значениях электрического и магнитного полей ФР электронов плазмы стремится к виду δ -функции. Подтверждено сделанное ранее [22] утверждение о том, что для оптимальной скорости ионизации величина расстройки СВЧ и циклотронной частоты должна составлять порядка 7%. Найден оптимальный для ионизации интервал значений характеризующей электрическое и магнитное поля величины $E_0^2 \gamma$ от 10^9 до 10^{11} В 2 /м 2 (с максимумом при 4×10^{10} В 2 /м 2) в широком диапазоне начальных давлений. При превышении указанных значений $E_0^2 \gamma$ электроны быстро переходят в режим “убегания” и скорость ионизации скачкообразно падает. Проведенное моделирование позволило объяснить полученную в экспериментальной работе [8] зависимость плотности тока, извлекаемой из СВЧ-источника ионов в режиме электронно-циклотронного резонанса, от распределения магнитного поля внутри источника, а также сформулировать более общее условие на это распределение для получения максимального ионного тока.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-90033.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lagniel J.M., Beauvais P.Y., Bogard D. et al.* Status and New Developments of the High Intensity Electron Cyclotron Resonance Source Light Ion Continuous Wave, and Pulsed Mode (invited) // *Rev. Sci. Instrum.* 2000. V. 71. № 2. P. 830.
2. *Doueset G., Khodja H., Girand A., Briand J.P.* Highly Charged Ion Densities and Ion Confinement Properties in an Electron-Cyclotron-Resonance Ion Source // *Phys. Rev. E.* 2000. V. 61. № 3. P. 3015.
3. *Zhizhong Song, Shixiang Peng, Jinxiang Yu et al.* Minipermanent Magnet High-Current Microwave Ion Source // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. V. 77. 03A305.
4. *Kwan J.W., Gough R., Keller R. et al.* A 2.45 GHz High Current Ion Source for Neutron Production // *High Energy Phys. Nuclear Phys.* 2007. V. 31. № 1. P. 232.
5. *Peng S.X., Xu R., Zhao J. et al.* The Influence of Magnetic Field Configuration on an Electron Cyclotron Resonance Ion Source // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V. 79. 02A310.
6. *Tuske O., Adroit G., Delferriere O. et al.* BETSI, a New Test Bench for Ion Sources Optimization at CEA SACLAY // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V. 79. 02B710.
7. *Svarnas P., Annaratone B.M., Sechu S. et al.* Study of Hydrogen Plasma in the Negative-ion Extraction Region // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2009. V. 18. 045010.
8. *Waldmann O.* Development of a Permanent-Magnet Microwave Ion Source for a Sealed-Tube Neutron Generator // *PAC 11. Particle Accelerator Conf. Paper LBNL-4641E.* 2011.

9. *Gobin R., Chauvin N., Delferriere O. et al.* Light Ion ECR Sources State of the Art for LINACS // Proc. LINAC. Tel-Aviv, 2012. P. 1055.
10. *Голубев С.В., Изотов И.В., Разин С.В. и др.* Компактный источник нейтронов для бор-нейтронозахватной терапии // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 8–9. С. 760.
11. *Yu-Guo Liu, Jian-Lin Ke, Guang-Yi Zhao et al.* Effect of Magnetic Field Distribution on ECR Ion Source Discharge // Nucl. Sci. Tech. 2018. V. 29. P. 126.
12. *Yaoxiang Jiang, Shixiang Peng, Wenbin Wu et al.* A Miniaturized ECR Plasma Flood Gun for Wafer Charge Neutralization // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. 033319.
13. *Wu W.B., Peng S.X., Ma T.H.* A 2.45 GHz Microwave Ion Source for Carbon Positive-Ion Mass Spectrometry // JINST. 2020. V. 15. P. 03028.
14. *Matveyev A.A., Silakov V.P.* Kinetic Processes in a Highly-ionized Non-equilibrium Plasma // Plasma Sources Sci. Technol. 1995. V. 4. P. 606.
15. *Silakov V.P., Matveyev A.A., Chebotarev A.V., Otorbaev D.K.* Non-equilibrium Properties of a Flowing Hydrogen Cascaded Arc Plasma: Kinetic Modeling // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2111.
16. *Сторожев Д.А.* Численное моделирование кинетики ионизации и диссоциации водорода в плазме разряда Пеннинга в приближении ЛТР // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15. Вып. 3.
17. *Storozhev D.A., Kuratov S.E.* Numerical Simulation of the Kinetics of Dissociation and Ionization of Molecular Hydrogen in the Penning Discharge Plasma with the Use of the Reduced Kinetic Model // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 815. № 1. 012002.
18. *Storozhev D.A., Surzhikov S.T., Kuratov S.E.* Numerical Simulation of Dissociation Kinetics in the Penning Discharge Plasma Using 2D Modified Drift-Diffusion Model // AIAA 2017-1966. 2017.
19. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S.* Кинетика возбуждения электронных состояний молекул водорода в неравновесных разрядах. Основное электронное состояние // ТВТ. 2015. Т. 53. № 4. С. 601.
20. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S.* Кинетика электронных состояний молекул водорода в неравновесных разрядах. Синглетные состояния // ТВТ. 2016. Т. 54. № 1. С. 120.
21. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S.* Кинетика заселения триплетных состояний молекулы водорода в ЭЦР-разряде // Успехи прикл. физики. 2017. Т. 5. № 3. С. 249.
22. *Степанов Д.С., Чеботарев А.В., Школьников Э.Я.* Кинетика дейтериевой газоразрядной плазмы в резонаторе нейтронного генератора в режиме электронно-циклотронного резонанса // ТВТ. 2018. Т. 56. № 6. С. 865.
23. *Celiberto R., Janev R.K., Laricchiuta A. et al.* Cross Section Data for Electron-Impact Inelastic Processes of vibrationally Excited Molecules of Hydrogen and its Isotopes // At. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 77. P. 161.
24. *Abdellahi El., Ghazaly M.O., Jureta J., Urbain X., Defrance P.* Total Cross Sections and Kinetic Energy Release for the Electron Impact Dissociation of H_2^+ and D_2^+ // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2004. V. 37. P. 2467.
25. *Peart B., Dolder K.T.* Measurements of Cross Sections for the Dissociative Recombination of D_2^+ Ions // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1973. V. 6. P. 359.
26. *Jung-Sik Yoon, Young-Woo Kim, Deuk-Chul Kwon et al.* Electron-impact Cross Sections for Deuterated Hydrogen and Deuterium Molecules // Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73. 116401.
27. *Степанов Д.С., Школьников Э.Я.* Разработка кинетической модели плазмы СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса с учетом временной эволюции функции распределения электронов // ТВТ. 2021. Т. 59. № 1. С. 12.
28. *Степанов Д.С., Чеботарев А.В., Школьников Э.Я.* Анализ режимов работы СВЧ-источника ионов в режиме электронно-циклотронного резонанса для портативного нейтронного генератора // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 316.
29. *Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S.* Эмиссионная спектроскопия дипольного источника плазмы в водороде при низких давлениях // ТВТ. 2016. Т. 54. № 4. С. 491.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ

УДК 536.21+537.6+621.3.089.2

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ОДНОРОДНОГО ТЕЛА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2022 г. Ю. А. Кирсанов^{1, *}, А. Ю. Кирсанов^{2, **}¹Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр (ИЭПТ ФИЦ КазНЦ) РАН, Казань, Россия²ФГБОУ ВО Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ (КНИТУ-КАИ), Казань, Россия

*E-mail: kirsanov-yury@mail.ru

**E-mail: akirsanov@list.ru

Поступила в редакцию 10.11.2020 г.

После доработки 11.06.2021 г.

Принята к публикации 08.09.2021 г.

Описана экспериментальная установка и методика измерения коэффициента теплопроводности образцов постоянного магнита с разной ориентацией в пространстве магнитных силовых линий. Выявлена анизотропия теплопроводности магнита. Полученные результаты измерений представлены в виде графиков и обобщены уравнениями регрессии. Уточнен механизм теплопроводности и установлена причина анизотропии теплопроводности однородного тела под воздействием магнитного поля. Дано объяснение причин возникновения темных и светлых пятен на поверхности Солнца.

DOI: 10.31857/S0040364422020259

ВВЕДЕНИЕ

Магниты нашли применение в современном электронном и электроизмерительном оборудовании, ветряных электрогенераторах, электродвигателях гибридных автомобилей и электромобилях [1–6], компактных источниках собственного магнитного поля в специальных космических аппаратах [7] и др. Применение магнитов в энергетике обусловило потребность в исследованиях влияния магнитных полей на физические процессы [1–6], в том числе на теплопроводность сред [3–6].

Из постоянных магнитов наиболее сильным магнитным полем обладает интерметаллид $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ марки № 48. Особенность данного материала заключается в низком значении рабочей температуры (до 80°C), которое накладывает ограничения на тепловой режим работы магнита. Предотвращение перегрева оборудования, содержащего магнит, т.е. определение границ расчетных режимов работы, предполагает знание зависимости коэффициента теплопроводности самого магнита от температуры и других факторов.

Имеющиеся в литературе единичные сведения о теплопроводности $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ [8] – $\lambda = 7.7 \text{ Вт}/(\text{м К})^1$, как и результаты работ [3–6], не дают ответа на вопросы: к каким значениям температуры и магнитной индукции относится приведенное значение коэффициента теплопроводности и влияет ли ориентация вектора индукции магнитного по-

ля относительно направления теплового потока на теплопроводность тела? Последний вопрос вызван тем обстоятельством, что магнитные поля обладают анизотропией и вполне ожидаемо, что и теплопроводность магнита может обладать таким же свойством.

Целью данной статьи является экспериментальное исследование влияния ориентации магнитных силовых линий на коэффициент теплопроводности постоянного магнита из интерметаллида $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения коэффициента теплопроводности образцов проводились на установке, схема которой показана на рис. 1. Электронагреватель 1 питается от источника постоянного тока (на схеме не показан). Между нагревателем 1, эталоном 2, исследуемым образцом 3 и основанием 8 помещаются медные круглые пластины 4–6 с припаянными к ним хромель-копелевыми термопарными проводами диаметром 0.2 мм. Эталон 2 вместе с прилегающими к нему медными пластинами 4, 5 с термопарами выполняют функцию тепломера. Эталоном является диск из немагнитной нержавеющей стали 12X18H10T диаметром 25 мм и высотой 10 мм. Коэффициент теплопроводности эталона вычисляется по уравнению регрессии, построенному по литературным данным [9]:

$$\lambda = 7.13 + 2.727 \times 10^{-2}T - 8.6 \times 10^{-6}T^2, \quad (1)$$

¹ В источнике [8] в размерности λ вместо “Вт” ошибочно указана “кал”.

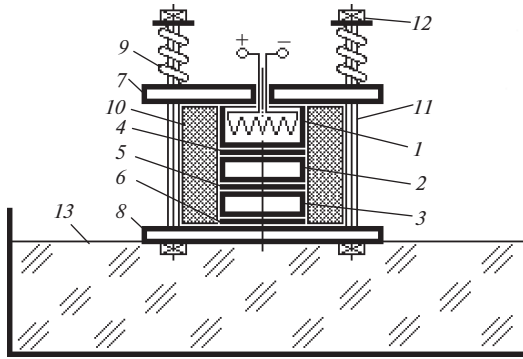


Рис. 1. Схема измерительной установки: 1 – нагреватель; 2 – эталон; 3 – исследуемый образец; 4–6 – медные диски с термопарами; 7 – крышка; 8 – основание; 9 – пружина; 10 – тепловая изоляция; 11, 12 – стягивающие шпильки с гайками; 13 – лед.

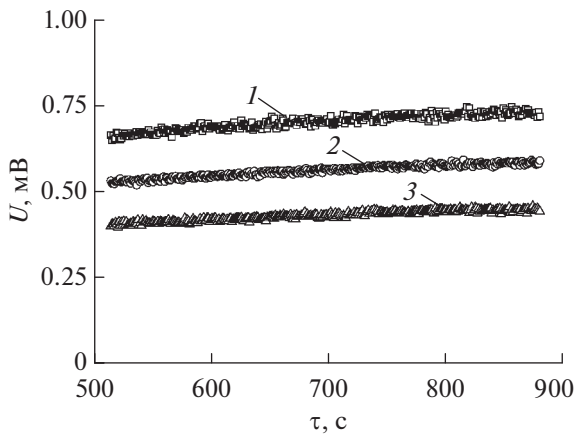


Рис. 2. Изменения во времени показаний термопар: 1 – на диске 4, 2 – 5, 3 – 6.

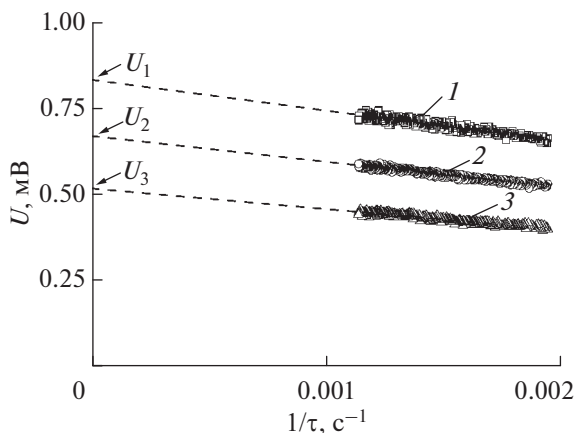


Рис. 3. Показания термопар как функция $1/\tau$; 1–3 – см. рис. 2.

где T – температура, К.

Перед сборкой для снижения контактного сопротивления поверхности пластин 4–6 покрывались слоем кремнийорганической теплопроводной пасты КПТ-8 по ГОСТ 19783-74. В собранном виде нагреватель 1, эталон 2 и образец 3 вместе с пластинами 4–6 прижимаются к основанию 8 с помощью крышки 7, пружин 9 и шпилек 11 с гайками 12. Наружные поверхности сборки закрывались теплоизолятором 10 – пористым полиуретаном. Холодным источником 13 служит лед, с которым контактирует алюминиевое основание 8. Использование льда позволяет проводить измерения теплопроводности образцов $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$ при температурах ниже точки Кюри.

Показания термопар регистрировались автоматизированной измерительной системой (АИС) и контролировались прибором УКТ38-Щ4-ТП с предельной основной погрешностью 0.5%. АИС, основанная на концепции виртуальных измерительных приборов, построена на базе персонального компьютера и устройства ввода–вывода аналоговых и цифровых сигналов фирмы National Instruments PCI-6251 [10]. При разрядности аналого-цифрового преобразователя последнего в 16 бит и максимальном диапазоне измерений ± 100 мВ максимальная погрешность измерения составила ± 3.1 мкВ. Для создания программного обеспечения АИС использована среда графического программирования LabVIEW² [11]. Показания термопар в мВ регистрировались с точностью до четвертого знака после запятой с интервалом 0.1 с. Перевод показаний из мВ в градусы осуществлялся по индивидуальным калибровочным характеристикам термопар, приведенным ниже.

Длительность одного эксперимента составляла ~ 15 –20 мин. Характер показаний термопар, регистрировавшихся АИС, показан на рис. 2. Поскольку тепловой процесс за время эксперимента не успевал выйти на стационарный режим, то для определения стационарных значений термо-ЭДС U_1 , U_2 , U_3 строились графики $U(1/\tau)$, на которых температура при установившемся естественном процессе нагревания или охлаждения изменяется по линейному закону (рис. 3). Обработка точек методом наименьших квадратов с помощью уравнения регрессии

$$U(\tau) = u_0 + u_1/\tau,$$

дает искомые значения стационарных значений термо-ЭДС U_1 – U_3 при $1/\tau = 0$.

² Номер лицензионного соглашения: 777455-03. Серийный номер: M71X16236.

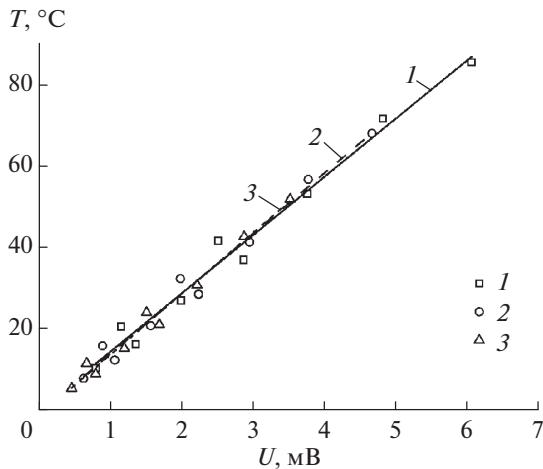


Рис. 4. Калибровочные графики; 1–3 – см. рис. 2.

За стационарное значение U_i принималось значение, соответствующее коэффициенту регрессии u_0 для i -й термопары.

Переход от U_1, U_2, U_3 к температурам T_1, T_2, T_3 производился по индивидуальным калибровочным графикам (рис. 4).

Значения коэффициента теплопроводности исследуемого образца в экспериментах вычислялись по стандартной методике, изложенной в Приложении.

Тестирование тепломера и методики измерения выполнено на образце из нержавеющей стали 12Х18Н10Т диаметром 25 мм и высотой 9.74 мм. Результаты тестирования показаны на рис. 5, где t – средняя температура исследуемого образца, в °С. Максимальное расхождение измеренных значений коэффициента теплопроводности, показанных точками, с результатами расчета по уравнению регрессии (1) составило 4.3%.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованы три образца $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, обладающих однородной структурой, в виде круглых дисков диаметром 25 мм и толщиной 10 мм. Образцы изготовлены из одной партии компонентов по одной технологии и отличаются лишь намагниченностью: образец № 1 не намагничен, т.е. магнитная индукция $B = 0$; образцы №№ 2 и 3 намагничены так, что у первого магнитные силовые линии располагаются перпендикулярно продольной оси диска, а у второго – параллельно. Остаточная индукция магнитного поля у намагниченных образцов составляет $B = 1.2$ Тл.

Для повышения надежности оценки влияния направления вектора магнитной индукции \mathbf{B} проведено несколько серий экспериментов с переворачиванием каждого образца на 180° относительно горизонтальной оси. Результаты измерений

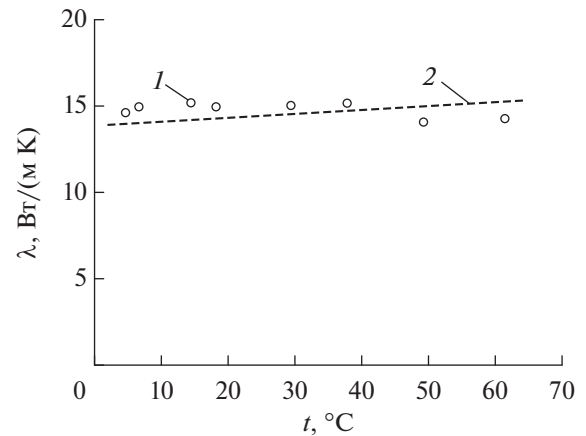


Рис. 5. Результаты тестирования тепломера: 1 – результаты измерений, 2 – результаты расчета по (1).

представлены на рис. 6. Здесь цифры соответствуют номерам образцов, Значки разной формы и оттенков – отдельным сериям измерений. Полученные результаты измерений для образцов №№ 1–3 аппроксимированы методом наименьших квадратов уравнениями регрессии (на рис. 6 показаны сплошными линиями):

$$\lambda_2 = 6.99 + 2.61 \times 10^{-3}t, \quad (2)$$

$$\lambda_1 = 5.88 + 9.89 \times 10^{-3}t, \quad (3)$$

$$\lambda_3 = 4.72 + 7.09 \times 10^{-3}t. \quad (4)$$

Максимальное отклонение экспериментальных точек от линий регрессии наблюдается у образца № 3 и составляет 4.5%.

Анализ рис. 6 дает основание заключить, что:

– теплопроводность постоянного магнита имеет анизотропный характер, т.е. интенсивность тепло-

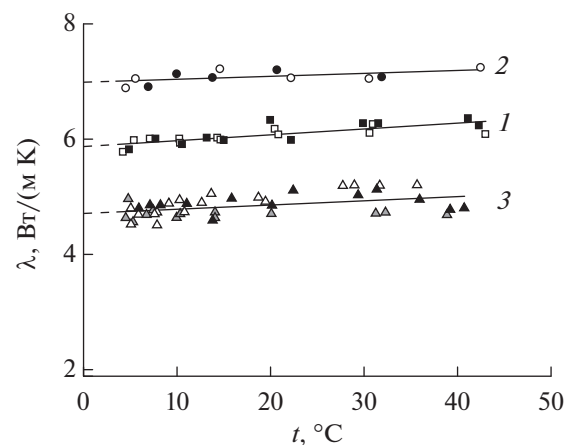


Рис. 6. Теплопроводность образцов постоянного магнита из $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$: 1 – данные для образца № 1, 2 – 2, 3 – 3; маркеры – эксперимент, линии – расчет по уравнениям (2)–(4).

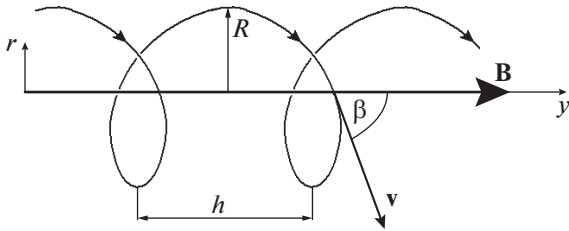


Рис. 7. Траектория свободного электрона в магнитном поле.

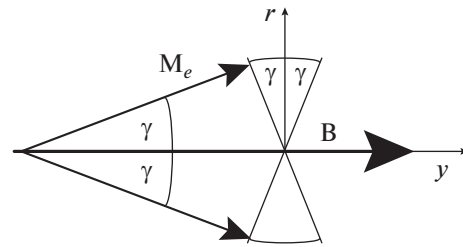


Рис. 8. Прецессия орбитального магнитного момента M_e относительно вектора индукции магнитного поля B .

переноса зависит от ориентации магнитных силовых линий относительно направления теплового потока, но не зависит от направления вектора магнитной индукции B относительно магнитной силовой линии;

– наибольшей теплопроводностью магнит обладает в плоскости, ортогональной магнитным силовым линиям, наименьшей – вдоль магнитных силовых линий;

– в отсутствии магнитного поля коэффициент теплопроводности магнита имеет промежуточное значение.

Сравнение полученных результатов с литературными данными о коэффициенте теплопроводности ниодимового магнита $\lambda = 7.7$ Вт/(м К) [8] показывает, что это значение относится к магнитному полю с поперечным относительно теплового потока направлением силовых линий.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Теплопроводность кристаллических тел согласно электрон-фононной теории складывается из теплопереносов свободными электронами и фононами [12]:

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_f.$$

В магнитном поле движение свободных электронов происходит по спирали, параметры которой – радиус R и шаг h – зависят от B , скорости v и угла между ними β (рис. 7). Из-за хаотического движения свободных электронов направления вектора скорости электронов v и значения угла β ($0 \leq \beta \leq \pi/2$) равновероятны, поэтому за среднее значение логично принять $\beta = \pi/4$. Другими словами, проекции вектора скорости v на оси y и r можно считать одинаковыми – $v_y = v_r$. Отсюда можно заключить, что теплоперенос свободными электронами в магнитном поле изотропен: $\lambda_{e,y} = \lambda_{e,r} = \lambda_e$.

Поскольку магнитное поле не оказывает влияния на звуковые поля, то можно также заключить, что и теплоперенос фононами в магнитном поле так же изотропен: $\lambda_{f,y} = \lambda_{f,r} = \lambda_f$.

Таким образом, электрон-фононная теория теплопроводности не в состоянии дать логическое объяснение причин обнаруженной в экспериментах анизотропии теплопроводности постоянного магнита.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КАК ЭЛЕКТРОН- ФОТОННЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС

Предлагаемая теория предполагает, что теплопроводность тела обусловлена теплопереносом свободными электронами λ_e и фотонами, излучаемыми орбитальными электронами, λ_{ph} :

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_{ph}. \quad (5)$$

Для объяснения причин анизотропии теплопроводности тела в магнитном поле следует обратить внимание на поведение атома в магнитном поле, точнее – на поведение орбитальных электронов, вращающихся вокруг ядра и обладающих магнитным моментом M_e . В отсутствии внешнего магнитного поля ($B = 0$) ориентация орбитальных магнитных моментов M_e хаотична и теплоперенос орбитальными электронами, как и свободными электронами, в этом случае изотропен. В магнитном поле орбитальный магнитный момент M_e совершает прецессию относительно вектора магнитной индукции B под углом γ [13] (рис. 8).

Поскольку теплопроводность тела, как показали эксперименты, максимальна в плоскости, ортогональной вектору B , т.е. в направлении оси r и минимальна вдоль магнитных силовых линий, или по оси y , то можно утверждать: излучение фотонов орбитальным электроном происходит не в виде сферических волн и не в виде направленных импульсов вдоль магнитных силовых линий, а в виде направленного излучения в плоскости вращения орбитального электрона, ортогональной M_e .

Таким образом, на основе полученных результатов можно заключить, что причинами возникновения анизотропии теплопроводности однородного тела в магнитном поле являются:

– излучение фотонов орбитальным электроном в плоскости, ортогональной вектору магнитного момента \mathbf{M}_e ;

– прецессия орбитального момента \mathbf{M}_e относительно вектора магнитной индукции \mathbf{B} , из-за которой излучение фотонов орбитальным электроном происходит в ограниченном кольцевом секторе 2γ .

Оценим вклад второго слагаемого в правой части формулы (5).

В магнитном поле средние значения энергии излучения орбитальным электроном по направлениям r и y в единицу времени составляют

$$e_r = \frac{1}{\gamma} \int_0^\gamma e_{ph} \cos(\nu) d\nu = e_{ph} \frac{\sin(\gamma)}{\gamma},$$

$$e_y = \frac{1}{\gamma} \int_0^\gamma e_{ph} \sin(\nu) d\nu = e_{ph} \frac{1 - \cos(\gamma)}{\gamma}.$$

Здесь e_{ph} – энергия излучения орбитального электрона в единицу времени.

В отсутствии магнитного поля излучение орбитальных электронов в единицу времени изотропно, поэтому среднее значение энергии излучения в секторе $\pi/2$ составит

$$\bar{e} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} e_{ph} \cos(\nu) d\nu = e_{ph} \frac{2}{\pi}.$$

Полагая $\lambda_{ph} \sim e_{ph}$, можно записать выражения для доли теплопроводности тела, обусловленной излучением орбитальных электронов в магнитном поле вдоль осей r и y и в отсутствии магнитного поля:

$$\lambda_{ph,r} = \lambda_{ph} \frac{\sin(\gamma)}{\gamma},$$

$$\lambda_{ph,y} = \lambda_{ph} \frac{1 - \cos(\gamma)}{\gamma}, \quad \overline{\lambda_{ph}} = \lambda_{ph} \frac{2}{\pi}.$$

Здесь λ_{ph} – максимальное значение коэффициента теплопроводности тела, обусловленное излучением орбитальных электронов.

После подстановки в формулу (5) полученных выражений для $\lambda_{ph,r}$, $\lambda_{ph,y}$ и $\overline{\lambda_{ph}}$ формулы для коэффициентов теплопроводности исследованных образцов №№ 1–3 принимают вид

$$\lambda_1 = \lambda_e + \overline{\lambda_{ph}} = \lambda_e + \lambda_{ph} \frac{2}{\pi}, \quad (6)$$

$$\lambda_2 = \lambda_e + \lambda_{ph,r} = \lambda_e + \lambda_{ph} \frac{\sin(\gamma)}{\gamma}, \quad (7)$$

$$\lambda_3 = \lambda_e + \lambda_{ph,y} = \lambda_e + \lambda_{ph} \frac{1 - \cos(\gamma)}{\gamma}. \quad (8)$$

Совместное решение уравнений (6)–(8) после подстановки в них значений $\lambda_1 = 5.88$, $\lambda_2 = 6.99$, $\lambda_3 = 4.72$ Вт/(м К), полученных из формул (2)–(4) при $t = 0^\circ\text{C}$, дает следующие значения для ниодимового магнита:

$$\lambda_e = 2.36, \quad \lambda_{ph} = 5.52 \text{ Вт/(м К)},$$

$$\gamma = 0.721 \text{ рад} = 41.3^\circ.$$

Отсюда следует, что вклад в теплопроводность магнита теплопереноса свободными электронами, т.е. λ_e при 0°C составляет: в отсутствии магнитного поля около 40%; в магнитном поле с индукцией $B = 1.2$ Тл вдоль магнитных силовых линий около 50%; ~34% поперек силовых линий. С усилением магнитного поля из-за уменьшения угла прецессии γ доля теплопереноса свободными электронами λ_e в теплопроводности магнита вдоль магнитных силовых линий должна возрастать, а в поперечном силовым линиям направлении – снижаться. В предельном случае $B \rightarrow \infty$: $\gamma \rightarrow 0$, $[1 - \cos(\gamma)]/\gamma \rightarrow 0$ и теплоперенос вдоль магнитных силовых линий будет осуществляться только свободными электронами. Поэтому в вихревых потоках низкотемпературной плазмы торец ядра вихря должен выглядеть темнее, чем наружная поверхность при взгляде сбоку.

На основе полученных результатов можно утверждать, что магнитное поле может служить регулятором теплопроводности тела, усиливая ее поперек магнитных силовых линий и ослабляя в продольном направлении. Это обстоятельство должно учитываться при создании новой техники, в которой используются магнитные поля.

О ПРИРОДЕ ТЕМНЫХ И СВЕТЛЫХ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

Выявленная анизотропия теплопроводности тела в магнитном поле позволяет по-новому взглянуть на причины возникновения темных и белых пятен на поверхности Солнца. Установлено, что темные пятна “представляют собой те места, где гигантские магнитные силовые трубки прорываются сквозь солнечную поверхность” [14], т.е. магнитные силовые линии направлены по нормали к поверхности фотосферы Солнца. Белые пятна наблюдаются как за пределами темных пятен, так и внутри них (рис. 9), а именно внутри темных пятен наблюдается “более 20 ярких точек” [14]. Современная магнитогидродинамика Солнца [14] объясняет появление темных пятен пониженной на 1500–2000 К по сравнению с окружающей фотосферой температурой. Причины возникновения белых пятен как вне, так и внутри темных пятен в литературе [14] не объяснены.

При объяснении причин возникновения пятен необходимо учитывать, что фотосфера состоит из множества вихревых потоков водорода-гелиевой, не полностью ионизованной (низкотемпера-

турной) плазмы³, содержащей атомы с орбитальными электронами. Сочетание сильных соленоидальных магнитных полей, создаваемых вихревыми потоками плазмы, и атомов с орбитальными электронами дает основание применить к фотосфере Солнца описанный выше механизм электрон-фотонного теплопереноса в магнитном поле.

Итак, поскольку в областях темных пятен магнитные силовые линии направлены по нормали к поверхности Солнца, то теплоперенос в этом направлении при огромной индукции магнитных полей ($B \rightarrow \infty$) осуществляется, как установлено выше, только свободными электронами и потому минимален. По этой причине минимальна и светимость плазмы в вертикальном направлении, так как излучения орбитальных электронов происходят в плоскостях, параллельных поверхности Солнца, и из этих областей фотосферы с Земли не видны. Поэтому эти части фотосферы выглядят для наблюдателей с Земли темными.

Боковые поверхности вихревых трубок плазмы нагреваются и освещаются помимо свободных электронов также и орбитальными электронами и потому видны с Земли яркими, т.е. светлыми пятнами. Белые “булыжники” [14] на поверхности фотосферы (рис. 9) – это верхние боковые поверхности вихревых петель плазмы. Контраст между освещенностью открытых торцов вихрей и их боковых поверхностей в фотосфере Солнца усиливается благодаря огромной, измеряемой тысячами Тл [14], индукции магнитных полей и высокой энергии излучения орбитальными электронами при температуре в несколько тысяч градусов.

Появление внутри темных пятен фотосферы относительно кратковременных, длительностью около 1500 с [14], “более 20 ярких точек” можно объяснить следствием кратковременного образования в нестационарных электромагнитных полях группы относительно мелких вихревых потоков плазмы и магнитных кольцевых структур, возникающих по закону электромагнитной индукции и самоиндукции Фарадея–Ленца. Более освещенные из-за видимого излучения орбитальных электронов в соленоидах их верхние боковые поверхности выглядят на фоне темного пятна как светлые точки (рис. 9).

Таким образом, можно сделать предположение, что возникновение темных и белых пятен на солнечной поверхности является, по мнению авторов, следствием электрон-фотонного механизма теплопереноса в фотосфере, при котором из-за совпадающего направления орбитальных магнитных моментов с вектором индукции магнитного поля орбитальные электроны плазмы излучают фотоны электромагнитного излучения в

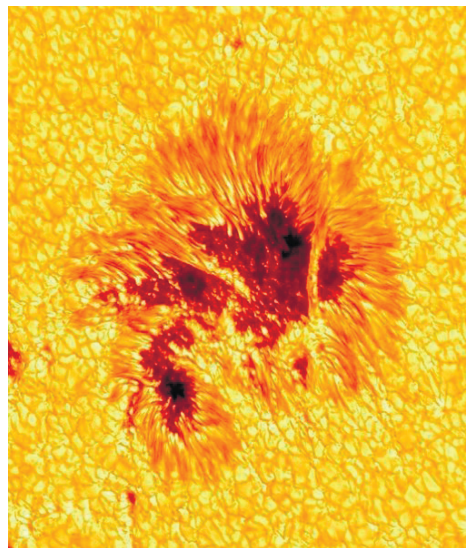


Рис. 9. Темные и светлые пятна на поверхности Солнца⁴.

плоскости, перпендикулярной вектору индукции магнитного поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные экспериментальные исследования теплопроводности постоянных магнитов из интерметаллидов $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ позволили установить следующее.

1. Теплопроводность однородного тела в магнитном поле анизотропна, а именно зависит от ориентации магнитных силовых линий относительно направления теплопереноса, и не зависит от направления вектора индукции магнитного поля относительно магнитных силовых линий.

2. Максимальной теплопроводностью тело обладает в плоскости, ортогональной магнитным силовым линиям, минимальной – вдоль магнитных силовых линий.

3. Предложен электрон-фотонный механизм теплопроводности тел, являющийся результатом двух процессов: 1) изотропного теплопереноса свободными электронами и 2) излучения фотонов орбитальными электронами атомов в плоскостях, ортогональных орбитальным магнитным моментам.

4. Анизотропия теплопроводности тела в магнитном поле с высокой вероятностью является следствием двух причин: во-первых, излучения орбитальным электроном фотонов в плоскости, ортогональной орбитальному магнитному моменту, и, во-вторых, прецессии орбитального магнитного момента относительно вектора индукции внешнего магнитного поля.

³ Температура фотосферы не превышает 6000–6500 К [14], что ниже температуры полной ионизации атомов водорода и гелия.

⁴ https://i007.fotocdn.net/s111/125321ac9b283f05/public_pin_m/2488166861.jpg

5. На основании предложенных электрон-фотонного механизма и причин анизотропии теплопроводности тела в магнитном поле выдвинуто предположение о причинах образования на поверхности Солнца темных и светлых пятен.

Полученные результаты могут быть полезны при создании новой техники, в которой предусмотрено использование магнитных полей.

Работа выполнена по договору о творческом сотрудничестве между КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева и КазНЦ РАН № 7 от 28.01.2015 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Вычисление коэффициента теплопроводности исследуемого образца в каждом эксперименте проводилось в соответствии с ГОСТ 23630.2-79 по формуле

$$\lambda = \frac{h_2}{R_2} (1 - \sigma_\beta),$$

где h_2 – высота образца, м; R_2 – тепловое сопротивление образца, м К/Вт; $\sigma_\beta = \beta \Delta T$ – поправка на тепловое расширение образца; β – коэффициент линейного теплового расширения, 1/К; $\Delta T = T - T_0$; T – температура образца, К; T_0 – температура окружающей среды, К.

Тепловое сопротивление рассчитывается по формуле

$$R_2 = \frac{\pi D^2 \Delta T_2}{4 \Delta T_1 K_T} (1 + \sigma_c),$$

где D – диаметр образца, м; ΔT_1 и ΔT_2 – перепады температур на эталоне и образце, К; K_T – тепловая проводимость эталона; σ_c – поправка на теплоемкость образца

$$\sigma_c = \frac{c_2 M_2}{2(c_1 M_1 + c_2 M_2)};$$

c – удельная теплоемкость, Дж/(кг К); M – масса, кг; индексы 1 и 2 относятся к эталону и исследуемому образцу.

Тепловая проводимость эталона вычислялась по формуле

$$K_T = \lambda_1 \frac{\pi D^2 \Delta T_2}{4 \Delta T_1 h_1} (1 + \sigma_c),$$

в серии экспериментов, в которой исследуемым образцом служил диск тех же размеров из стали 12Х18Н9Т. Среднее для серии экспериментов значение составило $K_T = 0.896$.

Разности температуры на поверхностях эталона и образца корректировались на перепады температуры на медных пластинах 4, 5 и 6 (рис. 1)

$$\Delta T_1 = \Delta T_{1,\text{test}} - \Delta T_{\text{pl}}, \quad \Delta T_2 = \Delta T_{2,\text{test}} - \Delta T_{\text{pl}},$$

где $\Delta T_{1,\text{test}} = T_1 - T_2$; $\Delta T_{2,\text{test}} = T_2 - T_3$; T_1 , T_2 и T_3 – измеренные в эксперименте температуры медных пластин 4, 5 и 6, К; ΔT_{pl} – перепад температуры на пластине, К

$$\Delta T_{\text{pl}} = q h_{\text{pl}} / \lambda_{\text{pl}},$$

$h_{\text{pl}} = 10^{-3}$ м – толщина медной пластины; λ_{pl} – коэффициент теплопроводности меди, Вт/(м К); $q \approx \lambda_1 \Delta T_{1,\text{test}} / h_1$ – плотность теплового потока, Вт/м².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мышкин В.Ф., Власов В.А., Ижойкин Д.А., Ушаков И.А. Особенности лазерного испарения графита во внешнем магнитном поле // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 11/2. С. 343.
2. Мышкин В.Ф., Ижойкин Д.А., Ушаков И.А. Исследование лазерного испарения изотопов углерода во внешнем магнитном поле // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 4/2. С. 202.
3. Камилев И.К., Батдалов А.Б., Абдулвагидов Ш.Б., Алиев А.М. Влияние магнитного поля на теплопроводность манганитов $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ // Azerb. J. Physics. Fizika. 2007. Т. XIII. № 1–2. С. 26.
4. Новиков А.П., Попов В.М., Лушикова Е.Н. Влияние пульсирующего магнитного поля на теплопроводность дисперснонаполненных полимерных материалов // Современные проблемы науки и образования. 2013. № 2. <http://science-education.ru/ru/article/view?id=9006>
5. Пряжников М.И., Минаков А.В., Гузей Д.В. Исследование теплопроводности ферромагнитных наножидкостей в магнитном поле от времени // Всерос. конф. “XXXIII Сибирский теплофизический семинар”. 6–8 июня 2017. Новосибирск. Тез. докл. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2017. С. 162.
6. Rahim M.S.A., Ismail I., Wahid S.A., Aid S., Aqida S.N. Magnetic Field Simulation of a Thermal Conductivity Measurement Instrument for Magnetorheological Fluid // MATEC Web of Conf.: The 2nd Int. Conf. on Automotive Innovation and Green Vehicle (AiGEV 2016). 2017. V. 90. 01061.
7. Шувалов В.А., Токмак Н.А., Кучугурный Ю.П., Резниченко Н.П. Торможение намагниченного тела при взаимодействии его магнитного поля с потоком разреженной плазмы // ТВТ. 2020. Т. 58. № 2. С. 163.
8. Группа компаний “Северо-западная лаборатория”. <https://ferrite.ru/catalog/ndfeb/>
9. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Физические величины. Спр. / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
10. The Measurement and Automation Catalog. NIST, 2005. 350034K-01, 100802.
11. Кирсанов Ю.А., Кирсанов А.Ю., Коростелев И.А. Переходные температурные процессы в твердых телах // Тр. Академэнерго. 2005. № 1. С. 17.
12. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Гостехиздат, 1957. 524 с.
13. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1985. 512 с.
14. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 592 с.

УДК 537.301.3

ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ИНТЕРМЕТАЛЛИДА $Ti_{67}Al_{33}$ В СТАБИЛИЗИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ

© 2022 г. М. Э. Исхаков^{1, *}, Р. М. Эмиров¹, М. Х. Рабаданов¹,
Ж. Х. Мурлиева^{1, 2}, Д. К. Палчаев¹, П. В. Попов³

¹Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

²Дагестанский государственный университет народного хозяйства, Махачкала, Россия

³Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы, Москва, Россия

*E-mail: isemarat@mail.ru

Поступила в редакцию 14.09.2021 г.

После доработки 09.01.2022 г.

Принята к публикации 15.02.2022 г.

Представлены температурные зависимости электросопротивления интерметаллида $Ti_{67}Al_{33}$ в интервале температур 300–1000 К, демонстрирующего смену типа проводимости в данном интервале температур. Обнаружена его способность к возвращению в одно из равновесных состояний после различных типов термообработки, заключающихся в остывании от высоких температур со скоростями от 1000 до 0.2°/мин. Показано, что сплав $Ti_{67}Al_{33}$ обладает свойством “памяти сопротивления”.

DOI: 10.31857/S0040364422020211

ВВЕДЕНИЕ

Для интерметаллидов характерны различные типы связей, которые сменяются при изменении состава, что обеспечивает возможность создания материалов с заданными свойствами. Теоретическая интерпретация удельного электросопротивления ρ (далее – сопротивление) проводников, в том числе интерметаллидов, пока не позволяет проводить количественные расчеты с приемлемой для практических целей точностью [1]. Поэтому результаты экспериментальных исследований остаются пока единственным способом оценки сопротивления. Для создания высокотехнологической продукции в рамках инновационных разработок, требующих прецизионных инженерных расчетов, необходимы достоверные данные по свойствам материалов. Критерием достоверности, обеспечивающим реализацию традиционного статистического метода расчета и обработки экспериментальных данных, должны быть фундаментальные знания природы формирования соответствующих свойств.

Интерметаллиды занимают промежуточное положение между твердыми растворами и химическими соединениями. Они представляют собой электронные соединения (фазы Юм–Розери), возникающие при определенном числе валентных электронов, приходящихся на один атом. Фазы Юм–Розери являются твердыми растворами, обладающими сверхструктурой, в которых атомы одного компонента в определенном порядке занимают позиции атомов в решетке другого. При

некоторой температуре происходит фазовый переход (второго рода) из упорядоченного состояния в неупорядоченное. Интерметаллиды на основе Ti могут обладать сверхструктурами во всем интервале температур существования, а также широкими областями гомогенности [2], т.е. существуют нестехиометрические соединения, в которых при изменении состава сохраняется тип их кристаллической структуры. Нарушение стехиометрии происходит в результате отсутствия (сплавы вычитания) в узлах решетки стехиометрического состава атомов одного из элементов. Если число электронов, приходящихся на один атом, близко к четырем, то возможны переходы от металлического типа проводимости к полупроводниковому и обратно. В монокристаллических интерметаллидах при низких температурах проводимость, как правило, полупроводниковая [3, 4]. Это свидетельствует о преобладании в них ковалентных (направленных и насыщенных) межатомных связей. В поликристаллических образцах наличие межзеренных границ снижает эффект направленности и насыщенности этих связей. В свою очередь ослабление межатомных связей способствует возникновению зернограничной диффузии, которая возрастает с повышением температуры. С ростом температуры при наличии высокой концентрации вакансий существенно активизируется и внутризерновая диффузия. Все это приводит к диффузионным фазовым переходам [5, 6] и искажению исходной решетки в результате перераспределения атомов по ее узлам без изменения типа решетки. В отличие от мартенситных переходов,

эти переходы завершаются тем, что упорядоченная фаза твердого раствора переходит в неупорядоченное состояние (фазовый переход второго рода), а затем распадается на два раствора, или упорядоченная фаза сохраняется до распада на два раствора, как в сплаве Ti_3Al [2].

Согласно фазовой диаграмме, интерметаллид $Ti_{67}Al_{33}$ обладает упорядоченной плотноупакованной структурой [2] типа $D0_{19}$ (ГПУ-структура α_2-Ti_3Al). В нем число электронов на атом – 3.67 (14.68/4), в то время как для стехиометрического состава ($Ti_{75}Al_{25}$) оно равно 3.75 (15/4), т.е. вклад ковалентного типа связи в сплаве $Ti_{67}Al_{33}$ меньше. В ряду сплавов вычитания со структурой фазы $\alpha_2-Ti_{75}Al_{25}$ соединение со стехиометрией $Ti_{67}Al_{33}$ обладает наибольшим числом вакантных узлов атомов титана. Наличие вакансий Ti повышает вероятность внутризерновой миграции атомов Al в решетке соединения и снижает сверхструктурное упорядочение, характерное для сплавов этой фазы. Тем не менее, как следует из [3, 4], в монокристаллическом состоянии $Ti_{67}Al_{33}$ сохраняет полупроводниковый тип проводимости, но температурный коэффициент сопротивления (ТКС) и его абсолютные значения снижаются относительно величин для $Ti_{71.3}Al_{28.7}$ [4]. Гистерезис на температурных зависимостях сопротивления (и теплового расширения) термообработанных поликристаллических образцов $Ti_{67}Al_{33}$, обусловленный переходом от метастабильного к стабилизированному состоянию, исчезает после нескольких циклов измерений [7, 8]. В каждом из этих состояний наряду с полупроводниковым характером проводимости проявляется металлический. Это, видимо, связано с диффузионными процессами, повышающими вероятность разбиения системы на кластеры с упорядоченным и неупорядоченным расположением атомов. С ростом температуры изменение соотношения между количеством кластеров, различающихся между собой по структуре, может привести к особенностям на температурных зависимостях сопротивления. Попытка объяснения природы формирования проводимости в $Ti_{67}Al_{33}$, проявляющей в интервале 300–1000 К полупроводниковый и металлический характер, представлена в [5, 6, 9]. Оно основано на связи сопротивления с температурным коэффициентом линейного расширения (ТКЛР). Достоверность и обоснованность описания природы формирования проводимости обеспечиваются результатами экспериментальных исследований (*in situ*) двух этих свойств на одном и том же образце, а также тем, что в квазистатическом процессе сопротивления однозначно определяется [10] работой по изменению объема, совершаемой системой в электрическом поле. На это указывает наличие корреляций температурных зависимостей электросопротивления и произведения коэффициента теплового рас-

ширения на температуру для чистых металлов и других фаз Юм–Розери [8].

В настоящей работе приводятся результаты исследований, указывающие на проявление интерметаллидом $Ti_{67}Al_{33}$ способности к возвращению к одному из равновесных состояний после различных типов термообработки. Особенности на зависимостях $\rho(T)$, связанные с сосуществованием различных типов проводимости, а также эффект возвращения системы в стабилизированное состояние (память сопротивления) могут быть востребованы на практике для создания материалов и компонентов функциональной электроники. Уточнен метод изготовления исследуемого образца и описаны методы его термической обработки.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

Поликристаллический интерметаллид состава: 67 ат. % Ti –33 ат. % Al изготовлен из чистых титана (99.8%) и алюминия (99.995%) в медном тигле, охлаждаемом водой, методом аргонодуговой плавки расходуемого электрода. Придание образцу формы параллелепипеда размерами $80 \times 5 \times 5$ мм³ осуществлялось электроискровой резкой с использованием латунной проволоки. После резки образец помещался в смесь плавиковой, соляной и азотной кислот для стравливания налипшего на его поверхность материала электрода. Предварительным послойным травлением и полярографическим анализом полученных растворов установлено, что в объеме исследуемого образца примесь не превышала количества примеси в титане. Измерения сопротивления $Ti_{67}Al_{33}$ в интервале от 300 до ~1000 К проводились четырехзондовым методом на постоянном токе с коммутацией. Исследования температурной зависимости сопротивления проводились на аттестованной установке [11] при прямом и обратном ходе (цикл нагрев–охлаждение). Суммарная стандартная неопределенность измерения значений ρ составила 0.5%.

Выполнены исследования на образце в исходном состоянии (образец 1Т), для которого термообработка заключалась в резком охлаждении слитка при получении и после его последующих термообработок. При следующей термообработке (2Т) образец помещался в кварцевую вакуумированную ампулу, которая нагревалась 3 ч до 1100°C, затем охлаждалась от этой температуры помещением в воду при комнатной температуре. После исследования образец подвергался следующей термообработке (образец 3Т): нагрев в течение 10 ч до 1100°C, выдержка 10 мин, затем снижение температуры на 100°C каждые 4.5 ч и выдержка по 10 мин. После достижения 500°C образец охлаждался 8.5 ч до 100°C, а затем остывал до комнатной температуры. Следующая термообработка (образец 4Т): нагрев в течение 3 ч до 1200°C, затем охлаждение

в жидком азоте (77 К). После каждого типа термообработки (перед измерениями) тонкий слой окислов на образце удалялся смесью кислот. Обнаружено, что абсолютные значения $\rho(T)$ и ТКРЛ для образца 4Т близки к значениям для образцов 1Т, 3Т, но отличаются от значений для образца 2Т как в метастабильном, так и стабилизированном состояниях. Причем данные результаты воспроизводились на другом образце, вырезанном из того же слитка. Значения $\rho(T)$ для образца 2Т приводятся (рис. 1) с целью иллюстрации возможности варьирования абсолютных значений свойств путем выбора режима термообработки.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе [8] представлены значения $\rho(T)$ исходного образца $Ti_{67}Al_{33}$ при многократных (четырёх) нагреваниях и охлаждениях, в [7] приведены предварительные результаты исследования исходного образца 1Т и образцов 2Т, 3Т. Показано, что после соответствующих типов термообработки, в первом цикле нагрева и охлаждения, образцы 1Т, 3Т возвращались к одному из равновесных состояний, а образец 2Т – к другому. Резкое уменьшение гистерезисов $\rho(T)$ и ТКРЛ, а также полное его исчезновение в четвертом цикле указывают на стабилизацию структуры в результате перехода образца в равновесное состояние.

На рис. 1 приведены зависимости сопротивления $\rho(T)$ четырех образцов при первом нагреве (неравновесное состояние) и последнем охлаждении после многих серий измерений (равновесное состояние). Температурные зависимости электросопротивления всех образцов в метастабильном и стабилизированном состояниях сходны (рис. 1 и 2). На вставке рис. 2 приведены значения ТКС для образцов 1Т, 3Т и 4Т с целью разрешения их особенностей в исследованном интервале температур. От 293 до 400 К и выше 925 К проводимость преимущественно металлического типа. В интервале от 400 до 666 К происходит переход от металлической к полупроводниковому типу проводимости с максимумом при 530 К, где сравниваются их вклады. В области от 666 до 825 К наблюдается проводимость полупроводникового типа с инверсией знака температурного коэффициента электросопротивления при температуре 773 К. В области температур от 825 до 925 К происходит переход от полупроводникового типа проводимости к металлическому. На те же интервалы температур приходится особенности изменения характера температурных зависимостей теплового расширения [8]. Поскольку в ходе измерений для всех образцов гистерезисы на температурных зависимостях электросопротивления и теплового расширения практически исчезают, то стабилизированные состояния (рис. 1 и 2) можно считать равновесными. Как видно из рис. 1 (см. для

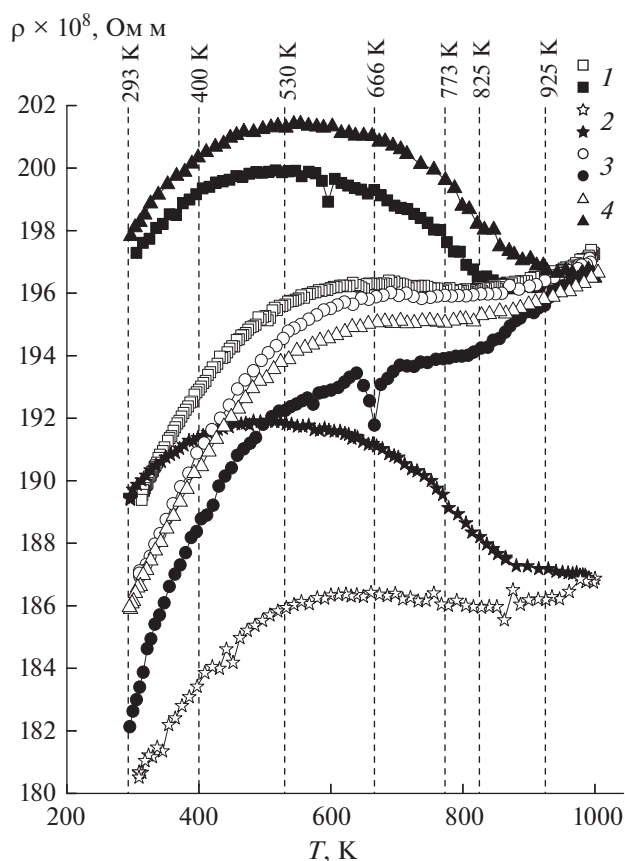


Рис. 1. Значения $\rho(T)$ образцов $Ti_{67}Al_{33}$ после различных типов термообработки: 1 – 1Т, 2 – 2Т, 3 – 3Т, 4 – 4Т; нагрев – темные символы, охлаждение – светлые.

образцов 1Т, 3Т, 4Т и 2Т), исследуемый интерметаллид может иметь стабилизированные (равновесные) состояния с различными абсолютными значениями электросопротивления.

Абсолютные значения ρ образца 2Т ниже на $\sim 10 \times 10^{-8}$ Ом м, чем образца 1Т во всем интервале температур, несмотря на сложный характер их температурных зависимостей. При повышении длительности охлаждения (примерно на три порядка) абсолютные значения сопротивления образца 3Т хорошо согласуются со значением ρ образца 1Т в стабилизированном состоянии. В цикле первого нагрева образца 3Т от 300 до 1000 К его электросопротивление резко повышается до значений, соответствующих ρ в стабилизированном образце 1Т в цикле охлаждения. Причем в первом цикле охлаждения образца 3Т наблюдается (рис. 1) гистерезис с увеличением сопротивления, в отличие от образца 1Т.

Как видно, повторяется ход зависимости сопротивления от температуры, характерный для образца 1Т, но с большим размахом гистерезиса. Образец 4Т после третьего цикла “нагрев–охлаждение” достигал стабилизированного состояния.

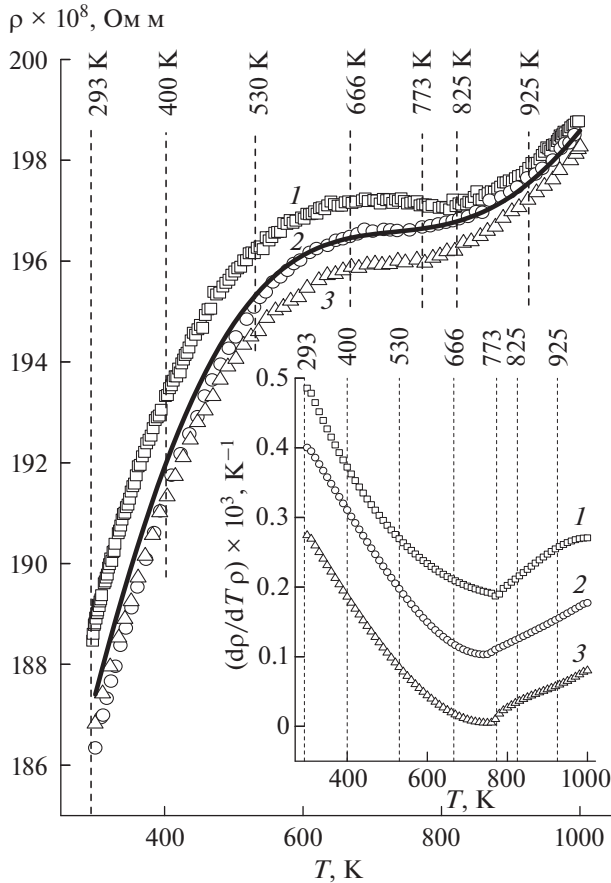


Рис. 2. Экспериментальные значения $\rho(T)$ в стабилизированном состоянии для трех образцов: 1 – 1Т, 2 – 3Т, 3 – 4Т; сплошная линия – средние значения; на вставке ТКС для образцов 1Т, 3Т, 4Т; значения для 1Т, 3Т повышены относительно 4Т на 2×10^{-4} и 10^{-4} соответственно.

Экспериментальные точки для этого состояния ложатся близко к значениям для стабилизированных состояний исходного образца 1Т и образца 3Т. Разброс значений ρ по абсолютной величине (данные из таблицы) на температурных зависимостях сопротивления всех трех образцов (рис. 2) не превышает примерно $\pm 0.4\%$, что практически находится на уровне погрешности измерения ρ во всем интервале температур, несмотря на сложный характер зависимостей.

При исследованиях структур интерметаллидов методами просвечивающей электронной микроскопии после различных типов термообработки обычно обнаруживается [12–16] распад упорядоченных фаз за счет диффузионных фазовых переходов. Новым фазам, рождаемым в результате термообработки, характерна высокая дисперсность, поэтому они не идентифицируются рентгеновской дифрактометрией. В связи с чем заметное преобразование от микроструктур с упорядоченной фазой к твердым растворам в работе [17]

Экспериментальные значения ρ в равновесном состоянии после различных типов термообработки

T, K	1Т	3Т	4Т	Средние значения
	$\rho \times 10^8, \text{ Ом м}$			
300	188.834	186.472	186.905	187.404
350	191.339	189.018	189.216	189.858
400	193.280	191.250	191.213	191.914
450	194.730	193.077	192.828	193.545
500	195.761	194.471	194.044	194.759
550	196.445	195.450	194.890	195.595
600	196.854	196.068	195.422	196.115
650	197.061	196.410	195.723	196.398
700	197.138	196.572	195.886	196.532
750	197.157	196.658	196.007	196.607
800	197.189	196.767	196.175	196.710
850	197.309	196.982	196.459	196.916
900	197.586	197.357	196.902	197.282
950	198.095	197.912	197.510	197.839
1000	198.906	198.616	198.239	198.587

названо фазовым переходом “упорядочение–расслоение фазы”. Подобный тип фазового перехода обусловлен сменой знака энергии взаимодействия между атомами при изменении электронной структуры системы в соответствующих температурных областях.

Эти представления хорошо согласуются с результатами настоящих исследований сопротивления вещества $\text{Ti}_{67}\text{Al}_{33}$, которое является фазой интерметаллида с широкой областью гомогенности $\alpha\text{-Ti}_3\text{Al}$ переменного состава со сверхструктурами типа Ti_nAl_m при $n > m$. При этом корреляция знаков ТКС и ТКЛР [10] указывает на то, что эффект изменения типа проводимости обусловлен изменением электронной структуры взаимодействующих атомов. Разницу абсолютных значений сопротивления в стабилизированных состояниях можно объяснить процессами самопроизвольной эволюции неравновесных состояний, заданных соответствующим типом термообработки, к различным равновесным состояниям в результате диффузионных фазовых переходов типа “упорядочение–расслоение фазы”. Причем различные варианты термообработки, представляющие собой нагрев до высоких температур и остывание (с различными скоростями от 1000 до $0.2^\circ\text{C}/\text{мин}$), приводят к одному и тому же равновесному состоянию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наличие вакансий Ti в решетке α_2 -фазы микрористаллического интерметаллида $\text{Ti}_{67}\text{Al}_{33}$, а так-

же искажений на границах между кристаллитами способствует разупорядочению атомов при высоких температурах, приводящему к снижению сверхструктурного упорядочения. У данного интерметаллида в метастабильном состоянии (сразу после термообработки) в диапазоне температур 300–1000 К наблюдается явное изменение типа проводимости от металлического к полупроводниковому и обратно. Помимо двух температур, при которых происходит такое изменение, существует температура инверсии знака температурного коэффициента сопротивления. В стабилизированном состоянии (в диапазоне температур от ~650 до ~800 К) вклады конкурирующих типов проводимости сравниваются. Кроме изменения типа проводимости, сплав $Ti_{67}Al_{33}$ обладает еще одним замечательным свойством. Он “помнит” одно из равновесных состояний, к которому возвращается после различных типов термообработки, т.е. проявляет свойство памяти сопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГЗ № FZNZ-2020-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гантмахер В.Ф. Электроны в неупорядоченных средах. М.: Физматлит, 2013. 288 с.
2. Клопотов А.А., Потехаев А.И., Козлов Э.В. и др. Кристаллогеометрические и кристаллохимические закономерности образования бинарных и тройных соединений на основе титана и никеля. Томск: Изд-во ТПУ, 2011. С. 312.
3. Mooij J. H. Electrical Conduction in Concentrated Disordered Transition Metal Alloys // Phys. Stat. Sol. (a). 1973. V. 17. № 2. P. 521.
4. Li J. G., Wei B. C., Pan M. X. et al. The Relationship between Resistivity and Temperature in Ordered α_2 - Ti_3Al and γ - $TiAl$ Intermetallic Compounds Single Crystals // Mater. Sci. Eng. 1999. V. 268. P. 193.
5. Устиновщиков Ю.И. Диффузионные фазовые превращения в сплавах // УФН. 2014. Т. 184. № 7. С. 723.
6. Разумов И.К., Горностырев Ю.Н., Ермаков А.Е. Неравновесные диффузионные фазовые превращения в сплавах, обусловленные миграцией границ зерен и дислокаций // ФТТ. 2019. Т. 61. № 2. С. 346.
7. Murlieva Zh. Kh., Palchayev D. K., Iskhakov M. E., Rabadanov M. Kh. Correlation between the Electrical Resistivity and Thermal Expansion of Intermetallide Ti_3Al // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1385. 012017.
8. Мурлиева Ж.Х., Палчаев Д.К., Исхаков М.Э., Рабаданов М.Х. и др. Тепловое расширение и электросопротивление интерметаллида $Ti_{67}Al_{33}$ // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 203.
9. Мурлиева Ж.Х., Исхаков М.Э., Рабаданов М.Х. и др. Особенности температурных зависимостей электросопротивления и теплового расширения титан-алюминиевого интерметаллида // Вестн. ДГУ. Сер. 1. Естественные науки. 2019. Т. 34. Вып. 3. С. 37.
10. Palchayev D. K., Murlieva Zh. Kh., Rabadanov M. Kh. et al. Relationship between Electrical Resistance and Thermal Expansion Coefficient in YBCO and $Ti_{67}Al_{33}$ // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1686. 012051.
11. Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х., Исхаков М.Э. и др. Методика экспериментального определения электросопротивления и теплового расширения твердых тел в диапазоне температур от 80 К до 1000 К. Методика ГСССД МЭ 241-2015. Деп. ФГУП “Стандартинформ” 25.09.2015. № 234а–2015 кк.
12. Chevalier J.-P. A. A., Stobbs W. M. An Electron Diffraction Study of Short-range Order in Quenched Ni_4Mo Alloy // Acta Metallurgica. 1976. V. 24. P. 535.
13. Phillips V. A., Tanner L. E. High Resolution Electron Microscope Observations on G.P. Zones in an Aged Cu–1.97 wt % Be Crystal // Acta Metallurgica. 1973. V. 21. P. 441.
14. Laughlin D. E., Cahn J. W. Spinodal Decomposition in Age Hardening Copper-titanium Alloys // Acta Metallurgica. 1975. V. 23. P. 329.
15. Higgins J., Nicholson R. B., Wilkes P. Precipitation in the Iron–Beryllium System // Acta Metallurgica. 1974. V. 22. P. 329.
16. Oki K., Matsumura S., Eguchi T. Phase Separation and Domain Structure of Iron-based Ordering Alloys // Phase Transitions. 1987. V. 10. № 4. P. 257.
17. Ustinovshikov Y. Chemical Bonds in Metallic Alloys // Int. J. Mater. Res. Sci. Tech. 2020. V. 1. P. 35. <https://dx.doi.org/10.47890/IJMRST/2020/YUstinovshikov/14205435>

УДК 544.01

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ОКИСЛОВ АЛЮМИНИЯ В ПРОЦЕССАХ СУБ- И СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ВОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО АЛЮМИНИЯ

© 2022 г. И. И. Гильмутдинов, Н. С. Сандугей*, И. М. Гильмутдинов,
И. В. Кузнецова, Х. Э. Харлампида, А. Н. Сабирзянов

Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия

*E-mail: r45829@gmail.com

Поступила в редакцию 21.12.2020 г.

После доработки 17.06.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

В данной работе объектами суб- и сверхкритического водного окисления являются образцы металлического алюминия. Проведены экспериментальные исследования и выявлены зависимости влияния температуры, давления, времени реакции и рН окислителя на фазовый состав продуктов окисления и их адсорбционные свойства. Экспериментальные исследования проводились в диапазоне температур 275–380°C, времени реакции 3–12 ч и различных рН воды 7–12. Максимальной удельной поверхностью $S = 120.2 \text{ м}^2/\text{г}$ обладали образцы, полученные при температуре $T = 380^\circ\text{C}$ и времени реакции $\tau = 3 \text{ ч}$ с $\text{pH} = 12$. Фазовый состав данного образца включал в себя оксид алюминия $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (92.3 мас. %) и корунд $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (7.7 мас. %).

DOI: 10.31857/S0040364422020193

ВВЕДЕНИЕ

Оксид алюминия широко используется в химической и нефтехимической промышленности в качестве адсорбента (для обезвоживания газов и жидкостей), катализатора и компонента сложных катализаторов многих химических процессов, носителя при синтезе как металлических, так и оксидных катализаторов [1].

Для приготовления катализаторов применяются преимущественно метастабильные формы оксида алюминия ($\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$, $\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$, $\theta\text{-Al}_2\text{O}_3$) с высоко-развитой, сравнительно доступной поверхностью и термостойкостью $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($T = 450\text{--}850^\circ\text{C}$), $\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($T = 350\text{--}650^\circ\text{C}$). Получение оксидов металлов осуществляется с помощью таких процессов, как распылительная сушка, процесс получения золь-геля, криохимическая кристаллизация и сверхкритическое водное окисление (СКВО). Аналогичные работы по получению микро-, субмикро- и наноразмерных частиц оксидов и гидроксидов алюминия суб- и сверхкритическим водным окислением были получены в работах [2, 3]. Данный метод позволяет получать наноструктурированные неорганические соединения в результате химических реакций в закрытых системах, протекающих в водных растворах при температурах выше 100°C и давлениях выше 1 атм [3]. В [2] процесс гидротермального окисления (при $230\text{--}360^\circ\text{C}$ и $3\text{--}20 \text{ МПа}$) металлического алюминия осуществлялся в системе непрерывного действия, в результате ко-

торого был получен наноструктурированный бемит. В [4] проводилось исследование образования частиц оксида алюминия уже при сверхкритических условиях (391°C , 23 МПа), в результате чего помимо бемита были получены и иные фазы оксида алюминия.

Процессы суб- и сверхкритического водного окисления основаны на способности воды растворять неорганические соединения при повышенных давлениях и температурах. Для повышения растворимости исследуемых соединений возможно применение в качестве среды окисления водных растворов некоторых кислот, оснований и солей. Так, в работе [5] исследовались реакции окисления металлического алюминия в диапазоне температур $293\text{--}500^\circ\text{C}$ в водной среде с добавлением перекиси водорода (33.1 мас. %). Также проводились исследования по получению оксида алюминия $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ в среде сверхкритического метанола [6].

Таким образом, методы суб- и сверхкритического водного окисления являются перспективными методами синтеза микронных и наноразмерных частиц неорганических соединений. Уникальные свойства сверхкритической воды (низкая вязкость, высокая диффузионность, высокие тепло- и массообменные характеристики) позволяют использовать ее в качестве среды окисления. К достоинствам предлагаемого метода можно отнести:

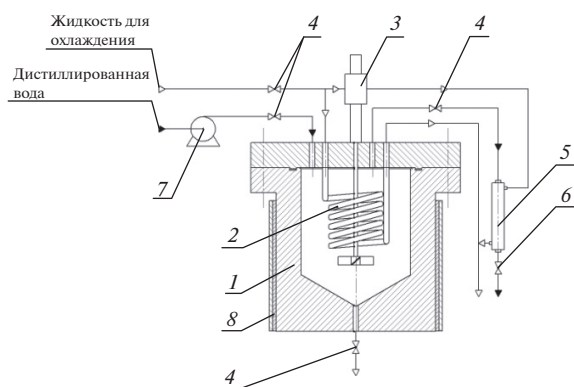


Рис. 1. Технологическая схема установки СКВО: 1 – реактор, 2 – охлаждающий змеевик, 3 – магнитное перемешивающее устройство, 4 – клапаны, 5 – теплообменник охлаждения, 6 – регулятор обратного давления, 7 – насос, 8 – нагревательная рубашка.

- возможность управлять свойствами получаемой продукции, изменяя режимные и термодинамические параметры процесса окисления;
- получение высокодисперсных порошков оксида и гидроксида алюминия;
- снижение количества стадий получения оксида и гидроксида алюминия;
- снижение энергетических затрат;
- экологическую чистоту процесса.

Большинство же имеющихся на данный момент исследований по изучению гидротермального окисления и СКВО ставят целью получение либо γ - Al_2O_3 , либо бемита AlOOH , который в ходе термической обработки переходит в γ - Al_2O_3 , обладающий развитой удельной поверхностью. Целью же данной работы является экспериментальное определение зависимости свойств оксида алюминия, используемого в приготовлении катализаторов, от параметров проведения СКВО металлического алюминия. На данный момент в большей степени исследована реакция окисления при гидротермальных условиях. Полученные экспериментальные данные для сверхкритических условий в дальнейшем планируется использовать для создания математической модели СКВО.

МАТЕРИАЛЫ

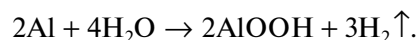
Объектом суб- и сверхкритического водного окисления являются образцы металлического алюминия марки А995 чистотой 99.996% производства ОК «РУСАЛ» (ГОСТ 11069-2001), выполненные в виде квадратных пластин размером $20 \times 20 \text{ мм}^2$, толщиной до 5 мм и массой до 5 г.

Для изменения рН воды используется химический чистый гидроксид натрия (ОКП 26 1142 0083 01) NaOH (ГОСТ 4328-77).

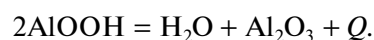
ЭКСПЕРИМЕНТ

Реакция окисления металлического алюминия в процессах суб- и сверхкритического водного окисления протекает в следующей последовательности.

1) Реакция окисления алюминия начинается при $T = 200\text{--}220^\circ\text{C}$, при этом происходит разрушение оксидной пленки и превращение металлического алюминия в бемит [4] по реакции



2) С повышением температуры выше $T = 300^\circ\text{C}$ происходит терморазложение бемита в оксид алюминия



В дальнейшем изменяются структурные формы оксида алюминия.

Экспериментальная установка периодического действия, представленная на рис. 1, оснащена реактором объемом $V = 1000 \text{ мл}$ с магнитным перемешивающим устройством 3 (материал Hostelloy C-276) [4], рабочие температура $T = 430^\circ\text{C}$ и давление $P = 40 \text{ МПа}$.

В реактор 1 заливается дистиллированная вода и загружаются куски металлического алюминия массой $m = 4 \text{ г}$. После герметизации реактора производится его нагрев с помощью нагревательной рубашки 8 до температуры проведения эксперимента. Давление в системе регулируется количеством загруженной в реактор 1 дистиллированной воды. После достижения заданной температуры начинается отсчет времени реакции сверхкритического водного окисления. Экспериментальные исследования сверхкритического водного окисления проводились при разных изотермах ($T = 380^\circ\text{C}$, 375, 300, 275), временах реакции (3, 7, 12 ч) и различных рН воды (7–12).

АНАЛИТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Распределения частиц по размерам определялись на лазерном анализаторе Horiba LA-950V2.

Рентгенографический количественный фазовый анализ с использованием метода внутреннего стандарта проводился на многофункциональном дифрактометре Rigaku SmartLab. В качестве внутреннего стандарта использовался мелкодисперсный порошок кварца чистотой $>99.9\%$, отношение стандартных интенсивностей $\text{RIR} = 3.41$ (ICDD PDF-2 00-046-1045¹).

Определение удельной площади поверхности твердых тел по адсорбции газа проводилось методом БЭТ (Брунауэра–Эммета–Теллера) по стандарту ISO 9277:2010. Определение распределения

¹ Файл порошковой дифракции кристаллографической базы данных (International Center for Diffraction Data Powder Diffraction File).

Таблица 1. Результаты фазового анализа

№ образца	$T_p, ^\circ\text{C}$	$P_{p, \text{max}}, \text{МПа}$	pH	$\tau, \text{ч}$	Фазовый состав	мас. %
1	380	26.7	12	3	$\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$	92.3
					Корунд ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$)	7.7
2	375	27	7	7	$\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$	52
					Корунд	43.7
					Акдалаит	4.3
3	300	15	7	7	Бемит ($\text{AlO}(\text{OH})$)	100
4	275	9.5	7	3	Бемит	100
5	380	25.5	7	12	Бемит	45
					$\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$	41
					Корунд	14
6	315	11.1	7	3	Бемит	100
7	325	12.4	7	3	Бемит	100
8	380	25.7	9	7	Корунд	94
					Бемит	6
9	380	25.8	10	7	Корунд	94
					$\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$	6
10	380	26.0	11	7	Корунд	62
					$\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$	21
					Рентгено-аморфная	17
11	380	26.0	12	7	Бемит	95
					Корунд	5
12	380	25.8	7	7	Корунд	80
					Бемит	20
13	325	13.0	7	12	Бемит	98
					Корунд	2

пор по размерам и пористости твердых материалов происходило с применением ртутной порометрии и газопоглощения по ISO 15901-2 на анализаторе удельной поверхности Nova 1200e.

Сканирующий электронный микроскоп AURIGA CrossBeam с энергодисперсионным спектрометром INCA X-MAX использовался для снимка фотографий поверхности полученных частиц.

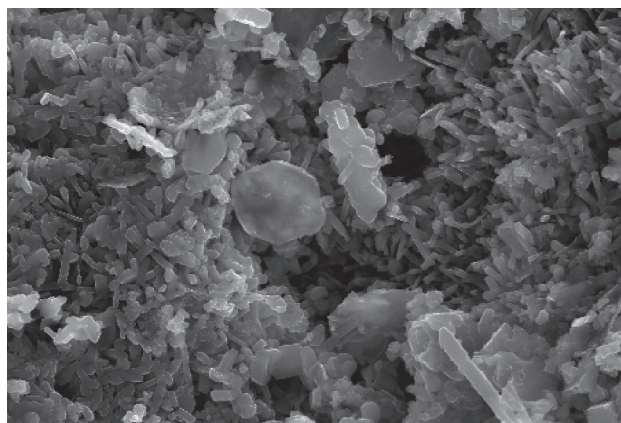
Определение кислотности среды проводилось на pH-150МИ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Экспериментальные исследования проводились на разных изотермах $T = 275\text{--}380^\circ\text{C}$, кислотность водного раствора до начала эксперимента составляла $\text{pH} = 7\text{--}12$, объем загружаемого водного раствора заданного pH равнялся 326 мл. На-

грев осуществлялся со скоростью 5 град./мин. По достижении заданной температуры система выдерживалась в течение $\tau = 3\text{--}12$ ч. В ходе эксперимента фиксировалось максимальное давление $P_{p, \text{max}}$, повышение которого при постоянной температуре обуславливается выделением водорода в ходе реакции. В течение эксперимента водород из системы не выводился. Результаты фазового анализа продуктов суб- и сверхкритического водного окисления представлены в табл. 1.

Результаты фазового анализа показывают, что при $T = 380^\circ\text{C}$, $\tau = 3$ ч, $\text{pH} = 12$ в процессе сверхкритического водного окисления в продуктах окисления присутствуют фазы $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (92.3%) и $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (7.7%). Образование $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ объясняется терморазложением бемита в процессе сверхкритического водного окисления, а образование фазы $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ можно объяснить высокой температурой, достаточной для образования корунда в про-



10 мкм Электронное изображение 1

Рис. 2. Фотография поверхности гидроксида алюминия, образец № 1.

цессе СКВО. При увеличении времени реакции до $\tau = 12$ ч и уменьшении кислотности среды до $\text{pH} = 7$ происходит образование $\text{AlO}(\text{OH})$ (45%), $\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$ (41%) и $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (14%). Фаза $\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$ является последним метастабильным состоянием оксида алюминия, которая обладает кубической решеткой. В процессе СКВО объем кубической решетки уменьшается, и вследствие изменения структуры решетки в тетраэдрическую происходит образование $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [4]. Как известно, $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ является стабильным состоянием, и поэтому воздействие суб- и сверхкритической водой не приводит к фазовым переходам. В эксперименте при температуре $T = 375^\circ\text{C}$, времени реакции $\tau = 7$ ч использовалась затравка для ускорения скорости протекания реакции (в качестве затравки использовался $\text{AlO}(\text{OH})$ массой $m = 2$ г). При этом образуется $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (52%), $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (43.7%) и акдалаит (4.3%). При $T = 275\text{--}300^\circ\text{C}$ и $P = 9.5\text{--}15$ МПа происходит образование чистого $\text{AlO}(\text{OH})$. По результатам экспериментальных исследований выявлено, что изменение давления синтеза не влияет на фазовый состав продуктов реакции.

Фотография поверхности образца № 1 представлена на рис. 2. Результаты определения гранулометрического состава приведены на рис. 3. Полу-

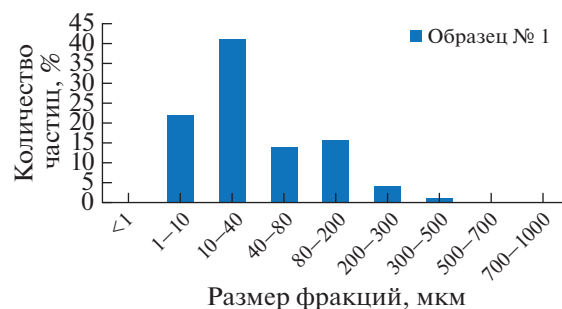


Рис. 3. Распределение частиц образца № 1 по размерам; средний размер частиц $d = 51.72$ мкм.

ченный образец преимущественно представлен агломератами частиц размером до 40 мкм.

Результаты исследования адсорбционных свойств продуктов суб- и сверхкритического водного окисления с наибольшим содержанием $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ и $\text{AlO}(\text{OH})$ приведены в табл. 2, из которой видно, что максимальная удельная поверхность $S = 120.2$ м²/г образуется при температуре $T = 380^\circ\text{C}$ и времени реакции $\tau = 3$ ч с $\text{pH} = 12$, что объясняется наибольшим содержанием $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$. Минимальная удельная поверхность $S = 9.2$ м²/г образуется при $T = 375^\circ\text{C}$ и $\tau = 7$ ч с использованием затравки. Низкая удельная поверхность образца объясняется наличием в фазовом составе корунда. Полученные результаты сопоставимы с данными схожих работ. Так, в работе [3] удельная поверхность $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ в результате прокалывания бемита, который был получен методом СКВО, составила 98 м²/г. В работе, где реакционная среда была представлена сверхкритическим метанолом [7], площадь поверхности $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ равна 164 м²/г.

На рис. 4 по результатам фазового анализа продуктов суб- и сверхкритического водного окисления металлического алюминия, которые были получены при $T = 380^\circ\text{C}$, объеме загруженной воды $V = 330$ мл, кислотности $\text{pH} = 9\text{--}12$ в течение $\tau = 7$ ч, видно, что образование максимального количества $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ происходит при $\text{pH} = 9$. Это объясняется большим количеством алюмината натрия. С повышением кислотности до $\text{pH} = 12$ интенсивность образования $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ снижается, что объясняется преобладанием образования тетра-

Таблица 2. Результаты исследования адсорбционных свойств продуктов

№ образца	$T_p, ^\circ\text{C}$	$P, \text{МПа}$	$\tau, \text{ч}$	pH	Удельная поверхность по БЭТ, м ² /г	Объем пор, см ³ /г	Средний диаметр пор, нм
1	380	26.7	3	12	120.2	0.1765	3.66
2	375	27	7	7	9.2	0.0611	3.85
3	300	15	7	7	22.64	0.1208	3.89
4	275	9.5	3	7	25	0.15	3.9

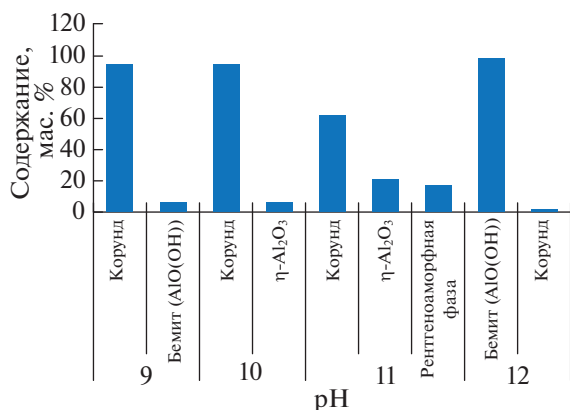


Рис. 4. Зависимость фазового состава гидроксида алюминия от pH воды в процессе СКВО.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать вывод о возможности применения метода сверхкритического водного окисления для получения не только прекурсора носителя катализатора в виде бемита, но и носителя катализатора с преобладанием фазы γ -Al₂O₃. Результаты фазового анализа показывают, что наиболее оптимальными параметрами в данной серии экспериментов являются $T = 380^\circ\text{C}$, $\tau = 3$ ч, $\text{pH} = 12$, так как при данных параметрах содержание γ -Al₂O₃ составляет 92.3%, что в свою очередь обеспечивает значение удельной поверхности, равное 120.2 м²/г. Полученные результаты требуют более глубокого изучения реакции как гидротермального, так и сверхкритического водного окисления. Данную задачу в дальнейшем планируется решать путем создания математической модели, максимально коррелирующей с экспериментальными данными, полученными как в данной работе, так и в других публикациях.

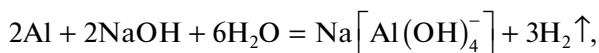
Работа выполнена в рамках государственного задания “Катализ в нефтепереработке и нефтегазохимии” (соглашение № 075-00315-20-01 от 04.06.2020 г.) с использованием аналитического оборудования Центра коллективного пользования “Наноматериалы и нанотехнологии”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванова А.С., Мельгунов М.С. Оксид алюминия: применение, способы получения, структура и кислотно-основные свойства // Промышленный катализ в лекциях. 2009. № 8. С. 7.
2. Востриков А.А., Федяева О.Н., Федеева И.И., Сокол М.Я. Образование наночастиц Al₂O₃ при окислении алюминия водой при суб- и сверхкритических параметрах // СКФ–ТП. 2010. Т. 5. № 1. С. 12.
3. Власкин М.С., Григоренко А.В., Жук А.З., Лисицын А.В., Шейндлин А.Е., Школьников Е.И. Синтез α -Al₂O₃ высокой чистоты из бемита, полученного гидротермальным окислением алюминия // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 343.
4. Shkolnikov E.I., Shaitura N.S., Vlaskin M.S. Structural Properties of Boehmite Produced by Hydrothermal Oxidation of Aluminum // J. Supercrit. Fluids. 2013. V. 73. P. 10.
5. Vostrikov A.A., Shishkin A.V., Fedyaeva O.N. Conjugated Processes of Bulk Aluminum and Hydrogen Combustion in Water-oxygen Mixtures // Int. J. Hydrogen Energy. 2020. V. 45. № 1. P. 1061.
6. Veriansyah B., Susanti R.F., Nugroho A., Min B.K., Kim J. Continuous Synthesis of High-surface-area Aluminum Hydroxide Methoxide Nano- and Microparticles in Supercritical Methanol and Their Conversion into γ -Al₂O₃ // Mater. Lett. 2011. V. 65. № 4. P. 772.
7. Каримов Т.М., Мухаммадиев А.Д., Гильмутдинов И.И., Гильмутдинов И.М., Кузнецова И.В., Сабирзянов А.Н. Экспериментальное исследование процесса получения оксида алюминия методом гидротермального синтеза // Матер. 9-й рос. студ. науч.-техн. конф. “Вакуумная техника и технология”. Казань: Изд-во КНИТУ, 2019. С. 170.

гидроксоалюмината натрия, который превращается в гидраргиллит. Гидраргиллит представляет собой метастабильное состояние и впоследствии происходит его терморазложение и образование AlO(OH). Соответственно, реакция, протекающая с преобладанием образования тетрагидроксоалюмината натрия, идет медленно, чему соответствуют полученные экспериментальные данные. По результатам анализов установлено, что с увеличением pH среды интенсивность образования фазы α -Al₂O₃ падает с увеличением образования других переходных, менее устойчивых фаз.

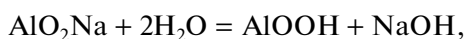
При добавлении щелочи (NaOH) происходит изменение кислотности среды. Экспериментально установлено, что разрушение оксидной пленки начинается при $T = 220\text{--}230^\circ\text{C}$. При добавлении гидроксида натрия разрушение оксидной пленки начинается с $T = 110\text{--}120^\circ\text{C}$. Также в реакциях суб- и сверхкритического водного окисления при добавлении гидроксида натрия происходит образование тетрагидроксоалюмината натрия Na(Al(OH)₄) и алюмината натрия NaAlO₂. Реакция образования тетрагидроксоалюмината натрия описывается следующим уравнением:



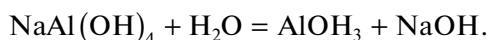
реакция образования алюмината натрия:



Соотношение количеств образовавшихся тетрагидроксоалюмината натрия и алюмината натрия зависит от pH среды окисления. При pH = 9–10 преобладает образование алюмината натрия, при pH = 11–12 – тетрагидроксоалюмината натрия. Из алюмината натрия получается бемит:



из тетрагидроксоалюмината натрия образуется гидраргиллит Al(OH)₃ по реакции



УДК 539.89+544.03

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ КАРБИДА БОРА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ДАВЛЕНИЯХ УДАРНОГО СЖАТИЯ

© 2022 г. А. М. Молодец*, А. А. Гольшев, Г. В. Шилов

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

*E-mail: molodets@icp.ac.ru

Поступила в редакцию 09.09.2021 г.

После доработки 09.09.2021 г.

Принята к публикации 23.11.2021 г.

Проведены эксперименты по ступенчатому ударно-волновому нагружению и последующему сохранению порошкообразных образцов карбида бора. Нагруженные образцы производились в режиме ступенчатого ударного сжатия. Сохранение образцов осуществлялось в вольфрамово-стальном контейнере. Максимальные давления в исследуемом образце достигали 70 ГПа. Выполнены рентгенофазовый анализ, электронная микроскопия и рентгеноспектральный микроанализ образцов карбида бора до и после нагружения. Показано, что в результате воздействия динамических давлений $P_{tr} = 63(7)$ ГПа и температур $T_{tr} = 1600(200)$ К на рентгенограммах сохраненных образцов карбида бора появляются новые рефлексы, которые обусловлены образованием предположительно графита и боридов вольфрама. Обсуждается оценка температуры и давления начала физико-химических превращений и плавления порошкообразного карбида бора при ступенчатом ударном сжатии.

DOI: 10.31857/S0040364422020132

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что карбид бора (КБ), благодаря высоким функциональным и конструкционным характеристикам, востребован в высокотехнологических отраслях промышленности. Вместе с этим КБ имеет сложную кристаллическую структуру. Поэтому карбиду бора посвящена обширная научная литература как прикладного, так и фундаментального характера (см. [1–3] и ссылки в них).

Ряд важных практических приложений, требующих информации об уникальных свойствах карбида бора, относится к области высоких давлений, где свое место занимают вопросы физико-механических свойств и физико-химических превращений, а также устойчивости карбида бора при экстремальных тепловых и силовых воздействиях. Так, например, в ударных волнах с амплитудами, превышающими динамический предел упругости карбида бора ~ 15 ГПа, происходит резкая потеря сдвиговой прочности карбида бора [4]. Этот эффект связывается со структурными процессами аморфизации КБ в узких сдвиговых зонах [5].

При сильном ударном сжатии карбид бора проявляет физико-химическую активность. Так, дифракционные пики избыточного графита в образцах карбида бора исчезают во время ударного нагружения до 51 ГПа, что означает *in situ* необратимое внедрение углерода в кристаллическую решетку карбида бора [6].

Развитие физико-химических процессов с участием ударно-сжатого карбида бора подтверждают и результаты *ex situ* экспериментов по сохранению образцов, испытывавших сильное ударное сжатие. В работе [7], посвященной исследованию плавления ударно-сжатого карбида бора, отмечается, что на рентгенограммах образцов КБ, испытывавших нагружение динамическими давлениями 80 ГПа, появляются новые рефлексы, которые могут свидетельствовать о реакции между КБ и металлами охранный контейнера.

Представляется, что эффект появления химической активности ударно-сжатого карбида бора ожидаемо зависит от величины динамических давлений, а термодинамические параметры возникновения реакционной активности карбида бора являются важной информацией как с прикладной, так и с фундаментальной точек зрения. В этой связи следует отметить, что, согласно [7], нижняя граница плавления и возникновения новых рефлексов составляет по давлению величину 60 ГПа. В соответствии с этим результатом цель данной работы заключается в уточнении границы устойчивости ударно-сжатого карбида бора по давлению и температуре путем проведения экспериментов, аналогичных [7], и последующей экспериментально-расчетной оценки температуры начала физико-химических превращений порошкообразного ударно-сжатого карбида бора в диапазоне динамических давлений 60–80 ГПа.

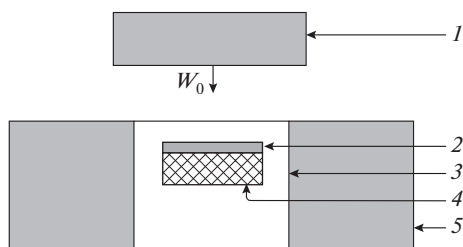


Рис. 1. Экспериментальная установка по ударно-волновому нагружению и сохранению порошкообразных образцов КБ: 1 – стальной ударник (X18H10T) толщиной $h_0 = 3.0$ мм с $W_0 = 3.15(5)$ км/с; 2, 3 – вольфрамово-стальной контейнер, состоящий из вольфрамового диска 2 и цилиндрической ампулы сохранения 3 (X18H10T); 4 – порошкообразный образец карбида бора диаметром 24 мм и высотой 2.45 мм; 5 – стальное охранное кольцо.

МАТЕРИАЛ, ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе исследовался тот же материал, что и в [7, 8], т.е. ударному нагружению и последующему сохранению подвергались порошкообразные образцы КБ с размером кристаллических частиц меньше 10 мкм производства Sigma Aldrich, артикул 378119-50G. Аналогичная [7] техника взрывного нагружения и последующего сохранения образцов порошкообразного КБ представлена на рис. 1. Ударно-волновое нагружение осуществлялось ударом ударника, разогнанного продуктами взрыва заряда взрывчатого вещества до скорости W_0 . Вольфрамово-стальной контейнер состоял из вольфрамового диска 2 и стальной ампулы сохранения 3. Порошкообразный образец карбида бора 4 помещался под вольфрамовым диском 2. Высота и диаметр ампулы сохранения составляли 45 и 48 мм. Толщина закрывающего слоя контейнера со стороны удара равнялась 5 мм. Начальная плотность образца $\rho_{00} = 1.3(1)$ г/см³, начальная температура ≈ 300 К. Вольфрамово-стальной контейнер, содержащий образец, вставлялся в охранное стальное кольцо 5 диаметром 200 мм. Сочетание динамических жесткостей стали, вольфрама и образца обуславливали режим ступенчатого ударного сжатия порошкообразного слоя КБ последовательными ударными волнами с амплитудами порядка 10 ГПа. Максимальное значение давления в образце карбида бора, определенное экспериментально-расчетным способом, составляло 70(5) ГПа.

После ударно-волнового нагружения верхний слой материала в контейнере удалялся до уровня образца, который представлял собой растрескавшийся конгломерат частиц. Среди частиц сначала выбирались частицы, которые не контактировали с вольфрамом и сталью контейнера. Поверхность одной из частиц показана на рис. 2а. Поверхности таких частиц анализировались на рентгеноспектраль-

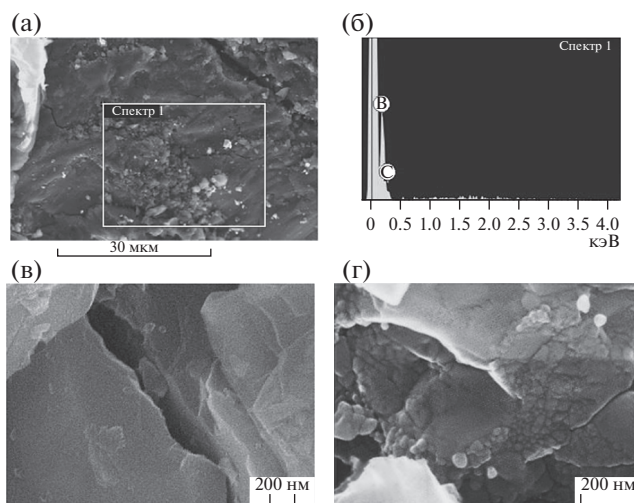


Рис. 2. Результаты электронной микроскопии и рентгеноспектрального анализа образцов карбида бора, испытавших ударно-волновое воздействие: (а) – снимок поверхности образца; (б) – спектр микроанализа плоскости сохраненного образца; (в) – снимок поверхности частиц в исходном состоянии; (г) – снимок частиц после взрывной обработки.

ной установке INCA x-sight и на сканирующем электронном микроскопе Zeiss Supra 25. На рис. 2б показаны результаты рентгеноспектрального анализа поверхности размером 30×30 мкм². На рис. 2в представлено электронно-микроскопическое изображение исходных частиц карбида бора в нанометровом масштабе. На рис. 2г в близком масштабе показаны частицы, извлеченные из ампулы сохранения.

Основная масса образца карбида бора в контейнере имела вид растрескавшегося конгломерата, который измельчался в агатовой ступке для последующего снятия порошковых рентгенограмм. Порошковая рентгенограмма, полученная с помощью рентгеноструктурного дифрактометра ARL X'TRA с твердотельным детектором, в θ – θ -геометрии с использованием $\text{CuK}\alpha$ -излучения с длиной волны $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$, шагом сканирования $\Delta(2\theta) = 0.01^\circ$ и временем измерения в точке 1 с представлена графиком 1 на рис. 3.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Гладкая поверхность частицы размером ~ 900 мкм² (рис. 2а) на порядок превышает поверхность самой крупной частицы исходного порошка (~ 100 мкм²). Рентгеноспектральный анализ этой площади (рис. 2б) свидетельствует, что рассматриваемая частица соответствует процентному соотношению 70–73 ат. % В и 30–27 ат. % С и не содержит других линий, кроме бора и углерода. Таким образом, аналогично работе [7], можно сделать вы-

вод, что в результате примененной ударно-волновой обработки с максимальным давлением 70 ГПа микронные частицы карбида бора размером меньше 10 мкм объединяются в монолитный бороуглеродный материал.

На рис. 2в, 2г дано сравнение морфологии поверхностей частиц в нанометровом масштабе в исходном состоянии и после ударно-волновой обработки. Заостренные фрагменты частиц на рис. 2в измельчаются и приобретают (рис. 2г) округлые, “оплавленные” очертания после взрывного воздействия. Таким образом, по аналогии с [7], данные рис. 2 позволяют предположить измельчение, плавление и затвердевание исходных частиц карбида бора в цикле ударное сжатие–разгрузка.

На рис. 3 сопоставлены рентгенограммы сохраненных образцов карбида бора после воздействия динамических давлений с амплитудой 70 ГПа данной работы и рентгенограммы образцов после воздействия ударных волн с амплитудами 80 и 60 ГПа из [7].

Рентгенограммы 1 для 70 ГПа и 2 для 80 ГПа, помимо рефлексов справочной рентгенограммы 3 карбида бора, содержат по шесть “посторонних” рефлексов. Это означает, что в обоих случаях взрывная обработка превращает первоначальный однофазный материал в смесь карбида бора с неизвестными кристаллическими материалами. На рентгенограмме 2 эти рефлексы отмечены символами 4. Согласно [7], рефлексы 4 можно соотнести с рефлексами боридов вольфрама: рефлекс δ совпадает с одним из рефлексов моноборида вольфрама δ -WB; рефлекс β – это один из рефлексов моноборида вольфрама β -WB; рефлекс γ совпадает с одним из рефлексов борида вольфрама γ -W₂B; рефлекс, обозначенный W₂B₅, совпадает с одним из рефлексов борида вольфрама W₂B₅. Среди других “посторонних” рефлексов 4 имеется рефлекс G, совпадающий с рефлексом графита справочной рентгенограммы № 25-0284 базы ICDD. Ряд рефлексов в области рефлекса X, находящихся между рефлексами (104) и (021) карбида бора, может относиться к продуктам реакции образца со сталью X18H10T ампулы сохранения.

Сопоставление рентгенограммы 1 с местоположением рефлексов 4 свидетельствует, что большинство “посторонних” рефлексов оказываются общими для рентгенограмм 1 и 2 за исключением рефлекса W₂B₅, который отсутствует на 1. Помимо рефлекса W₂B₅, рентгенограммы 1 и 2 различаются еще двумя особенностями: появлением рефлекса справа от рефлекса G и увеличением амплитуды рефлекса γ . Эти особенности 1 отмечены символами 5.

Таким образом, в проведенных экспериментах динамические давления 70 ГПа, как и давление 80 ГПа, стимулируют реакционную активность карбида бора и образование новых матери-

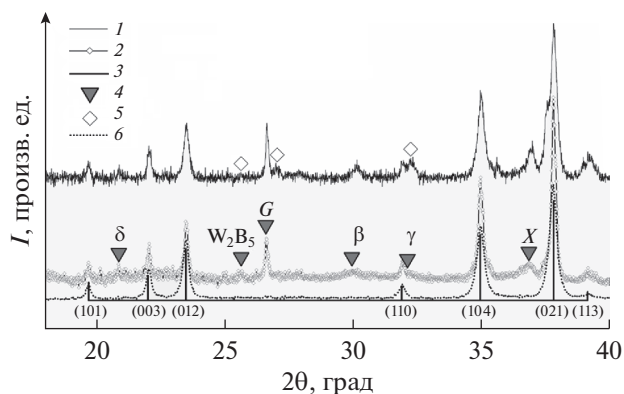


Рис. 3. Интенсивность I рефлексов рентгенограмм образцов карбида бора в зависимости от двойного брэгговского угла 2θ : 1 – рентгенограмма образца, сохраненного после ударно-волнового нагружения до 70 ГПа; 2 – 80 ГПа [7]; 3 – рентгенограмма карбида бора № 35-0798 из базы данных ICDD (цифры – индексы рентгеновских отражений (hkl)); 4 – рефлексы, обусловленные новыми материалами, образовавшимися в результате ударно-волнового нагружения в [7]; 5 – отличия I от 2; 6 – рентгенограмма образца, сохраненного после ударно-волнового нагружения до 60 ГПа [7].

алов. Принимая по-прежнему во внимание, что рентгенограмма карбида бора для давлений 60 ГПа (см. 6 на рис. 3) свободна от каких-либо иных, не принадлежащих карбиду бора рефлексов, можно оценить давление стабильности порошкообразного карбида бора при ступенчатом ударном сжатии величиной ≈ 65 ГПа.

РАСЧЕТНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДАВЛЕНИЙ И ТЕМПЕРАТУР КАРБИДА БОРА В ПРОВЕДЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Термодинамическое состояние ударно-сжимаемых частиц порошкообразного карбида бора рассчитывалось в рамках пластинчатой модели порошкообразного образца [8] с помощью одномерного гидрокода [9]. Входные данные для расчета давления и температуры в каждой частице порошкообразного образца определялись по экспериментально измеренной скорости ударника, геометрическим размерам образца и частиц карбида бора, материалов экспериментальной сборки и по их уравнениям состояния [10] (см. также ссылки в [7, 8]). Результаты расчетов для экспериментов данной работы приведены на рис. 4.

На рис. 4а показан профиль (зависимость от времени t) давления $P(t)$ в частице-пластине, расположенной в середине модельного слоистого образца. Профиль $P(t)$ можно охарактеризовать следующим образом. На начальной стадии в течение ~ 0.4 мкс частица подвергается ударно-волновому циклическому нагружению с амплитудами, достигающими 40 ГПа. Эта стадия заканчивается при

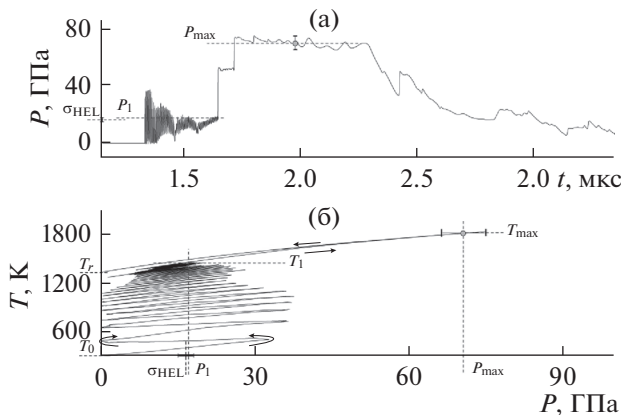


Рис. 4. Модельный профиль давления $P(t)$ (а) и расчетная фазовая траектория частицы порошкообразного карбида бора в координатах P – T (б); стрелки – направления изменения давления и температуры частицы в цикле сжатие–разгрузка, начиная с $T_0 = 300$ К и заканчивая остаточной температурой T_r .

давлению P_1 . Затем, в течение ~ 0.2 мкс развивается стадия ступенчатого ударного сжатия до максимального давления P_{\max} . Давление $P(t)$ держится на уровне P_{\max} около 1 мкс, и затем следует изэнтропическая разгрузка от P_{\max} до нулевого давления в течение ~ 1.0 мкс.

Одновременно с расчетом профиля $P(t)$ в гидродинамическом режиме рассчитываются профили остальных термодинамических параметров, в частности температуры $T(t)$. Исключение времени из модельных профилей $P(t)$ и $T(t)$ позволяет реконструировать историю нагружения частицы (фазовую траекторию) в координатах давление–температура. Эта фазовая траектория представлена на рис. 4б. Как видно, основной разогрев частицы происходит на стадии ударно-волнового циклического нагружения, в конце которой температура частицы достигает величины T_1 при давлении P_1 . На стадии ступенчатого сжатия происходит дополнительное, сравнительно небольшое увеличение температуры до значений T_{\max} .

Рассмотрим соотношение между величиной P_1 и величиной динамического предела упругости σ_{HEL} хрупкого материала частиц порошкообразного образца. Представляется, что неизбежное измельчение частиц такого образца при сильном ударном сжатии происходит в течение начальной стадии ударно-волнового циклического нагружения. В этом случае величину P_1 можно рассматривать в качестве минимальной оценки амплитуды начальной стадии ударно-волнового циклического нагружения, во время которой происходит дробление частиц порошкообразного образца. Но, как известно [11], возможный механизм пластической деформации хрупких материалов предполагает измельчение монолитного материала в волне сжа-

тия, амплитуда которой превышает σ_{HEL} . На рис. 4 $P_1 > \sigma_{\text{HEL}}$, и, следовательно, в условиях проведенного эксперимента частицы карбида бора будут измельчены. Этот прогноз подтверждается сопоставлением и комментарием к рис. 2в, 2г. Если же, как это имеет место в [8], $P_1 < \sigma_{\text{HEL}}$, то следует ожидать, что измельчение частиц произойдет в меньшей степени. Такой вывод подтверждается данными [8] (см. рис. 1, 3 работы [8]).

Возвращаясь к оценке температуры и давления начала физико-химических превращений порошкообразного карбида бора при ступенчатом ударном сжатии, рассмотрим зависимость $T_{\max}(P_{\max})$, которая представлена на рис. 5 графиком 1. График 1 проведен через точки 2 и 3. Точка 2 задается координатами T_{\max} и P_{\max} рис. 4б, соответствующими новым рефлексам на рентгенограмме 1 рис. 3. Точки 3 определены соответствующими расчетными данными T_{\max} и P_{\max} из [7, 8] для давлений, при которых рентгенограммы сохраненных образцов карбида бора свободны от “посторонних” рефлексов. Следовательно, область температуры и давления, в которой происходит активация физико-химических превращений, расположена в области точки 4 между точкой 2 и крайней правой точкой 3.

Таким образом, область температур и давлений начала физико-химических превращений порошкообразного карбида бора в проведенных экспериментах можно обозначить средней точкой 4 с

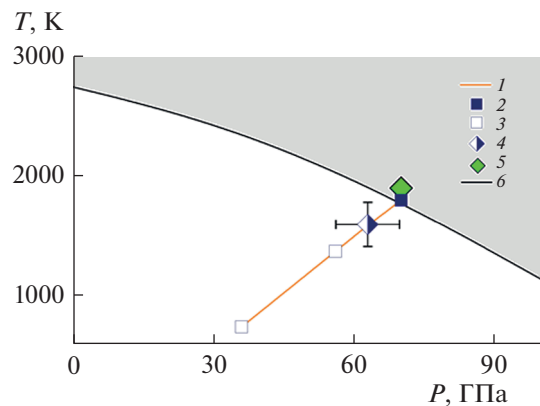


Рис. 5. Температуры и давления начала физико-химических превращений порошкообразного карбида бора при ступенчатом ударном сжатии: 1 – зависимость максимальной температуры от максимального давления частицы порошкообразного КБ при ступенчатом ударном сжатии; 2 – параметры образования смеси КБ–“посторонние” материалы; 3 – состояния ударно-сжатого КБ [7, 8], не проявляющего химической активности; 4 – оценка температур и давлений начала физико-химических превращений порошкообразного карбида бора при ударном нагружении; 5 – оценка температуры плавления кристаллического карбида бора [7]; 6 – модельная кривая плавления карбида бора при высоких давлениях [12].

координатами по температуре $T_{tr} = 1600(200)$ К и давлению $P_{tr} = 63(7)$ ГПа.

В заключение заметим, что в [7] дана оценка $\{T_{ml}; P_{ml}\}$ температуры плавления кристаллического карбида бора $T_{ml} = 1900(500)$ К при давлении $P_{ml} = 70(10)$ ГПа. Эта оценка представлена на рис. 5 точкой 5 вместе с модельной кривой плавления из [12]. Принимая логику [7] и опираясь на данные рис. 2г вместе с экспериментально-расчетной точкой $\{T_{tr}; P_{tr}\}$, можно рассматривать параметры $\{T_{tr}; P_{tr}\}$ как уточнение оценки $\{T_{ml}; P_{ml}\}$ температуры плавления кристаллического карбида бора при высоких давлениях и температурах. Как следствие, можно предположить, что активизация химической активности порошкообразного карбида бора при ударном нагружении и его плавление являются сопутствующими процессами в условиях данного эксперимента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены эксперименты по взрывному нагружению и последующему сохранению порошкообразных образцов кристаллического карбида бора ударно-волновыми импульсами длительностью около 2 мкс, амплитудой до ~ 70 ГПа и ударным разогревом до ~ 1800 К.

Электронно-микроскопический и рентгено-спектральный микроанализы сохраненных образцов свидетельствуют, что в результате примененной ударно-волновой обработки осколочный рельеф исходных микронных частиц карбида бора приобретает округлые очертания. Этот факт истолкован как следствие плавления исходных частиц при ударном сжатии порошкообразного образца карбида бора в условиях выполненного эксперимента.

Проведены расчеты давлений и температур в рамках пластинчатой модели порошкообразного образца, в которых реконструирована термодинамическая история ударно-волнового сжатия и разогрева в выполненных экспериментах.

В целом материаловедческий анализ сохраненных образцов вместе с результатами расчета термодинамического состояния ударно-сжимаемых образцов позволил обозначить область температур $T_{tr} = 1600(200)$ К и давлений $P_{tr} = 63(7)$ ГПа начала физико-химических превращений и плавления порошкообразного ударно-сжимаемого карбида бора.

Экспериментальные результаты получены с использованием оборудования уникальной научной установки “Экспериментальный взрывной стенд” ИПХФ РАН, а также АЦКП ИПХФ РАН.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение с ОИВТ РАН № 075-15-2020-785 от 23 сентября 2020 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андриевский Р.А. Микро- и наноразмерный карбид бора: синтез, структура и свойства // Успехи химии. 2012. Т. 81. № 6. С. 549.
2. Domnich V., Reynaud S., Haber R.A., Chhowalla M. Boron Carbide: Structure, Properties, and Stability under Stress // J. Am. Ceram. Soc. 2011. V. 94. P. 3605.
3. Grady D.E. Hugoniot Equation of State and Dynamic Strength of Boron Carbide // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. 165904.
4. Vogler T.J., Reinhart W.D., Chhabildas L.C. Dynamic Behavior of Boron Carbide // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. № 8. P. 4173.
5. Chen M., McCauley J.W., Hemker K.J. Shock-induced Localized Amorphization in Boron Carbide // Science. 2003. V. 299. Iss. 5612. P. 1563.
6. Glam B., Tracy S.J., Smith R.F., Wicks J.K., Fratanduno D.E., Gleason A.E., Bolme C.A. et al. Structure of Boron Carbide Under Laser-Based Shock Compression at 51 GPa // AIP Conf. Proc. 2020. V. 2272. 100010.
7. Молодец А.М., Гольшев А.А., Шилов Г.В. Плавление ударно-сжатого карбида бора // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. Вып. 12. С. 838.
8. Молодец А.М., Гольшев А.А., Шилов Г.В. Уплотнение кристаллического карбида бора при ударно-волновом нагружении // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. Вып. 3. С. 513.
9. Ким В.В., Молодец А.М. Программа для расчета волновых взаимодействий и термодинамического состояния многослойных мишеней при одномерном ударном нагружении СТАГ. Св-во о гос. рег. прогр. для ЭВМ № 2016616914. 22 июня 2016.
10. Молодец А.М. Температурная зависимость откольной прочности и уравнение состояния аустенитной хромоникелевой стали 18-10 // ФТТ. 2015. Т. 57. Вып. 10. С. 1992.
11. Канель Г.И., Молодец А.М., Дремин А.Н. Исследование особенностей деформирования стекла в интенсивных волнах сжатия // ФГВ. 1977. № 6. С. 906.
12. Молодец А.М., Гольшев А.А., Шахрай Д.В. Уравнения состояния и кривая плавления карбида бора в области высоких давлений ударного сжатия // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. Вып. 3. С. 550.

УДК 538.958

К ВОПРОСУ ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОВЕДЕНИИ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ЖЕЛЕЗНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ИХ НАГРЕВЕ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

© 2022 г. Е. В. Гуренцов^{1, *}, П. С. Кулешов^{2, **}, Е. Ю. Михеева¹¹ФГБУН Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Россия²Московский физико-технический институт (национальное исследовательское учреждение), Москва, Россия

*E-mail: gurentsov@ihed.ras.ru

**E-mail: kuleshovps@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.05.2021 г.

После доработки 30.08.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

В работе представлена концепция диспергации жидких железных наночастиц, синтезированных при пиролизе пентакарбонила железа за падающими ударными волнами, которая позволяет объяснить зарегистрированной методом лазерной экстинкции аномальное падение оптической плотности конденсированной фазы при переходе через фронт отраженной ударной волны.

DOI: 10.31857/S0040364422020119

ВВЕДЕНИЕ

Железные наночастицы вызывают широкий интерес в связи с их использованием в различных областях науки и техники: для приготовления магнитных жидкостей [1], в каталитических химических процессах [2], для диагностики раковых заболеваний [3] и даже рассматриваются как компоненты терапевтических антираковых средств [4]. Синтез и применение таких наночастиц связаны со знаниями об их теплофизических свойствах, которые отсутствуют в современных базах данных [5]. В недавней работе [6] экспериментально обнаружено аномальное поведение оптической плотности железных наночастиц при их нагреве отраженной ударной волной (ОУВ). Частицы синтезировались при пиролизе пентакарбонила железа (ПКЖ) за падающей ударной волной (ПУВ) в ударной трубе при температурах 530–800 К. При переходе через ОУВ происходило просветление оптической среды, зарегистрированное методом лазерной экстинкции на различных длинах волн видимого и ближнего ИК-диапазонов спектра. Из-за увеличения плотности среды при переходе через ОУВ отношение оптических плотностей конденсированной фазы уменьшалось по мере роста температуры за ОУВ в 10 раз в температурном диапазоне $800 < T_5 < 1400$ К, а потом восстанавливалось практически до исходной величины в диапазоне температур за ОУВ $1400 < T_5 < 2200$ К. При этом оптические измерения за ОУВ, проведенные методом лазерно-индуцированной инкандесценции (ЛИИ) в тех же условиях [7] показывают, что размер железных наночастиц уменьшается с увеличением температуры. В диапазоне $T_5 = 800–1400$ К размер частиц изменяется несуще-

ственно (с 12 до 7 нм) с учетом погрешности ЛИИ-измерений (около 25%). Однако существенное уменьшение размеров происходит в диапазоне температур 1500–2200 К (с 7 до 1 нм). Авторами работы [6] сделан качественный вывод о том, что причиной падения оптической плотности является изменение оптических свойств железных наночастиц с ростом температуры за ОУВ из-за происходящих в частицах различных фазовых переходов I и II рода аналогично изменению оптических свойств в массивном железе [8].

В данной работе для дополнительного объяснения аномальной температурной зависимости оптической плотности наночастиц, обнаруженной в [6], рассмотрено явление диспергации железных наночастиц во фронте ударной волны. Для предсказания изменения размеров частиц и их осколков после диспергации используется капиллярно-волновой механизм распада жидкой фазы, описанный ранее в работах [9, 10].

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

В результате внешнего воздействия на жидкую частицу П-образным возмущением с характерной длительностью τ в ней возникают волны деформации [9]:

$$\tau \sim R/c, \quad (1)$$

где R – радиус исходной частицы, c – скорость звука в жидкой частице. Поскольку процесс дробления носит резонансный характер, то частота волн деформаций $1/\tau$ в жидкой частице в процессе ее дробления совпадает с частотой остаточных колебаний в сферических осколках дробления. Тогда,

согласно [9], радиус r осколка при резонансной диспергации определяется выражением

$$r = \left[\sigma (R/c)^2 / \rho \right]^{1/3}, \quad (2)$$

где ρ , σ – плотность расплава и коэффициент поверхностного натяжения осколка радиуса r . Формула (2) хорошо описывает эксперименты по диспергации оксидированных наночастиц алюминия [9, 10], а также описывает диспергацию в жидком резонаторе со свободной поверхностью, не ограниченной оксидной пленкой [11, 12], что важно для изучения дробления неоксидированных жидких наночастиц железа.

В работе [10] также была получена формула наиболее вероятного радиуса осколка r_p при нерезонансной диспергации жидкой наночастицы:

$$r_p = 9\sigma V / (2WK^3), \quad (3)$$

где $K = \sqrt{3/2}$; V – объем исходной частицы диаметра $D = 2R$; W – энергия диспергации, необходимая для увеличения поверхностной энергии при отделении осколков частицы.

Сечения поглощения σ_a и рассеивания σ_s металлической наночастицы объемом $V = \pi D^3/6$ на длине волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ ($D \ll \lambda$) в рамках теории Друде [13] равны

$$\sigma_a = \frac{V\omega_p^2\gamma}{c} \frac{\omega^2}{\left[\omega^2 - \omega_i^2 \right]^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (4)$$

$$\sigma_s = \frac{8\pi V^2\omega_p^4}{3c^4} \frac{\omega^4}{\left[\omega^2 - \omega_i^2 \right]^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (5)$$

где $\gamma = e^2\rho_e n/m$ – скорость релаксации; $\omega_p^2 = e^2 n / (\epsilon_0 m_e)$ – плазменная частота свободных электронов (с массой и зарядом m , e) при их концентрации n в проводнике с удельным сопротивлением ρ_e ; ω_i – собственная частота плазмона ($i = 1, 2, 3$). Причем $\omega_1 = \omega_p/\sqrt{2}$ – для плоской границы частица–вакуум, $\omega_2 = \omega_p/\sqrt{3}$ – внутри шарообразной частицы; $\omega_3 \approx \omega_2 \left[1 \mp \frac{1}{8}(D/L) \right]$ – расщепление частоты, индуцированное другой частицей на удалении L от первой ($D/L \ll 1$). Для железа при 0°C удельное сопротивление $\rho_{e0} = 8.6 \times 10^{-8}$ Ом м, его температурный коэффициент $\alpha = 6.51 \times 10^{-3}$ К $^{-1}$, $\rho_e = \rho_{e0}(1 + \alpha\Delta T)$ [14]. При плавлении ρ_e возрастает до 1.39×10^{-6} Ом м, после чего α уменьшается до 3.76×10^{-4} К $^{-1}$ [14].

По определению оптической плотности OD в [7] из закона Ламберта–Бэра $OD = \ln(I/I_0)$, где I_0 , $I = I_0 \exp(-(\sigma_a + \sigma_s)Nl)$ [15] – интенсивности почти плоскопараллельного лазерного излучения

на входе (в вакууме) и на выходе из газовой оптической среды толщиной l , засеянной частицами с сечениями поглощения σ_a и рассеивания σ_s . Предполагается, что отдельные рассеиватели с концентрацией N не интерферируют, так как обычно расстояние между рассеивателями больше длины волны излучения $L \approx N_p^{-1/3} > \lambda$, а размеры рассеивателей $D \ll \lambda$ (приближение Релея). Данное выражение может быть обобщено на случай интерференции рассеивателей, когда $L \approx N_p^{-1/3} \ll \lambda$. Причем слагаемое с поглощением в формуле для I меняться не будет, так как при поглощении не может быть интерференции в отличие от рассеивания. Интерференция же приводит к увеличению интенсивности рассеивания dI : для количества частиц $K \gg 1$ с одинаковой по модулю напряженностью электрического поля рассеивания E_a и одинаковыми сдвигами фаз $\Delta\phi = 2\pi\Delta L/\lambda$ (в среднем между рассеивателями) получаем $dI \sim (\bar{E}_{a1} + \dots + \bar{E}_{aK})^2 \rightarrow_{K \gg 1} KE_a^2 [1 + K \cos\Delta\phi]$, или $dI = I\sigma NdI [1 + K \cos\Delta\phi]$, $K = NV_f$, V_f – облучаемый объем. Вообще наличие косинуса во втором интерференционном слагаемом можно трактовать, как попадание точки наблюдения в главный максимум нулевого порядка излучения от объемной дифракционной решетки из частиц с пространственным периодом L [15]. Индексы 2 и 5 соответствуют устоявшимся обозначениям в теории ударных волн: 2 – для параметров за ПУВ, но перед ОУВ; 5 – для параметров за ОУВ. В качестве таких параметров могут выступать плотность, концентрация, скорость газа, осредненные характеристики частиц газа (их сечения поглощения и рассеивания). Итак, согласно (4), (5) отношение оптических плотностей частиц [7] за ОУВ и за ПУВ (индексы 5 и 2) можно заменить с учетом возможной интерференции рассеянного излучения на близкорасположенных частицах ($L \approx N_p^{-1/3} \ll \lambda$, $D \ll \lambda$) следующим образом:

$$\frac{OD_5}{OD_2} = \frac{N_{p5} \sigma_{a5} + \sigma_{s5} (1 + V_f N_{p5} \cos(2\pi\Delta L_5/\lambda))}{N_{p2} \sigma_{a2} + \sigma_{s2} (1 + V_f N_{p2} \cos(2\pi\Delta L_2/\lambda))}, \quad (6)$$

где N_p – концентрация наночастиц. Осредненный модуль разности хода ΔL между наночастицами в объеме фокального пятна V_f на большом удалении x ($x \gg L$) равен

$$\Delta L \sim N_p^{-2/3} x^{-1}.$$

Тут ΔL найдена в точке наблюдения, удаленной на расстояние x , перпендикулярно к слою рассеивателей. Хотя для одной частицы с $D \ll \lambda$ в оптическом диапазоне излучения выполняется $\sigma_a \gg \sigma_s$, но для ансамбля N близкорасположенных частиц ($N \gg 1$, $L \ll \lambda$) рассеивание и поглощение могут стать сопоставимыми, так как, согласно (6), рассеивание когерентно и возрастает в $\sim N^2$, а поглощение в $\sim N$ раз. Другими словами,

облако из N осколков в (6) аналогично частице из N когерентных атомов-излучателей с релеевским сечением $\sigma_s \sim V^2 \sim R^6$ при $R \ll \lambda$.

Время нагрева τ излучением с интенсивностью I частицы с теплоемкостью c_s от температуры ее плавления $T_m = 1400$ К [16] до T_5 оценивается как для абсолютно черного тела [15]:

$$\begin{aligned} \tau &\sim \int \frac{dQ}{SI} = \int_{T_5}^{T_m} \frac{c_s \rho V dT}{\pi D^2 \sigma_T T^4} = \\ &= \frac{c_s \rho R}{3\sigma_T} \int_{T_5}^{T_m} \frac{dT}{T^4} = \frac{c_s \rho R}{\sigma_T} \left(\frac{1}{T_m^3} - \frac{1}{T_5^3} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где σ_T – постоянная Стефана–Больцмана, Q – подводимое тепло, S – площадь сферы диаметра D .

В выражении (3) предполагается, что к дроблению жидких наночастиц за ОУВ приводит не скачок давления (так как реализуется свободномолекулярное обтекание наночастицы), а скачок температуры после ОУВ. Поэтому энергия диспергации приравнивается к энергии нагрева частицы (как если бы она не распалась) от точки плавления T_m до температуры T_5 , тогда из (3) получаем

$$r_p = \sqrt{6\sigma/\rho c_s (T_5 - T_m)}. \quad (8)$$

С использованием данного математического аппарата изучается возможность диспергации металлической частицы при воздействии на нее ударной волны в условиях экспериментов [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При анализе эксперименты [6] разбиваются на два диапазона, в которых поведение оптических свойств частиц кардинально различалось: низкотемпературный $800 < T_5 < 1400$ К и высокотемпературный $1400 < T_5 < 2200$ К. Предполагается, что в низкотемпературном диапазоне верхний слой наночастицы после ОУВ становится жидким, следуя модели постепенного плавления [17]. Жидкий слой растет, становится неустойчивым, достигая критической по отношению к капиллярным возмущениям толщины (она равна диаметру осколка диспергации). Потом слой практически мгновенно срывается в соответствии с формулой (1) за время 10^{-11} с. Для вновь образовавшейся твердой поверхности частицы ситуация повторяется, так как пока плавился предыдущий слой твердое ядро не нагревалось и для него вновь возникнет температурный перепад. Количество отсоединившихся слоев в низкотемпературном диапазоне не является постоянным, а должно расти с температурой T_5 , поскольку при этом растет величина перепада T_5/T_2 и сокращается время образования каждого отдельного слоя. Тонкий жидкий слой вокруг ядра является источником очень мелких жидких фрагментов. Сами по себе такие мелкие фрагменты могут не регистрироваться измерительными средствами в [6, 7] на фоне значитель-

но более крупных ядер. Однако они могут являться дополнительной причиной уменьшения размеров частиц с ростом температуры за ОУВ, помимо другой причины – ускорения темпов конденсации частиц за ПУВ. При поверхностной диспергации мелких осколков с крупных ядер концентрация последних в (6) не меняется и равна концентрации исходных частиц $N_{p2} = N_{p5}$, так как изменение плотности среды при переходе через ОУВ, согласно [7], не учитывается в OD . Радиус осколка при резонансной поверхностной диспергации за ОУВ по формуле (2) $r = 0.4-0.6$ нм, где $c = 6000$ м/с – продольная скорость звука в твердом железном ядре, $\rho = 7000$ кг/м³ – плотность расплава железа. Величина коэффициента поверхностного натяжения $\sigma = 1.8$ Дж/см² для жидкой железной наночастицы взята как для массивного образца. При переходе через ОУВ с учетом одного отсоединения жидкого слоя толщиной $D = 2r$ (см. (2)) отношение объемов частицы равно

$$V_5/V_2 = \left(1 + AD_5^{-1/3}\right)^{-3}, \quad (9)$$

где $A = 2 \left[2\sigma/\rho c^2\right]^{1/3} \approx 4.8 \times 10^{-4}$ м^{1/3}. По известным размерам частиц $D_5(T_5)$ (тонкая черная сплошная кривая на рис. 1) за ОУВ с помощью (9) можно восстановить их размеры $D_2(T_5)$ за ПУВ в низкотемпературной области (черная штриховая кривая на рис. 1) и вычислить оптическую плотность OD , которая пропорциональна функции комплексного коэффициента преломления $E(m)$ [6, 7]. Соответствующие расчетные значения OD_5/OD_2 по формуле (6) для железных наночастиц за ПУВ и ОУВ представлены на рис. 2 (полые окружности) в сравнении с экспериментальными данными E_5/E_2 [6] (заполненные треугольники). Видно, что при $T_5 < 1400$ К данный расчет объясняет наблюдаемое уменьшение E_5/E_2 лишь качественно.

Оценим возможность многократного срыва жидких слоев с частицы. Тепловое излучение от нагретого пространства при T_5 , которое подводится в течение всего времени пребывания частицы за ОУВ до момента измерения ее размера ($t_r \sim 1$ мкс), расходуется на фазовые превращения при образовании жидких слоев, не нагревая ядро частицы (оно остается при T_2). При интенсивности теплового потока в низкотемпературном диапазоне $I = \sigma_T T_5^4 - \sigma_T T_2^4 \approx \sigma_T T_5^4 = 10^5-10^6$ Вт/м² время плавления слоя толщиной $d \sim 1$ нм равно $t = c_p d/I = 6 \times 10^{-9}-6 \times 10^{-8}$ с. Поскольку не учитывались другие виды теплопередачи, то t – оценка сверху. Поэтому максимальное количество слоев (как отношение времен) $t_r/t = 17$. Оно превышено, так как уже после пяти срывов таких слоев вся частица распалась бы. Точное число сорванных слоев можно определить подбором, косвенно, путем сравнения с экспериментальными

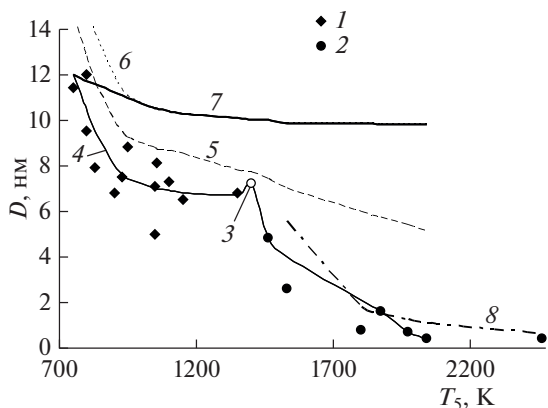


Рис. 1. Зависимость среднего диаметра наночастиц железа D_2 (за ПУВ) и D_5 (за ОУВ) от температуры T_5 , полученные экспериментально в [7]: 1 – твердые частицы после поверхностной диспергации жидких слоев; 2 – жидкие частицы после объемной диспергации ядер; 3 – частица в момент плавления ядра; 4 – сглаженная экспериментальная зависимость $D_5(T_5)$; и восстановленные зависимости $D_2(T_5)$: 5 – с учетом отделения одного слоя; 6 – с учетом отделения двух слоев; 7 – с учетом вероятностного отделения 1–2 слоев; 8 – результаты расчета по (8) при $T_5 > 1400$ К размеров осколков D_5 по кривой 7.

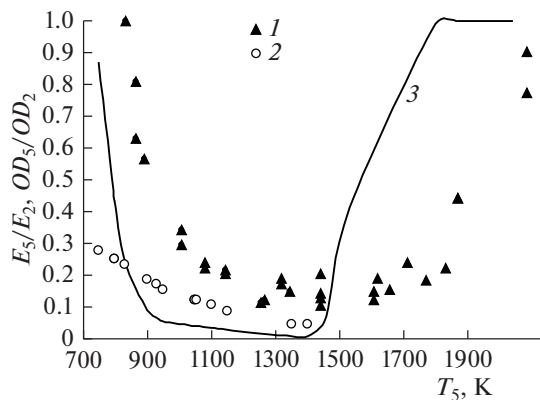


Рис. 2. Зависимость относительной оптической плотности $OD_5/OD_2(T_5)$ в случае объемного плазмонного резонанса ω_2 при $\lambda = 633$ нм: 1 – экспериментальные данные E_5/E_2 [6]; 2 – для резонансной диспергации наночастиц при отсоединении одного жидкого слоя ($T_5 < 1400$ К) согласно (6), (9); 3 – для объемной диспергации частиц ($T_5 > 1400$ К) при вероятностном срыве 1–2 жидких слоев ($T_5 < 1400$ К) согласно (6), (8), (9) с учетом изменения среднего диаметра наночастиц железа D_2 (за ПУВ) и D_5 (за ОУВ) от T_5 .

данными. В низкотемпературной области (рис. 1, 2) среди экспериментальных зависимостей оптических характеристик E_5/E_2 и размеров частиц D_5 от температуры T_5 не наблюдается дискретной ступенчатой структуры, связанной со срывами нескольких слоев, так как срывы слоев с частиц имеют вероятностный характер – чем больше перепад T_5/T_2 , тем выше вероятность. На рис. 1 черным пунктиром показан расчет $D_2(T_5)$ на основе экспериментальной зависимости $D_5(T_5)$ при срыве двух слоев. Утолщенная черная сплошная линия показывает исходные размеры $D_2(T_5)$ частиц за ПУВ до срывов слоев в предположении, что после их перехода через ОУВ: при $T_5 = 800$ К срывов еще не было; при $T_5 = 1100$ К был один срыв, а при $T_5 = 1300$ К – два. Данная убывающая с ростом T_5 (а, значит, и с ростом T_2) зависимость $D_2(T_5)$ аппроксимируется на область $T_5 > 1400$ К. Такая зависимость вызвана изменением темпа конденсации частиц за ПУВ. Поведение OD_5/OD_2 показано на рис. 1 тонкой черной сплошной. Предположение о срывах трех и более слоев дает худшее согласие с экспериментальными данными E_5/E_2 (рис. 2). В расчетах OD_5/OD_2 не было учтено, что из-за образования жидкого слоя на поверхности частице за ОУВ меняются свойства и может происходить смещение частоты плазмонного резонанса с ω_2 на ω_1 , что приведет к изменению $\sigma_{a,s}$, согласно (4), (5), и к дополнительному изменению OD_5/OD_2 в [6].

При увеличении температуры T_5 выше ~ 1400 К происходит полное плавление железной наноча-

стицы [16]. Можно считать, что при возрастании температуры $T_5 > 1400$ К за ОУВ начинается нерезонансная объемная диспергация жидкой наночастицы на осколки. Время прогрева жидкой наночастицы железа за ОУВ после скачка температуры $T_5 - T_2 \sim 500$ К оценивается по (7) очень малым: $\tau \sim 10$ мкс, где $c_s = 880$ Дж/(кг К) – теплоемкость жидкого железа, что согласуется со скоростью нагрева $\Delta T/\Delta t \sim 2 \times 10^7$ К/с из [18], где наблюдалась диспергация быстрым нагревом оксидированных наночастиц алюминия. Время самой диспергации в [9] оценивается по (1) как $\sim 10^{-11}$ с, т.е. является пренебрежимо малым. При нерезонансной диспергации самый энергетически малозатратный ее вид – деление капли на два наиболее крупных осколка, когда радиус уменьшается в 1.26 раз. Он и реализуется самым первым после расплавления частицы. Поскольку вблизи T_m деление происходит дискретно на 2, 3, 4 и т.д. крупных осколков, то энергия диспергации также растет дискретно. Лишь при большом числе мелких осколков энергию диспергации можно заменять непрерывной функцией, как в (8). Если для нахождения размера частицы за ОУВ в (8) использовать аппроксимацию $D_2(T_5)$ (утолщенная черная сплошная на рис. 1), то размеры осколков $D_5(T_5)$ (штрихпунктир на рис. 1) удовлетворительно совпадают с экспериментальными, полученными методом ЛИИ [7].

Наблюдаемое в экспериментах [6] увеличение оптической плотности конденсированной фазы во фронте ПУВ при $T_5 > 1400$ К, зарегистрирован-

ное методом лазерной экстинкции, где $\lambda = 405\text{--}850$ нм, может быть связано с интерференционным рассеянием света на частицах. Признак интерференционного рассеяния на совокупности частиц – расстояние между соседними частицами $L \ll \lambda$. В работе [7] приводится концентрация частиц N_{p5} : при $T_5 = 1500$ К $L = N_p^{-1/3} \sim 1$ мкм ($L \sim \lambda$, нет интерференции), а при $T_5 = 2000$ К ~ 30 нм ($L \ll \lambda$, возможна интерференция). Из представленных в работе [7] данных следует, что в высокотемпературной области N_{p5} растет в 10^4 раз, а средний объем частицы V при тех же условиях снижается в 10^3 раз, что приводит к росту OD_5/OD_2 в соответствии с (6) (см. рис. 2, сплошная линия). Расчетная кривая с некоторым сдвигом по температуре по сравнению с экспериментальными данными [6] (сплошные треугольники на рис. 2) качественно описывает аномальный провал E_5/E_2 в районе $T_5 = 1400$ К. Однако в минимуме расчетное значение OD_5/OD_2 уменьшается в 100 раз, а в эксперименте – только в 10 раз. Это отличие может быть обусловлено не учетом в расчетах расщепления частоты плазмонного резонанса ω_2 из-за влияния частиц друг на друга (индуцированный дипольный момент). При учете этого эффекта, согласно (6), из-за роста уширения резонансных кривых $\sigma_{(s,a)5}$ (4), (5) меняется и OD_5 за ОУВ. Эффект усиливается с уменьшением L , т.е. при росте T_5 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При помощи гипотезы о диспергации жидких частиц в ударной волне качественно описано аномальное поведение отношения оптической плотности в температурном интервале выше точки плавления 1400 К, которое связано с уменьшением размеров частиц при дроблении до размеров 1 нм и соответствующим увеличении их концентрации. В этих условиях существенную роль начинает играть интерференционное рассеяние лазерного излучения. В низкотемпературном интервале также предложено качественное объяснение аномалии оптических свойств, для чего необходимо принять гипотезу об образовании и срывах жидких слоев на твердых наночастицах при температурах ниже их температуры плавления. Эту гипотезу косвенно подтверждает удовлетворительное совпадение экспериментов и расчетов размеров частиц при $T_5 > 1400$ К. Для устранения различий между расчетами и экспериментами в низко- и высокотемпературной областях целесообразно исследовать более тонкие эффекты перестройки частот плазмонных резонансов при образовании жидкого слоя и взаимном влиянии наночастиц.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-08-00299.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Такетоми С., Такадзуми С.* Магнитные жидкости. М.: Мир, 1993. 261 с.
2. *Huber D.L.* Synthesis, Properties, and Applications of Iron Nanoparticles // *Small*. 2005. V. 1. № 5. P. 482.
3. *Li C.* A Targeted Approach to Cancer Imaging and Therapy // *Nat. Mater*. 2014. V. 13. P. 110. <https://doi.org/10.1038/nmat3877>
4. *Zanganeh S., Hutter G., Spitzer R., Lenkov O., Mahmoudi M., Shaw A., Pajarinen J.S., Nejadnik H., Goodman S., Moseley M., Coussens L.M., Daldrup-Link H.E.* Iron Oxide Nanoparticles Inhibit Tumour Growth by Inducing pro-Inflammatory Macrophage Polarization in Tumour Tissues // *Nat. Nanotechnol*. 2016. V. 11. P. 986. <https://doi.org/10.1038/nnano.2016.168>
5. *Белов Г.В., Еркимбаев А.О., Зицерман В.Ю., Кобзев Г.А., Морозов И.В.* Опыт создания теплофизических баз данных с использованием современных информационных технологий (обзор) // *ТВТ*. 2020. Т. 58. № 4. С. 615.
6. *Гуренцов Е.В., Еремин А.В., Михеева Е.Ю., Мусихин С.А.* Аномальное поведение оптической плотности железных наночастиц при их нагреве за ударными волнами // *ТВТ*. 2016. Т. 54. № 6. С. 960.
7. *Гуренцов Е.В., Еремин А.В., Ротт П., Штарке Р.* Формирование железоуглеродных наночастиц за ударными волнами // *Кинетика и катализ*. 2005. Т. 46. № 3. С. 333.
8. *Шварев К.М., Баум Б.А., Кудрявцев В.А., Байтурраев С.Х.* Влияние температуры магнитного и фазовых превращений на оптические свойства железа // *ТВТ*. 1985. Т. 23. № 3. С. 492.
9. *Кулешов П.С.* О диспергировании наночастиц алюминия // *Горение и взрыв*. 2019. Т. 12. № 3. С. 117.
10. *Кулешов П.С., Кобицев В.Д.* Распределение кластеров алюминия и их воспламенение в воздухе при диспергировании наночастиц алюминия в ударной волне // *ФГВ*. 2020. Т. 56. № 5. С. 80.
11. *Кулешов П.С., Маношкин Ю.В.* Влияние электрического поля на формирование и дробление пленки конденсата на стенках капилляра в потоке водяного пара // *ТВТ*. 2009. Т. 47. № 1. С. 108.
12. *Кулешов П.С., Маношкин Ю.В.* Генератор микронного и субмикронного водяного аэрозоля с электрическим управлением // *ТВТ*. 2009. Т. 47. № 6. С. 937.
13. *Вартанян Т.А.* Основы физики металлических наноструктур. Учеб. пособие, курс лекций. СПб.: НИУ ИТМО, 2013. 133 с.
14. *Физические величины Спр.* / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
15. *Яворский Б.М., Детлаф А.А.* Справочник по физике. 2-е изд., перераб. М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1985. 512 с.
16. *Ding F., Bolton K., Rosén A.* Iron-carbide Cluster Thermal Dynamics for Catalyzed Carbon Nanotube Growth // *J. Vac. Sci. Technol., A*. 2004. V. 22. № 4. P. 1471.
17. *Nanda K.K.* Size-dependent Melting of Nanoparticles: Hundred Years of Thermodynamic Model // *Pramana*. 2009. V. 72. № 4. P. 617.
18. *Ohkura Y., Rao P.M., Zheng X.* Flash Ignition of Al Nanoparticles: Mechanism and Applications // *Combust. Flame*. 2011. V. 158. № 12. P. 2544.

УДК 536.2.023;539.893

СВЕРХБЫСТРЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В МЕТАЛЛАХ В СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ, ИНДУЦИРУЕМОМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ СУБТЕРАВАТТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

© 2022 г. С. И. Ашитков^{1, *}, Н. А. Иногамов^{1, 2}, П. С. Комаров¹, Ю. В. Петров²,
С. А. Ромашевский¹, Д. С. Ситников¹, Е. В. Струлева¹, В. А. Хохлов^{1, 2}

¹ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

²ФГБУН Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
(ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН), Черноголовка, Россия

*E-mail: ashitkov11@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.11.2021 г.

После доработки 15.03.2022 г.

Принята к публикации 07.06.2022 г.

Исследована временная динамика изменения термоиндуцированного коэффициента отражения поликристаллического золота, алюминия и молибдена на длине волны 800 нм, возникающего в результате воздействия фемтосекундного лазерного импульса (на длине волны 400 нм) с интенсивностью до 0.2 ТВт в пикосекундном временном интервале в оптической схеме “накачка–зондирование” с использованием методики фазочувствительного детектирования. Получены новые экспериментальные данные об изменении коэффициента отражения в сильно неравновесных условиях при нагреве электронной подсистемы до температур ~ 10 кК, которые являются актуальными для развития экспериментальной базы численного моделирования.

DOI: 10.31857/S0040364422020016

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в связи с появлением коммерческих фемтосекундных лазеров с большой средней мощностью и частотой повторения импульсов повышенный интерес проявляется к развитию лазерных технологий. Особое место занимает развитие технологий лазерной обработки тонкопленочных материалов солнечной энергетики, микро- и оптоэлектроники с помощью импульсов ультракороткой длительности [1–4]. Ключевую роль при этом играют процессы переноса тепла на неравновесной начальной стадии взаимодействия.

Тепловой режим является одной из критических проблем работы высокоскоростных микро- и оптоэлектронных устройств. Понимание механизмов передачи энергии и тепловых свойств тонких пленок, из которых состоят эти устройства, создает основу их надежной работы. Тепловые и электрические свойства тонких пленок отличаются от свойств объемных материалов из-за физических размерных эффектов, структуры зерен, концентрации дефектов. Кроме того, тепловые свойства пленок в большой степени зависят от метода их выращивания. Это требует развития соответствующих методов их неразрушающего контроля.

В металлах фемтосекундные лазерные импульсы (ФЛИ) умеренной интенсивности ($\sim 10^{12}$ – 10^{13} Вт/см²) вызывают неравновесный нагрев электронов и решетки, при котором на начальной стадии электронная температура T_e может существенно превышать температуру ионной подсистемы T_i [5]. В большинстве практических приложений фемтосекундной лазерной обработки процессы переноса тепла на неравновесной двухтемпературной стадии являются ключевыми.

Энергия импульса первоначально поглощается электронами проводимости в скин-слое толщиной ~ 10 нм и далее переносится вглубь образца посредством электронной теплопроводности. Одновременно на временах $\tau_{ei} \sim 10^{-12}$ – 10^{-13} с в результате электрон-фононного теплообмена идет процесс выравнивания T_e и T_i . При этом, согласно имеющимся представлениям, на двухтемпературной стадии при $T_e \gg T_i$ теплопроводность может намного превышать равновесное значение. Согласно последним экспериментальным данным [6], при нагреве золота ФЛИ теплопроводность на субпикосекундных временах в 100 раз превышает величину теплопроводности после выравнивания T_e и T_i .

В то же время в настоящий момент отсутствует целостная законченная картина, описывающая совокупность данных процессов в широком диапазоне температур. Совершенствуются модели важнейших для теоретического понимания коэффициентов, описывающих перенос тепла и темп передачи энергии из горячей электронной подсистемы в холодную ионную подсистему при сильных перегревах электронов $T_e \sim 1$ эВ. Особенно это относится к переходным металлам, когда нельзя ограничиться однозонным приближением. В связи с этим накопление экспериментальных данных о поведении металлов в сильно неравновесных экстремальных условиях в настоящее время остается актуальным для развития экспериментальной базы численного моделирования.

Одним из наиболее распространенных методов изучения процессов переноса и релаксации энергии в металлах в пикосекундном диапазоне является метод измерения динамики термоиндуцированного коэффициента отражения (ТКО) [7]. Субпикосекундное разрешение при измерениях достигается путем применения методики накачка–зондирование, в которой лазерный импульс делится на мощный нагревающий и слабый зондирующий. Последний зондирует нагреваемую область с варьируемой временной задержкой. Особенностью данного метода является применение синхронного (или фазочувствительного) детектирования слабых сигналов. Это позволяет регистрировать относительные изменения коэффициента отражения на уровне $\Delta R/R_0 \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ [6–11].

Практически все известные на данный момент исследования процессов переноса тепла в металлах путем регистрации ТКО выполнены при частоте повторения импульсов 80–100 МГц в режиме низкотемпературного нагрева с модуляцией излучения накачки в диапазоне 1–10 МГц. В этом случае образец подвергается воздействию пачек импульсов накачки (от нескольких до десятков импульсов), размер пачки определяется частотой модуляции, а период между импульсами внутри пачки – частотой импульсов самого генератора (около 12 нс). Для этого используются модулированные цуги ФЛИ, генерируемые задающими генераторами без усиления. Высокая частота повторения импульсов обеспечивает высокую точность детектирования $\Delta R/R_0$, однако низкая интенсивность ограничивает нагрев решетки на уровне нескольких градусов. При этом большинство работ посвящено измерению коэффициента электрон-фононного теплообмена в тонких металлических пленках толщиной несколько десятков нанометров, когда процессом диффузии тепла можно пренебречь [12].

В настоящей работе реализован режим измерения динамики термоиндуцированного коэффициента отражения в металлах при частоте следо-

вания импульсов 1 кГц (период следования импульсов – 1 мс), усиленных в регенеративном усилителе. Данный режим из-за минимизации эффектов накопления позволяет изучать процессы переноса тепла в сильно неравновесных условиях электронной и фоновой подсистем в более широком диапазоне температур [13]. Кроме того, в настоящей работе изучаются процессы переноса в массиве металла, где наряду с релаксацией электронов и решетки существенную роль играет неравновесная теплопроводность. Путем сравнения полученных экспериментальных данных с результатами моделирования с использованием двухтемпературного гидродинамического кода получены новые данные о переносе тепла электронами на двухтемпературной стадии для золота при нагреве электронов до температуры 10 кК.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В отличие от широко распространенной схемы измерений ТКО с использованием ФЛИ низкой интенсивности, генерируемых задающими генераторами с частотой повторения 80–100 МГц [6–11], в настоящей работе применена экспериментальная схема “накачка–зондирование” с использованием усиленных регенеративным усилителем импульсов с частотой следования 1 кГц и методики фазочувствительного детектирования с помощью синхронного усилителя (СУ) и модулятора (чоппера) [14] (рис. 1).

В качестве экспериментальных образцов *11* использовались поликристаллический массивный образец золота и пленочные образцы алюминия и молибдена толщиной 0.5 и 1 мкм соответственно.

В качестве источника излучения *1* использовалась фемтосекундная титан-сапфировая лазерная

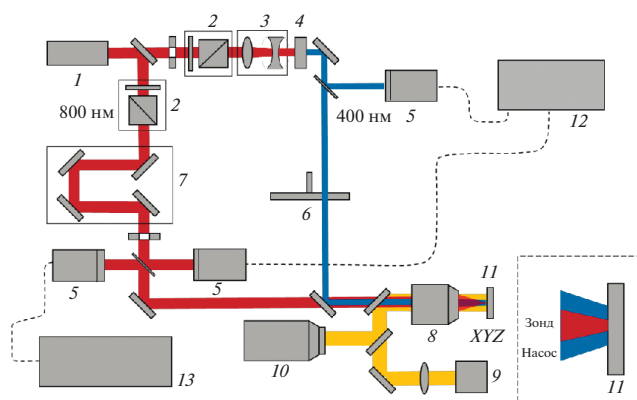


Рис. 1. Экспериментальная схема: 1 – лазер, 2 – аттенуатор, 3 – телескоп, 4 – кристалл второй гармоники ВВО, 5 – фотодиод, 6 – механический прерыватель, 7 – моторизованная линия задержки лазерного импульса, 8 – фокусирующий объектив, 9 – лампа подсветки, 10 – ПЗС-камера, 11 – экспериментальный образец, 12 – осциллограф, 13 – синхронный усилитель.

система (Legend, Coherent, США) с параметрами импульсов: длина волны $\lambda_1 = 800$ нм, длительность $\tau_L = 50$ фс, энергия E – до 1.1 мДж, частота повторения $f = 1$ кГц.

Опорная частота для СУ задавалась механическим прерывателем Thorlabs MC2000B с диском MC1F60 6, который прореживал нагревающее излучение до частоты следования импульсов 500 Гц (период следования импульсов – 2 мс). При этом период импульсов зондирующего излучения составляет 1 кГц. Синхронное детектирование осуществлялось при наклоне фильтра 24 дБ/октава и временной константе 30 мс. Эквивалентная ширина шумовой полосы частот при этом составляла 2.6 Гц, а время ожидания – 300 мс. Регистрация синфазной компоненты X на выходе СУ осуществлялась осциллографом Tektronix TDS 3054C 12 и программным обеспечением, управляющим положением оптической линии задержки. Осциллограф оцифровывал сигнал с СУ с дополнительным осреднением по 16 точкам.

Для каждого значения энергии лазерных импульсов проводились три серии измерений с последующим осреднением полученных временных зависимостей. Погрешность определялась среднеквадратичным отклонением по этим измерениям.

Нагревающий импульс лазерного излучения преобразовывался в кристалле β -бората бария (ВВО) 4 во вторую гармонику с длиной волны 400 нм и энергией до 25 мкДж. Для варьирования энергии импульса использовался узел ослабления 2, состоящий из полуволновой пластины и поляризатора высокого контраста (призма Глана). Энергия контролировалась с помощью калиброванного фотодиода 5. В экспериментах размер области нагрева в несколько раз превосходил размер пятна фокусировки зондирующего излучения. Для этого диаметр и расходимость нагревающего излучения изменялись телескопом 3.

В фокусе микрообъектива 8 Olympus LWDPLAN 4X/0.10 нагревающий лазерный импульс имел гауссово распределение с параметрами $r_{0x} = 17.5$ мкм и $r_{0y} = 20$ мкм. На рис. 2 показан профиль распределения интенсивности по оси X с аппроксимацией функцией Гаусса. Энергия зондирующего излучения также изменялась в узле ослабления и контролировалась фотодиодом 5 Thorlabs DET100 А/М. Для изменения временной задержки между нагревающим и зондирующим импульсами использовалась оптическая линия задержки 7, состоящая из уголкового отражателя и моторизованного транслятора Thorlabs LTS300/М, позволяющего перемещать отражатель с точностью до 2 мкм. Исследуемый образец располагался на моторизованном трехкоординатном мишенном узле. Отраженный от мишени зондирующий сигнал регистрировался фотодиодом 5 и подавался на вход СУ Stanford research systems SR830 13, имеющий ди-

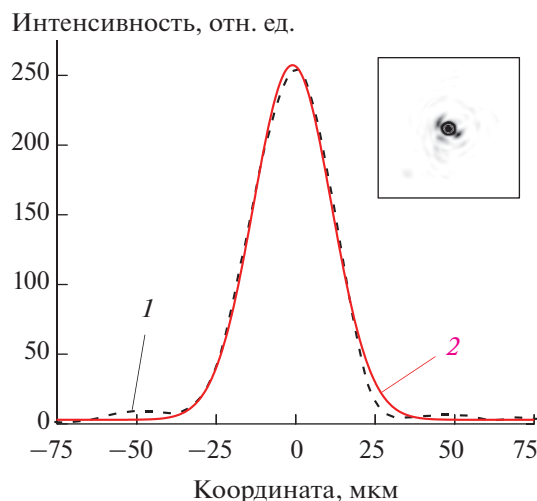


Рис. 2. Пространственное распределение нагревающего излучения: 1 – сечение по оси X , 2 – аппроксимация функцией Гаусса; на вставке – распределение нагревающего излучения в фокусе на мишени, измеренное с помощью ПЗС-камеры; $D_x(1/e) = 34.7$ мкм.

намический диапазон 100 дБ. Для визуализации поверхности мишени и пространственного совмещения нагревающего и зондирующего излучения использовались подсветка 9 и видеокамера PCO Sensicam QE 10.

Величина падающей на мишень плотности энергии нагревающего импульса рассчитывалась по формуле

$$F_0 = \frac{E}{\pi r_{0x} r_{0y}}$$

Здесь F_0 – плотность энергии в центре фокального пятна; E – измеряемая калориметром энергия импульса; r_{0x} , r_{0y} – радиус фокального пятна по уровню $1/e$ по оси абсцисс и ординат соответственно.

Чтобы совместить по времени нагревающий и зондирующий пучки, в плоскость мишени помещался кристалл генерации третьей гармоники ВВО, а после располагалась голографическая дифракционная решетка 300 штрих/мм для спектральной селекции излучения на длине волны 266 нм. Излучение третьей гармоники регистрировалось фотодиодом. При перемещении транслятора линии задержки прописывалась кросскорреляционная функция (рис. 3) нагревающего и зондирующего импульсов. Положение линии задержки, соответствующее максимуму сигнала третьей гармоники, принималось за “нулевую” задержку. После определения “нулевой” задержки исследуемый образец устанавливался на мишенный узел и проводились измерения временной динамики ТО.

Длительность свертки нагревающего и зондирующего импульсов по уровню полной ширины

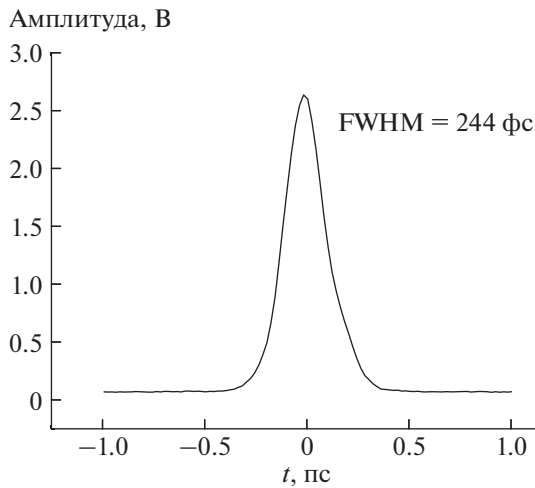


Рис. 3. Кросскорреляционная функция нагревающего и зондирующего излучений в плоскости мишени.

на половине высоты $\text{FWHM} = 244$ фс. Длительность зондирующего импульса составляла 50 фс.

Для определения величины R_0 записывался сигнал зондирующего излучения на частоте 1 кГц в отсутствие нагрева и модуляции нагревающего излучения. После чего рассчитывалась величина $\Delta R/R_0$. Погрешность измерения амплитуды определялась как величина среднеквадратичного отклонения при осреднении по трем измерениям. Эта погрешность превышала величину приборной погрешности и составляла не более 2×10^{-4} .

В эксперименте проводились измерения временных зависимостей $\Delta R/R_0$ с субпикосекундным разрешением. Используемая линия задержки позволяла регистрировать временные зависимости ТКО с шагом 6 фс. Шаг изменения задержки при сканировании изменялся в зависимости от скорости измерения сигнала ТКО и варьировался от 30 фс на малых временах (0–10 пс) до 500 фс на больших временах (10–100 пс). Зондирующее излучение фокусировалось в центр области нагрева в пятно с гауссовым распределением интенсивности с диаметром 12 мкм по уровню e^{-1} . Экспериментальные зависимости сняты при максимально возможной плотности энергии нагревающих импульсов, не приводящей к необратимым изменениям, связанным с деградацией поверхности мишени.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Связь изменения термоиндуцированного коэффициента отражения с изменением температуры осуществляется через комплексную диэлектрическую проницаемость среды $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$. В случае воздействия ФЛИ задача состоит в определении функциональной зависимости $\tilde{\epsilon}$ для кон-

кретного материала на длине волны зондирующего излучения от температур T_e и T_i . Диэлектрическая проницаемость зависит от механизма поглощения, который в металлах может включать как межзонные, так и внутризонные переходы [7, 15]. В случае межзонного поглощения энергия фотона зондирующего излучения должна быть близкой или больше, чем ширина запрещенной зоны. Электронная структура и близость энергии фотонов к ближайшей энергии межзонного перехода будут определять доминирующий процесс поглощения для каждого материала. В настоящей работе энергия кванта зондирующего излучения 1.5 эВ существенно меньше энергии межзонного перехода между краем d -зоны и уровнем Ферми, равной для золота 2.47 эВ [12]. В этом случае для описания оптических свойств может быть применена модель Друде–Лоренца комплексной диэлектрической проницаемости

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}. \quad (1)$$

Здесь ω — циклическая частота диагностического излучения; $\omega_p = 1.5 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$ — плазменная частота золота; $\nu(T_e, T_i)$ — частота столкновений, в общем случае зависящая как от T_e , так и от T_i .

При небольших температурах нагрева (в десятки и сотни градусов) для температурной зависимости частоты столкновений используется выражение [6–8]

$$\nu = AT_e^2 + BT_i, \quad (2)$$

где A и B — постоянные коэффициенты. Их значения отличаются для различных металлов [8, 16, 17], однако отношение имеет характерную величину $A/B \sim 10^{-4}$. Таким образом, в равновесных условиях ($T_e \approx T_i$) при небольших температурах на изменение отражения влияет решетка. Однако при нагреве ФЛИ на начальной двухтемпературной стадии ($T_e \gg T_i$) основной вклад в ΔR дает электронная температура. В то же время при высоких температурах, соответствующих плавлению и абляции вещества, поведение $\nu(T_e, T_i)$ носит сложный характер (см., например, [18]).

Для интерпретации экспериментальных данных изменения термоиндуцированного коэффициента отражения рассчитаны зависимости $T_e(t)$ и $T_i(t)$ с помощью двухтемпературного гидродинамического (2Т-ГД) кода, описанного в работе [18]. Уравнения теплового баланса берутся отдельно для электронной и ионной подсистем. Для ионной подсистемы используется широкодиапазонное уравнение состояния золота, представленное в [19, 20]. Для электронного уравнения состояния, двухтемпературного коэффициента теплопроводности $\kappa(\rho, T_e, T_i)$ и коэффициента

электрон-ионного теплообмена $\alpha(\rho, T_e, T_i)$ используются аналитические аппроксимации, основанные на моделировании на основе теории функционала плотности [18, 21].

Результаты моделирования поведения $T_e(t)$ и $T_i(t)$ приведены на рис. 4. Расчет проведен для импульсов длительностью $\tau_L = 150$ фс и поглощенной плотности энергии $F_0^{\text{abs}} = F_0(1 - R_L) = 22.6$ мДж/см², соответствующей условиям эксперимента. Здесь $R_L = 0.42$ – коэффициент отражения золота на длине волны нагревающего излучения 400 нм по данным работы [22].

Подставляя расчетные данные $T_e(t)$ и $T_i(t)$ (рис. 4) в выражение (2) и далее в формулу (1), а также используя известные формулы для расчета коэффициента отражения

$$n^2 = \frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} + \epsilon_1}{2}, \quad k^2 = \frac{(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} - \epsilon_1}{2},$$

$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2},$$

получаем искомую зависимость $\Delta R(t)$ для золота.

На рис. 5 нормированные расчетные данные при различных значениях параметров A и B сравниваются с соответствующей нормированной экспериментальной кривой 1. Максимальное пиковое значение изменения ТКО составляет $\Delta R/R_0 \sim 10^{-2}$ при $F_0^{\text{abs}} = 22.6$ мДж/см².

Согласно известным литературным данным для золота (см. [8, 16]), характерные значения коэффициентов A и B в выражении (2) лежат в интервалах $(1.2-1.5) \times 10^7$ К⁻² с⁻¹ и $(1.23-3.6) \times 10^{11}$ К⁻¹ с⁻¹ соответственно. На рис. 5 для кривой 2 значения $A = 1.5 \times 10^7$ К⁻² с⁻¹ и $B = 1.7 \times 10^{11}$ К⁻¹ с⁻¹ взяты

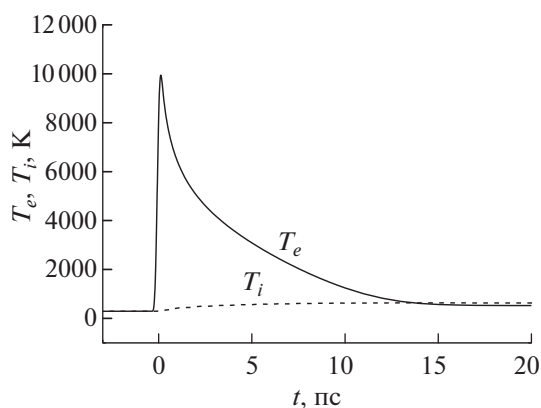


Рис. 4. Зависимости температуры электронов и решетки от времени для золота при $F_0^{\text{abs}} = 22.6$ мДж/см².

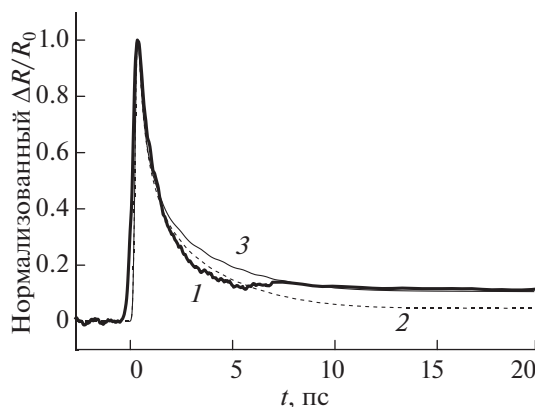


Рис. 5. Сопоставление нормированных экспериментальной (1) и расчетных (2, 3) зависимостей изменения термоиндуцированного коэффициента отражения от времени для золота: 1, 2 – данная работа; 3 – [8].

из работы [8]. Для кривой 3 значения составляют $A = 1.5 \times 10^7$ К⁻² с⁻¹ и $B = 4 \times 10^{11}$ К⁻¹ с⁻¹.

Используемая простая модель частоты столкновений (2) хорошо соответствует экспериментальным и расчетным данным в плане определения характерного времени релаксации электронной подсистемы. В то же время в области исследуемых повышенных температур данная модель (при выбранных выше значениях параметров A и B) дает заметное расхождение в измеряемых и расчетных абсолютных значениях $\Delta R/R_0$. Данное несоответствие, по-видимому, может быть устранено путем применения более сложных моделей оптических свойств (см., например, [18]) для более широкого диапазона температур.

На рис. 6 для сравнения показаны зависимости изменения термоиндуцированного коэффициента отражения от времени для золота, алюминия

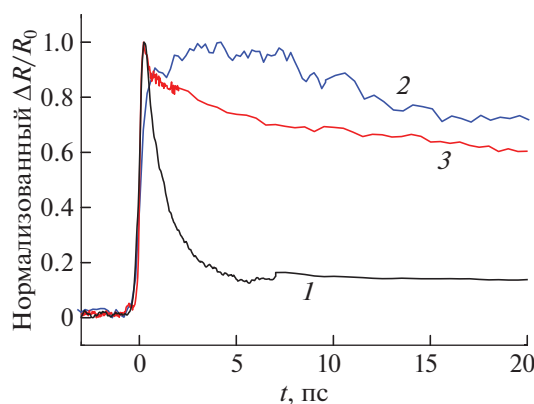


Рис. 6. Нормированные зависимости изменения термоиндуцированного коэффициента отражения от времени: 1 – золото, $F_0 = 38$ мДж/см²; 2 – алюминий, 38; 3 – молибден, 13.

ния и молибдена, нормированные на свои максимальные пиковые значения изменения ТКО.

Из полученных данных (рис. 6) видно, что временная динамика термоиндуцированного коэффициента отражения для данных материалов существенно различается. В первую очередь это определяется такими теплофизическими параметрами, как коэффициент электрон-фононного теплообмена α и электронная теплопроводность κ . Известно, что на двухтемпературной стадии при $T_e > T_i$ электронная теплопроводность $\kappa = \kappa_0 T_e / T_i$ [16, 23, 24] может существенно превышать равновесное значение κ_0 . Поэтому за время выравнивания электронной T_e и ионной T_i температур поглощенная энергия ФЛИ будет быстро передаваться из скин-слоя вглубь мишени за счет неравновесной электронной теплопроводности. В рассматриваемых экспериментах наиболее быстрый отток тепла из скин-слоя имеет место для золота, у которого наименьшая величина коэффициента теплообмена α и, соответственно, наибольшая величина отрыва T_e от T_i , а также наибольшее время релаксации электронов и решетки по сравнению с алюминием и молибденом.

Временная динамика ТКО также зависит от соотношения между частотами электрон-электронных и электрон-ионных столкновений в соответствующем диапазоне температур T_e и T_i [8]. В отличие от золота у алюминия временная динамика ТКО на двухтемпературной стадии отражает поведение не электронной температуры $T_e(t)$, а ионной $T_i(t)$. Поэтому максимум изменения сигнала ТКО у алюминия на рис. 6 достигается спустя 3–4 пс после лазерного воздействия и соответствует максимуму нагрева решетки в результате электрон-фононного теплообмена.

Поведение молибдена в неравновесном двухтемпературном состоянии достаточно мало изучено. Согласно отдельным имеющимся данным [12, 24], он занимает промежуточное состояние между золотом и алюминием по величине коэффициента электрон-фононного теплообмена. Молибден, являясь переходным металлом, имеет перекрывающиеся s - и d -зоны, что тоже необходимо учитывать при построении его оптической модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально регистрируемое максимальное пиковое значение изменения термоиндуцированного коэффициента отражения $\Delta R/R_0 \sim 10^{-2}$ для золота на длине волны 800 нм соответствует значению температур, достигающих $T_e^{\max} = 10$ кК и $T_i^{\max} = 630$ К. Данные значения существенно больше пиковых значений $\Delta R/R_0 \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ в стандартных экспериментах с мегагерцовыми цу-

гами импульсов [7, 8] низкой интенсивности, соответствующих меньшим температурам нагрева ($T_e < 1$ кК). Возможность достижения более высоких температур в настоящей работе связана с реализацией режима нагрева с относительно низкой (500 Гц) частотой повторения нагревающих импульсов, что позволяет минимизировать эффекты накопления. Результаты измерений на золоте, алюминии и молибдене демонстрируют различную пикосекундную динамику ТКО, обусловленную различием их транспортных свойств в двухтемпературном состоянии, что является предметом дальнейших исследований.

Работы выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-19-00697).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chang T.-L., Chen C.-Yu., Wang C.-P.* Precise Ultrafast Laser Micromachining in Thin-Film CIGS Photovoltaic Modules // *Microelectron. Eng.* 2013. V. 110. P. 381.
2. *Malinauskas M., Žukauskas A., Hasegawa S., Hayasaki Y., Mizeikis V., Buividas R., Juodkazis S.* Ultrafast Laser Processing of Materials: From Science to Industry // *Light: Sci. Appl.* 2016. V. 5. P. e16133.
3. *Ромашевский С.А., Хохлов В.А., Ашитков С.И., Жаховский В.В. и др.* Фемтосекундное лазерное воздействие на многослойную наноструктуру металл–металл // *Письма в ЖЭТФ.* 2021. Т. 113. № 5. С. 311.
4. *Romashevskiy S.A., Ashitkov S.I., Agranat M.B.* Femtosecond Laser Technology for Solid-State Material Processing: Creation of Functional Surfaces and Selective Modification of Nanoscale Layers // *High Temp.* 2018. V. 56. № 4. P. 587.
5. *Анисимов С.И., Капелиович Б.Л., Перельман Т.Л.* Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов // *ЖЭТФ.* 1974. Т. 66. № 2. С. 776.
6. *Block A., Liebel M., Yu R., Spector M., Sivan Y., García de Abajo F.J., van Hulst N.F.* Tracking Ultrafast Hot-Electron Diffusion in Space and Time by Ultrafast Thermomodulation Microscopy // *Sci. Adv.* 2019. V. 5. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aav8965>
7. *Norris P.M., Caffrey A.P., Stevens R.J., Klopff J.M., McLeskey J.T. et al.* Femtosecond Pump–Probe Non-destructive Examination of Materials (Invited) // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. № 1. P. 400.
8. *Radue E., Tomko J.A., Giri A., Braun J.L., Zhou X., Prezhdo O.V., Runnerstrom E.L., Maria J.-P., Hopkins P.E.* Hot Electron Thermoreflectance Coefficient of Gold During Electron-Phonon Nonequilibrium // *ACS Photonics.* 2018. V. 5. № 12. P. 4880.
9. *Hopkins P.E., Klopff J.M., Norris P.M.* Influence of Interband Transitions on Electron–Phonon Coupling Measurements in Ni Films // *Appl. Opt.* 2007. V. 46. № 11. P. 2076.
10. *Hopkins P.E., Norris P.M.* Substrate Influence in Electron-Phonon Coupling Measurements in Thin Au Films // *Appl. Surf. Sci.* 2007. V. 253. P. 6289.
11. *Jiang P., Qian X., Yang R.* Tutorial: Time-Domain Thermoreflectance (TDTR) for Thermal Property Characterization of Bulk and Thin Film Materials // *J. Appl. Phys.* 2018. V. 124. P. 161103.

12. *Hohlfeld J., Wellershoff S.-S., Güdde J., Conrad U., Jähnke V., Matthias E.* Electron and Lattice Dynamics Following Optical Excitation of Metals // *Chem. Phys.* 2000. V. 251. P. 237.
13. *Haan G. de, Hernandez-Rueda J., Planken P.C.M.* Femtosecond Time-Resolved Pump-Probe Measurements on Percolating Gold in the Ablation Regime // *Opt. Express.* 2020. V. 28. P. 12093.
14. Zurich instruments. White Paper: Principles of Lock-in Detection and The State of the Art – 2016. <http://www.zhinst.com/applications/principles-of-lock-in-detection>
15. *Guo C., Rodriguez G., Lobad A., Taylor A.J.* Structural Phase Transition of Aluminum Induced by Electronic Excitation // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. № 19. P. 4493.
16. *Ivanov D.S., Zhigilei L.V.* Combined Atomistic-Continuum Modeling of Short-Pulse Laser Melting and Disintegration of Metal Films // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. P. 064114.
17. *Hallo L., Riou O., Stenz C., Tikhonchuk V.T.* Infrared Emissivity Studies of Melting Thresholds and Structural Changes of Aluminium and Copper Samples Heated by Femtosecond Laser Pulses // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006. V. 39. P. 5272.
18. *Ashitkov S.I., Komarov P.S., Zhakhovsky V.V., Petrov Yu.V., Khokhlov V.A., Yurkevich A.A., Ilnitsky D.K., Inogamov N.A., Agranat M.B.* Ablation of Gold Irradiated by Femtosecond Laser Pulse: Experiment and Modeling // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 774. P. 012097.
19. *Khishchenko K.V.* Equations of State for Two Alkali Metals at High Temperatures // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. V. 98. P. 032023.
20. *Khishchenko K.V.* Equation of State and Phase Diagram of Tin at High Pressures // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. V. 121. P. 022025.
21. *Petrov Yu.V., Migdal K.P., Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V.* Two-Temperature Equation of State for Aluminum and Gold with Electrons Excited by an Ultrashort Laser Pulse // *Appl. Phys. B.* 2015. V. 119. P. 401.
22. *Werner W., Glantschnig K., Ambrosch-Draxl C.* Optical Constants and Inelastic Electron-Scattering Data for 17 Elemental Metals // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 2009. V. 38. № 4. P. 1013.
23. *Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Petrov Yu.V., Khokhlov V.A., Ashitkov S.I., Khishchenko K.V., Migdal K.P. et al.* Electron-Ion Relaxation, Phase Transitions, and Surface Nano- Structuring Produced by Ultrashort Laser Pulses in Metals // *Contrib. Plasma Phys.* 2013. V. 53. № 10. P. 796.
24. *Khokhlov V.A., Petrov Yu.V., Inogamov N.A., Migdal K.P., Winter J., Aichele C., Rapp S., Huber H.P.* Dynamics of Supported Ultrathin Molybdenum Films Driven by Strong Short Laser Impact // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1147. P. 012066.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА ВОДЯНЫХ ПАРОВ С ЧАСТИЦАМИ АЛЮМИНИЯ И ИСТОЧНИКОМ НАГРЕВА

© 2022 г. Н. К. Белов¹, И. П. Завершинский^{2, *}, А. И. Климов^{1, 2},
С. Е. Курушина², Н. Е. Молевич^{1, 3}, Д. П. Порфирьев^{1, 3}

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Самарский национальный исследовательский университет им. С.П. Королева, Самара, Россия

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*E-mail: ipzav63@mail.ru

Поступила в редакцию 21.07.2020 г.

После доработки 26.11.2020 г.

Принята к публикации 22.12.2020 г.

Экспериментально исследована гетерогенная плазма комбинированного разряда вихревого потока смеси аргон + водяной пар с частицами алюминия в трубке плазменного вихревого реактора. Изменены параметры разряда, плазмы и рабочего потока, получен коэффициент преобразования энергии в плазменном вихревом реакторе. Для оценки электронной температуры, вращательной и колебательной температур возбужденных молекулярных комплексов, температуры металлических кластеров, электронной концентрации плазмы использованы спектральные методы. Предложена кинетическая схема для расчета рабочих режимов в реакторе при использовании разряда на водяном паре с частицами алюминия. Проведено численное моделирование вихревого потока чистого водяного пара с частицами алюминия в присутствии источника нагрева. Получены пространственно-временные распределения параметров потока, таких как скорость, температура и давление, а также распределения молярных концентраций компонентов разрядной смеси.

DOI: 10.31857/S0040364422010094

ВВЕДЕНИЕ

Водород считается одним из лучших носителей чистой энергии, благодаря его малому весу, высокой плотности энергии и нулевому загрязнению. Однако на пути к его экономически выгодному производству и безопасному хранению должны быть преодолены значительные технические проблемы. Водород может быть получен различными способами, такими как электролитическое разложение воды, электролиз водных растворов солей, паровая конверсия природного газа [1, 2], расщепление воды с использованием металла (с применением металлических добавок с сопутствующей инъекцией металла), в реакциях металлического алюминия или цинка с водными щелочными растворами и т.д.

Методы, основанные на горении металлических частиц, — это эффективный способ преобразования химической энергии различных неорганических соединений в тепловую энергию. Металлическое топливо имеет значительно большее объемное энерговыделение, чем традиционные углеводородные смеси, включая жидкие углеводороды и даже в большей степени водород. Кроме того, в процессе окисления металлических частиц достигается высокая температура продуктов. Особое место среди таких методов отводится алюмоводород-

ной энергетике [3, 4], в области которой в течение последних десяти лет активно ведутся экспериментальные и теоретические исследования. На сегодняшний день достигнут заметный прогресс в области относительно низких рабочих температур, когда реакция окисления алюминия протекает при высоких степенях избытка окислителя в жидкой фазе. Однако для многих применений скорость реакции в этих условиях недостаточна.

Другой перспективный способ производства водорода основан на реакции гидратации катодных эрозионных кластеров или нанопорошка алюминия, введенного в зону реакции в водяном паре, стимулируемого плазменными образованиями [5, 6]. Достижения в этой новой области энергетике весьма ощутимы. Но в данном направлении имеются известные проблемы и трудности, связанные с низкой полнотой реакции окисления паров металла в водяном паре, низкой скоростью этой реакции и сложностью накопления и хранения полученного взрывоопасного водорода.

Однако было показано, что возможны устойчивые режимы генерации в вихревых установках с использованием гетерогенной плазмы, созданной в разряде со значительной эрозией твердых электродов и при использовании паровых смесей аргон–водород или аргон–вода [5]. В таких режимах воз-

ле катода образуется гетерогенная плазма, состоящая из жидких металлических микрокапель и наноразмерных частиц электродного материала. Закрутка потока позволяет локализовать области высокой температуры, что помогает управлять параметрами, при которых протекают физико-химические процессы, и уменьшить износ оборудования. В таких плазменно-вихревых реакторах (ПВР) могут быть достигнуты значения тепловой энергии выходного плазменного потока, заметно превышающие значение электрической энергии, затрачиваемой на создание электроразрядной плазмы. Кроме того, достигается существенный выход водорода. Стоимость произведенного водорода с учетом стоимости избыточного тепла составляет (при текущих ценах алюминиевого порошка около 1.7 долларов США/кг) ~1 доллара США/кг водорода, что является лучшим среди известных показателей.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные по окислению микрочастиц алюминия в комбинированном разряде в смеси аргон–водяной пар и решается соответствующая модельная задача в упрощенной постановке: пароводяная плазма, разрядная трубка без держателей и упрощенная кинетическая схема.

Цель работы – разработать основы перспективной технологии для ряда важных применений в областях, где требуются мобильные источники энергии, в частности работающие на водороде, и технологии, которые могли бы обеспечить производство водорода в обычных условиях.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Схема установки с источником питания для создания гетерогенной плазмы изображена на рис. 1.

Электрический разряд создается между двумя электродами E_1 и E_2 в рабочей секции. Сама секция изготовлена из кварцевой трубы внутренним диаметром 60 мм. Типичное расстояние между

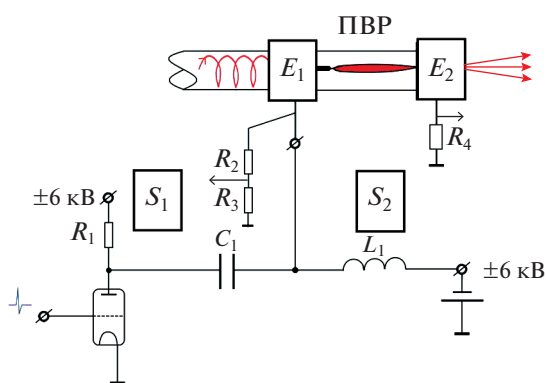


Рис. 1. Схема установки с источником питания для создания комбинированного разряда.

электродами – около 60 мм. Закрученный поток рабочей газовой смеси (аргон + водяной пар) подается слева направо. Поток закручивается с помощью лопаточного завихрителя. Рабочая смесь создается в газовом смесителе. Расходы газов задаются и измеряются с помощью автоматизированных расходомеров.

Разряд создается с помощью двух независимых источников питания:

– S_1 – постоянного тока I со средним током до $I_{DC} \sim 2$ А;

– S_2 – модулятор 2, позволяющий получать мощные короткие импульсы тока с амплитудой до 1 кА, длительностью 1–100 мкс. Частота повторения импульсов – до $f_i \sim 1$ кГц.

При этом непрерывный разряд постоянного тока позволяет обеспечивать значительную эрозию катодного электрода с расходом порядка 1 мг/с и нагрев выходной газовой смеси до 600–900°C. Сильноточный импульсно-периодический разряд дает возможность эффективно осуществлять диссоциацию водяного пара и обеспечивать требуемую ионизацию рабочего газа.

С помощью комбинированного разряда создавалась гетерогенная плазма, содержащая продукты эрозии катода и продукты диссоциации рабочей газовой смеси.

Согласно расчетам и теоретическим рекомендациям, приведенным в [6], оптимальным расположением электродов и их конструкции в ПВР является использование тонкого анода 4 вблизи катода-сопла 1–3 и катода 1 в виде кольца + конуса (рис. 2).

В коническом сопле 1 размещались два тонких цилиндрических никелевых электрода 2 диаметром 5 мм и длиной 30 мм. Эти катоды-обострителя были гальванически связаны с металлическим соплом 1. Такие обострителя электрического поля обеспечивали устойчивость поджига и горения электрического разряда в рабочей камере реактора и значительно уменьшали величину пробойного поля.

Конденсированная фаза из корунда, порошка алюминия и капель воды осаждается на стенки реактора. По оси вихря концентрируется только водо-

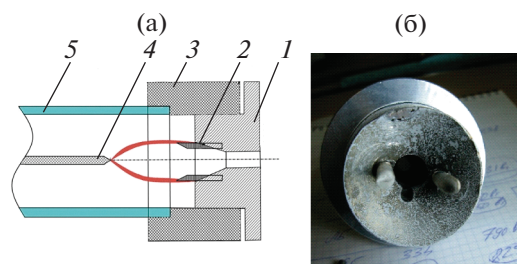


Рис. 2. Схема катодного узла-сопла (а): 1 – сопло, 2 – обострителя поля, 3 – катод, 4 – анод, 5 – кварцевый корпус реактора; общий вид (б).

род, ОН и пары алюминия. В разрядной зоне измеренная температура достигает 2500–4000°С. Алюминий в паровой фазе поступает из эрозирующего катода. Об этом свидетельствуют атомные линии AlI на спектрах, полученных вблизи катодной зоны. Алюминиевые микрокапли, попадая в зону разряда, моментально испаряются.

Для измерения параметров разряда, плазмы и рабочего потока использовалась следующая диагностическая аппаратура: ИК-пирометр с лазерным наведением MS6550A и термопарный измеритель CENTER 304 с термопарой TP-K01 для измерения газовой температуры выходящего газового потока из сопла ПВР; оптический спектрометр AvaSpec2048, позволяющий измерять параметры гетерогенной плазмы; высоковольтные пробники и токовые пробники типа Tektronix для измерения тока, напряжения и электрической мощности. Делитель и пробник используются совместно с осциллографом Tektronix MDO3014, массовый расходомер IN-FLOW F-206BI-ABD-00-V – с электронным управлением расхода рабочего газа, скоростная видеокамера Video Pro – для регистрации быстропротекающих процессов в гетерогенной плазме, промышленный анализатор водорода АВП-01 Л. Параметры плазмы были измерены с помощью метода оптической спектроскопии. Типичный оптический спектр, полученный в эксперименте с комбинированным разрядом, показан на рис. 3.

Видно, что в полученном спектре имеются следующие линии:

– спектральные линии атомарного алюминия AlI: $\lambda_1 = 394.4$ и $\lambda_2 = 396.1$ нм, соответствующие излучательным переходам из двух нижних возбужденных состояний в основное состояние атома алюминия;

– молекулярные полосы радикала AlO* (полосы перехода $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$); качественное подтверждение реакции окисления алюминия $Al + H_2O \rightarrow AlO + H_2$ с образованием молекулярного водорода;

– оптические линии бальмеровской серии атомарного водорода HИ: $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$. Их наблюдение свидетельствует о высокой энергии свободных электронов и диссоциации молекул водяного пара H_2O ;

– линии атомарного аргона ArI в области $\delta\lambda = 700–800$ нм – интенсивные переходы между низколежащими уровнями возбужденных атомов аргона;

– линии кислорода OI ($\lambda = 615.8, 645.6, 777.4$ нм) – свидетельство диссоциации паров воды. Эти линии проявляются одновременно с линиями H_α и H_β (что требует средней энергии электронов $\epsilon_e \geq 1$ эВ);

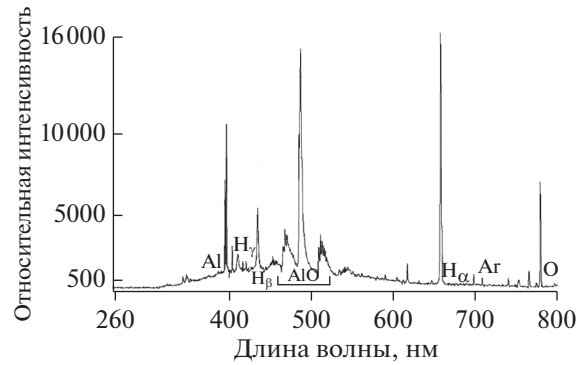


Рис. 3. Оптический спектр гетерогенной плазмы в ПВР, алюминиевые электроды, рабочая смесь – аргон–водяной пар, расход аргона – 1.5 г/с, расход водяного пара – 1.0 г/с.

– линии гидроксила ОН в спектре практически отсутствуют по двум причинам: использована стеклянная труба в рабочей секции ПВР и труба покрыта конденсатом водяного пара в этом эксперименте.

Оценены электронные концентрации плазмы по линиям H_β . Формула для расчета концентрации электронов (cm^{-3})

$$n_e = 10^{13} (\Delta\lambda)^{3/2} [C_0(T) + C_1(T) \ln\Delta\lambda],$$

где $C_0(T), C_1(T)$ – коэффициенты, зависящие от температуры.

При полуширине $H_\beta \Delta\lambda = 0.87$ нм, с учетом аппаратного уширения 0.2 нм концентрация электронов $n_e = 7.85 \times 10^{15} cm^{-3}$. Полученная величина аномально высока, так как оценка средней электронной концентрации по измеренной проводимости не превышает значения $n_e \sim 10^{14} cm^{-3}$.

Для оценки вращательной и колебательной температур газа выполнено моделирование спектра излучения радикала AlO*. Интенсивность излучения модели спектральной линии в безразмерных единицах:

$$I_r = I_{\text{норм}} \left(\frac{v_{\text{норм}}^4}{v^4} \exp \left\{ \frac{F(J') - F(J')_{\text{норм}}}{T_r} \right\} \frac{S_{J', J''}}{S_{J', J''}} \right)^{-1} \times K_{\text{норм}} \left(\frac{Q_{v', v''}}{Q_{v', v''}} \exp \left\{ \frac{G(v) - G(v)_{\text{норм}}}{T_v} \right\} \right)^{-1},$$

где $v = (T - T') + (G - G') + (F - F')$; T, G и F – соответственно электронная энергия, энергия колебательного движения и энергия вращательного движения молекул; $S_{J', J''}$ – фактор Хенля–Лондона; $Q_{v', v''}$ – фактор Франка–Кондона; T_v, T_r – колебательная и вращательная температуры. Величины с одним штрихом соответствуют нижнему колебательному (или вращательному) уровню, с двумя

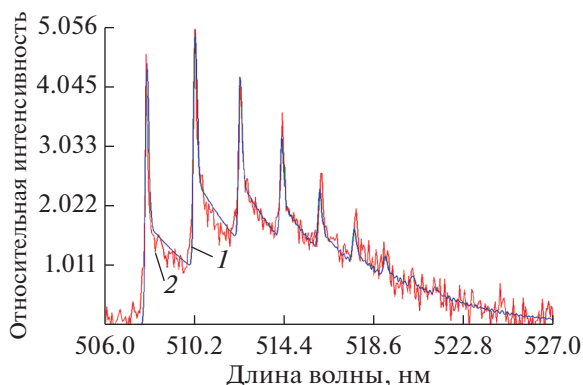


Рис. 4. Сравнение расчетной модели (1) и эксперимента (2) для AlO при $T_r = 2550$, $T_v = 2550$ К.

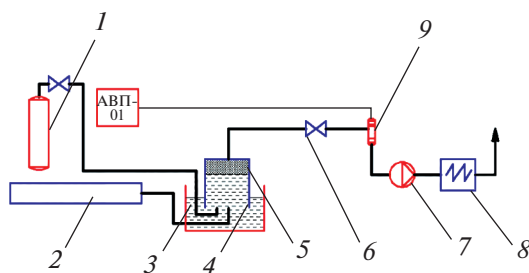


Рис. 5. Принципиальная схема измерения концентрации водорода в парогазовой смеси: 1 – баллон с чистым водородом для калибровки системы, 2 – реактор ПВР-3, 3 – гидрозатвор, 4 – газгольдер, 5 – газовая смесь, 6 – вентиль, 7 – насос, 8 – дожигатель, 9 – сенсор парциального давления.

штрихами возбужденному колебательному (или вращательному) уровню. Контур линии считается аппаратным.

Расход водяного пара в экспериментах изменялся от 0.4 до 2 г/с, расход аргона – от 0 до 4 г/с. В первом случае использовался чистый водяной пар. Точность измерения расходов компонент – ± 0.01 г/с. Для измерения использовались расходомеры типа Honeywell и InFlow.

Электронная температура T_e оценена по атомарным линиям аргона и алюминия. Ее значение достигало $T_e = 13500$ К. Отметим, что наилучшая подгонка расчетного спектра для экспериментального спектра AlO реализуется при равновесных условиях $T_r = 2550$, $T_v = 2550$ К (рис. 4). Однако электронная температура в разрядной области остается неравновесной $T_e = 13500$ К $\gg T_r$, $T_v = 2550$ К. Аргон как тяжелый газ располагается в вихревом потоке на периферии рабочей зоны, а водород – по его оси. Поэтому можно предположить, что разрядный ток протекает по границе

плазменной области и значительно подогревает электроны.

В настоящей работе особое внимание уделено надежной методике измерения концентрации водорода в выходной газовой смеси ПВР и энергетической цене генерации водорода.

Принципиальная схема измерения концентрации водорода представлена на рис. 5. Парогазовая смесь из выходного сопла ПВР 2 подавалась в бассейн 3 с водой, играющий роль гидрозатвора. В бассейне располагался вертикальный сосуд-газгольдер 4. Из сосуда с помощью насоса 7 производилась откачка воздуха. Затем он полностью заполнялся водой. В этом сосуде конденсировался выходной пар при его прохождении через слой жидкости. По мере работы реактора происходило заполнение газгольдера исследуемой газовой смесью (гремучим газом). По окончании работы реактора собранная газовая смесь 5 пропусклась через амперометрический сенсор 9 парциального давления АСрН₂-01 промышленного анализатора водорода АВП-01 Л. Запись показаний концентрации водорода в смеси и его температуры осуществлялась в программе AlfaChart485 на ПК с помощью канала RS-485.

Величина избытка тепловой мощности (коэффициента COP) изменялась в пределах COP = 2–3 в зависимости от значений параметров разряда.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Реализованный подход предполагает учет следующих факторов: геометрии экспериментальной установки, турбулентной динамики потока, тепловыделения вследствие протекания химических реакций и энерговыведения в газовом разряде без учета аргона, химической кинетики алюмо-водяной смеси. Геометрия рабочей секции установки показана на рис. 6. Расчет проводился без учета наличия держателей.

Через завихритель могут независимо осуществляться как осевая, так и тангенциальная подачи газа. Длина трубки, считая от выхода из завихрителя, из которого подается газ, равна 50 см, радиус – 2.5 см.

Анод представляет собой цилиндр длиной 10.5 см и радиусом 0.25 см, у которого ближайший к завихрителю торец расположен на расстоянии 34 см. Источник тепла, моделирующий на-

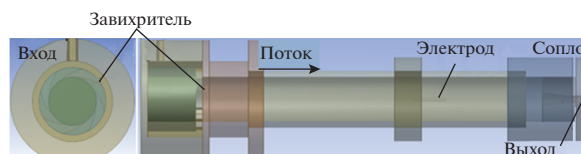


Рис. 6. Схема расчетной модели.

грев в разряде, расположен между анодом и катодом и представляет собой эллипсоид с полуосями 0.5, 0.5 и 2 см, вытянутый вдоль оси симметрии системы. Подвод алюминия осуществлялся через осевую трубку радиусом 0.5 см, выход которой находится на расстоянии 31 см от выхода завихрителя и через которую непосредственно впрыскивается алюмо-водяная смесь в поток. Газ отводится из системы через сходящееся до радиуса 0.6 см сопло, которое переходит в трубку длиной 4.5 см.

Проанализировано несколько случаев расположения и формы электродов: два толстых сплошных цилиндрических электрода, толстый сплошной анод и тонкий сплошной катод, толстый сплошной анод и трубчатый катод и тонкий сплошной анод и трубчатый катод. Численное моделирование показало, что существует комбинация формы и расположения электродов, при которой практически отсутствует противоток и энергия передается вниз по потоку. Такая форма может быть достигнута с помощью комбинации тонкого анода и трубчатого катода, расположенного на выходе из разрядной трубки, что подтверждено экспериментально.

Газовая динамика многокомпонентного реагирующего потока описывалась при помощи модели смешения с применением RANS-подхода (уравнения Навье–Стокса, осредненные по Рейнольдсу):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i v_j)}{\partial x_j} = \\ = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right], \quad (1) \\ P = \frac{\rho T}{M}, \quad E = h - \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2}. \end{aligned}$$

По индексам i, j, k в уравнениях (1) и уравнении для энергии выполняется суммирование ($i, j, k = 1, 2, 3$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial[v_i(\rho E + P)]}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\kappa_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[v_i \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2\delta_{ij}}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right] + \\ + \nabla \left(\sum_{i=1}^n h_i \mathbf{j}_i \right) + N, \end{aligned}$$

где E, P и T – объемная плотность энергии, давление и температура газа; N – объемная плотность мощности источника нагрева; c_p – теплоемкость при постоянном давлении; μ_t, μ_{eff} – коэффициенты турбулентной и эффективной вязкости; κ_{eff} – коэффициент эффективной теплопроводности, M – молярная масса смеси.

Для молярной концентрации i -й компоненты значение массовой доли каждой компоненты Y_i определялось на основе решения системы

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \nabla(\rho v Y_i) = -\nabla \mathbf{j}_i + R_i, \quad (2)$$

где R_i – слагаемое, ответственное за генерацию i -й компоненты в ходе химических реакций; \mathbf{j}_i – диффузионный поток. В уравнение для энергии включено слагаемое, описывающее диффузионный перенос энтальпии h_i .

Оценки и молекулярно-динамические расчеты [7, 8] показывают, что для не крупных частиц алюминия разрушение поверхностного слоя и испарение происходят очень быстро, что позволяет рассматривать алюминий как полностью находящийся в жидкой или газовой фазе. Вся информация о стимулированной реакции окисления алюминия изложена в работах [5, 9, 10].

В данном расчете в качестве рабочей смеси рассматривалась смесь водяного пара с алюминием. Набор использованных в расчете реакций выбран в соответствии с результатами работ [11–17]. Соответствующие константы скоростей реакций, представленные в виде

$$k(T) = A \left(\frac{T}{298} \right)^n e^{-\frac{E_a}{RT}},$$

где A – предэкспоненциальный множитель, E_a – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная, T – температура в К, приведены в таблице.

Схема соответствует конечному этапу формирования разряда в водяных парах, когда наработка металлических частиц велика и основным источником нагрева плазмы являются экзотермические реакции, идущие между металлическими частицами и водородом. Температура нейтральной компоненты достигает 4000 К, так что в разряде имеет ме-

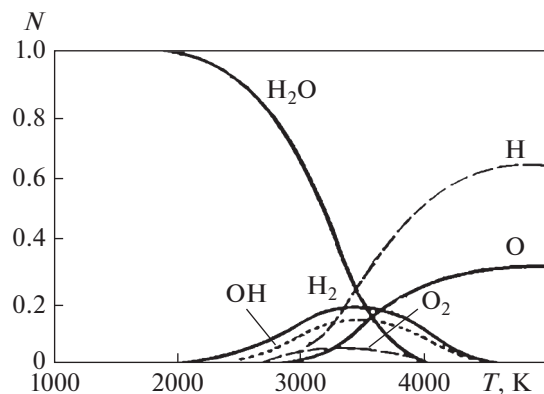


Рис. 7. Относительное содержание продуктов термической диссоциации водяного пара по данным [9].

Газофазные реакции и константы их скоростей

Реакция	$A, \text{см}^3 \text{с}^{-1} \text{моль}^{-1}$	n	$E_a, \text{кДж}$
$\text{Al} + \text{O} + \text{O}_2 = \text{AlO} + \text{O}_2$	3.30×10^{17}	-1	0
$\text{Al} + \text{O} + \text{H}_2\text{O} = \text{AlO} + \text{H}_2\text{O}$	8.40×10^{17}	-1	0
$\text{Al} + \text{O} + \text{H}_2 = \text{AlO} + \text{H}_2$	3.30×10^{17}	-1	0
$\text{Al} + \text{O}_2 = \text{AlO} + \text{O}$	2.31×10^{13}	0.17	0
$\text{AlO} + \text{O}_2 = \text{AlO}_2 + \text{O}$	4.62×10^{14}	0	83166480
$\text{O}_2 + \text{M} = \text{O} + \text{O} + \text{M}$	1.20×10^{14}	0	4.51×10^8
$\text{O}_2 + \text{O}_2 = \text{O} + \text{O} + \text{O}_2$	9.80×10^{24}	-2.5	4.93×10^8
$\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O} = \text{O} + \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	1.20×10^{19}	-1	4.93×10^8
$\text{Al} + \text{H}_2\text{O} = \text{AlOH} + \text{H}$	3.24×10^8	1.5637	9106929
$\text{Al} + \text{H}_2\text{O} = \text{AlO} + \text{H}_2$	6.29×10^{10}	0.8406	9670347
$\text{H} + \text{O} + \text{M} = \text{OH} + \text{M}$	6.20×10^{16}	-0.6	0
$\text{H} + \text{O} + \text{M} = \text{OH} + \text{M}$	4.71×10^{18}	-1	0
$\text{H} + \text{O}_2 = \text{OH} + \text{O}$	1.59×10^{17}	0.927	70568520
$\text{H}_2 + \text{O} = \text{OH} + \text{H}$	3.87×10^4	2.7	26188965
$\text{H}_2 + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	2.16×10^8	1.51	14393751
$\text{OH} + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	2.10×10^8	1.4	-1659507
$\text{H} + \text{OH} = \text{H}_2\text{O}$	1.05×10^{14}	0.23	648180
$\text{H} + \text{OH} + \text{H}_2\text{O} = \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}$	1.40×10^{23}	-2	0
$\text{H} + \text{OH} + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$	8.34×10^{15}	0	0
$\text{H} + \text{OH} + \text{H}_2 = \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2$	2.00×10^{20}	-1	0
$\text{H}_2\text{O} = \text{H} + \text{OH}$	3.95×10^{14}	0	4.46×10^8
$\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} = \text{H} + \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	1.60×10^{17}	0	4.78×10^8
$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2 = \text{H} + \text{OH} + \text{O}_2$	3.50×10^{15}	0	4.4×10^8
$\text{H} + \text{O}_2 + \text{M} = \text{HO}_2 + \text{M}$	7.00×10^{17}	-0.8	0
$\text{H} + \text{O}_2 + \text{O}_2 = \text{HO}_2 + \text{O}_2$	2.70×10^{18}	-1	0
$\text{H} + \text{O}_2 + \text{H}_2 = \text{HO}_2 + \text{H}_2$	2.09×10^{18}	-0.8	0
$\text{H} + \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O} = \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	1.56×10^{18}	-0.8	0
$\text{HO}_2 + \text{H} = 2\text{OH}$	1.50×10^{14}	0	4198212
$\text{HO}_2 + \text{H} = \text{H}_2 + \text{O}_2$	2.50×10^{13}	0	2898528
$\text{HO}_2 + \text{H} = \text{H}_2\text{O} + \text{O}$	5.00×10^{12}	0	5896776
$\text{HO}_2 + \text{O} = \text{O}_2 + \text{OH}$	2.00×10^{13}	0	0
$\text{HO}_2 + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	6.02×10^{13}	0	0
$2\text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2$	4.20×10^{14}	0	50109300
$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O} = 2\text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	1.85×10^{18}	0	1.9×10^8
$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2 = 2\text{OH} + \text{H}_2$	2.90×10^{17}	0	1.9×10^8
$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O}_2 = 2\text{OH} + \text{O}_2$	1.20×10^{17}	0	1.9×10^8
$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} = \text{HO}_2 + \text{H}_2$	1.70×10^{12}	0	15693435
$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{H} = \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$	1.00×10^{13}	0	14992902
$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{O} = \text{HO}_2 + \text{OH}$	2.80×10^{13}	0	26788116
$\text{H}_2\text{O}_2 + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$	7.00×10^{12}	0	5997327

(Продолжение)

Реакция	$A, \text{см}^3 \text{с}^{-1} \text{моль}^{-1}$	n	$E_a, \text{кДж}$
$\text{Al}_2\text{O}_3 = \text{Al}_2\text{O}_2 + \text{O}$	3.00×10^{15}	0	4.08×10^8
$\text{Al}_2\text{O}_3 = \text{AlO}_2 + \text{AlO}$	3.00×10^{15}	0	5.31×10^8
$\text{Al}_2\text{O}_2 = 2\text{AlO}$	1.00×10^{15}	0	4.93×10^8
$\text{Al}_2\text{O}_2 = \text{Al} + \text{AlO}_2$	1.00×10^{15}	0	6.23×10^8
$\text{Al}_2\text{O}_2 = \text{Al}_2\text{O} + \text{O}$	1.00×10^{15}	0	4.36×10^8
$\text{Al}_2\text{O} = \text{AlO} + \text{Al}$	1.00×10^{15}	0	5.57×10^8
$\text{AlO}_2 = \text{AlO} + \text{O}$	1.00×10^{15}	0	3.7×10^8
$\text{AlOH} = \text{AlO} + \text{H}$	1.00×10^{15}	0	4.8×10^8
$\text{AlOH} = \text{Al} + \text{OH}$	1.00×10^{15}	0	5.52×10^8
$\text{Al} + \text{HO}_2 = \text{AlO} + \text{OH}$	1.33×10^{13}	0.17	0
$\text{Al} + \text{HO}_2 = \text{AlH} + \text{O}_2$	1.33×10^{13}	0.17	0
$\text{AlO} + \text{H} + \text{M} = \text{AlOH} + \text{M}$	1.99×10^{15}	0.5	0
$\text{Al} + \text{OH} + \text{M} = \text{AlOH} + \text{M}$	2.16×10^{15}	0.5	0
$\text{AlOH} + \text{H} = \text{AlO} + \text{H}_2$	2.66×10^8	0.82	65183640
$\text{Al} + \text{H} + \text{M} = \text{AlH} + \text{M}$	9.43×10^{14}	0.5	0
$\text{AlH}_2 = \text{AlH} + \text{H}$	1.46×10^{15}	0	1.94×10^8
$\text{AlH}_3 = \text{AlH} + \text{H}_2$	1.48×10^{13}	0	2.56×10^8
$\text{AlH} + \text{H} = \text{Al} + \text{H}_2$	7.15×10^{13}	0.17	0
$\text{AlH}_2 + \text{H} = \text{AlH} + \text{H}_2$	2.00×10^{13}	0	0
$\text{AlH}_3 + \text{H} = \text{AlH}_2 + \text{H}_2$	4.75×10^9	1.5	0
$\text{AlOH} + \text{O} = \text{AlO} + \text{OH}$	7.53×10^{12}	0.5	36979500
$\text{AlO} + \text{OH} + \text{M} = \text{AlO}_2\text{H} + \text{M}$	2.62×10^{15}	0.5	0
$\text{AlO} + \text{AlH} = \text{AlOH} + \text{Al}$	2.54×10^{13}	0.17	0
$\text{AlO}_2 + \text{H} + \text{M} = \text{AlO}_2\text{H} + \text{M}$	2.19×10^{15}	0.5	0
$\text{AlOH} + \text{O} + \text{M} = \text{AlO}_2\text{H} + \text{M}$	2.94×10^{15}	0.5	0
$\text{AlO} + \text{HO}_2 = \text{AlOH} + \text{O}_2$	2.19×10^{14}	-0.08	-290850
$\text{AlOH} + \text{HO}_2 = \text{AlO}_2\text{H} + \text{OH}$	3.76×10^{13}	0.14	0
$\text{AlO}_2 + \text{H}_2\text{O} = \text{AlO}_2\text{H} + \text{OH}$	2.63×10^2	3.26	28503300
$\text{AlO}_2 + \text{H}_2 = \text{AlO}_2\text{H} + \text{H}$	4.62×10^{10}	1.39	24431400
$\text{AlO}_2 + \text{OH} = \text{AlO}_2\text{H} + \text{O}$	2.57×10^{13}	0.17	0
$\text{AlO}_2\text{H} + \text{O} = \text{AlOH} + \text{O}_2$	2.14×10^{13}	0.17	0
$\text{H} + \text{H} + \text{M} = \text{H}_2 + \text{M}$	6.40×10^{17}	-1	0
$\text{H} + \text{H} + \text{H}_2 = \text{H}_2 + \text{H}$	9.72×10^{16}	-0.6	0
$\text{H} + \text{H} + \text{H}_2\text{O} = \text{H}_2 + \text{H}_2\text{O}$	1.00×10^{19}	-1	0
$\text{H} + \text{H} + \text{H} = \text{H}_2 + \text{H}$	3.20×10^{15}	0	0
$\text{H}_2 + \text{M} = \text{H} + \text{H} + \text{M}$	5.88×10^{18}	-1.1	4.36×10^8
$\text{H}_2 + \text{H}_2 = \text{H} + \text{H} + \text{H}_2$	3.46×10^{14}	0	4.02×10^8
$\text{H}_2 + \text{O}_2 = \text{H} + \text{H} + \text{O}_2$	3.46×10^{14}	0	4.02×10^8
$\text{H}_2 + \text{H}_2\text{O} = \text{H} + \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	8.48×10^{19}	-1.1	52530
$\text{H}_2\text{O} + \text{O} = \text{OH} + \text{OH}$	5.75×10^{13}	0	75222120

(Окончание)

Реакция	$A, \text{см}^3 \text{с}^{-1} \text{моль}^{-1}$	n	$E_a, \text{кДж}$
$\text{H} + \text{H}_2\text{O} = \text{H}_2 + \text{OH}$	1.87×10^{14}	0	86698230
$\text{H}_2 + \text{OH} = \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	2.53×10^{18}	0.48	14127000
$\text{O} + \text{OH} = \text{H} + \text{O}_2$	8.91×10^{12}	0	-2085810
$\text{H} + \text{O}_2 = \text{O} + \text{OH}$	8.65×10^{14}	-0.24	68142000
$\text{O} + \text{H}_2 = \text{OH} + \text{H}$	5.10×10^4	2.67	26259600
$\text{OH} + \text{H} = \text{O} + \text{H}_2$	4.88×10^3	2.8	16204500
$\text{HO}_2 + \text{O}_2 = \text{H} + \text{O}_2 + \text{O}_2$	2.80×10^{15}	0	1.91×10^8
$\text{H}_2\text{O} + \text{O}_2 = \text{HO}_2 + \text{OH}$	5.60×10^{13}	0.17	3.04×10^8
$2\text{OH} = \text{HO}_2 + \text{H}$	1.20×10^{13}	0	1.68×10^8
$\text{H}_2 + \text{O}_2 = \text{H} + \text{HO}_2$	1.94×10^{14}	0	2.47×10^8
$\text{O}_2 + \text{OH} = \text{O} + \text{HO}_2$	2.23×10^{13}	0	2.2×10^8
$\text{H}_2 + \text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}$	3.01×10^{13}	0	1.09×10^8
$\text{OH} + \text{H}_2\text{O} = \text{H} + \text{H}_2\text{O}_2$	2.40×10^{14}	0	3.37×10^8
$\text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2 = \text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2$	2.80×10^{13}	0	1.37×10^8

сто практически полная термическая диссоциация водяного пара (рис. 7). Это дает возможность не рассматривать плазмохимическую кинетику, что сильно упрощает расчет. Численное моделирование нестационарного трехмерного турбулентного закрученного потока было выполнено с использованием пакета программ ANSYS FLUENT 15.0, который решает основные уравнения по методу конечных объемов. Для пространственной дискретизации плотности, импульса, энергии и турбулентных величин используется схема второго порядка. Применение схем высшего порядка не изменило скоростей и профилей концентрации.

Диффузионные члены рассчитывались с использованием центральной разностной схемы второго порядка точности. Значения давления на гранях интерполируются с использованием схемы PRESTO! из-за вихревого характера потока.

Вид коэффициентов μ_{eff} и κ_{eff} определяется применяемой моделью турбулентности. Здесь для замыкания системы (1), (2) применялась модель турбулентности Спаларта–Аллмараса [18] в модификации, позволяющей учитывать кривизну линий тока. Выбор этой модели обосновывается рядом численных экспериментов, продемонстрировавших хорошее согласие с экспериментальными данными [19, 20]. Изменения давления в реакторе не превышают нескольких процентов, и зависимость скоростей реакций от давления можно пренебречь. На входах завихрителя задавался массовый расход газа в 2 г/с и его температура $T = 300 \text{ К}$. Массовый расход через осевой подвод устанавливался равным 1 г/с, а массовая доля алюминия – 0.01. Давление газа на выходе из трубы при-

равнивалось атмосферному. На боковых стенках и поверхностях электродов ставились условия прилипания.

С учетом незначительного содержания частиц алюминия и их ультра- и нанодисперсного размера дополнительно принималось допущение о равенстве скоростей и температур газовой и конденсированной фаз. При этом влияние фазовых переходов в уравнении неразрывности не учитывалось.

Расчетная сетка состояла из 4×10^6 (от 3.7×10^6 до 4.3×10^6) ячеек, около стенок была структурированной и сгущалась для минимизации влияния численной диффузии и устойчивого расчета структуры течений с большими градиентами. Дальнейшее ее измельчение не приводило к изменению результатов более чем на 1–2%. Сетка состоит из гексаэдрических ячеек. Максимальная скошенность ячеек равна 0.9, минимальная ортогональность – 0.10. Средние значения ортогональности и скошенности равны 0.60 и 0.20 соответственно. Такие показатели являются достаточными для проведения расчета рабочих режимов в реакторе. У сетки нет инфляции по границам, так как ячейки достаточно мелкие и для начального этапа расчета инфляция не нужна.

Для связи поля скоростей с полем давления при расчете несжимаемых течений широко используется процедура SIMPLE. Согласно этому методу, сначала задается некоторое приближенное поле давления, с использованием которого определяется приближенное поле скоростей. Затем решается так называемое уравнение для поправки давления, которое выводится из уравнений неразрывности

и движения. С учетом данной поправки давления определяется поправка к полю скоростей. После этого решается уравнение переноса для других величин (температура, турбулентность и др.). Эта процедура итеративно повторяется до тех пор, пока не будет достигнуто условие сходимости решения. Основным критерием сходимости является достижение выполнения уравнения неразрывности с заданной точностью, также проверяются невязки поля скоростей и остальных величин, для которых решаются уравнения (1), (2). Сходимость расчета контролировалась с использованием мониторинга невязок и выполнением условия сохранения массового расхода газа. Обработка результатов и визуализация решений проводились в пакете Ansys CFD-post.

Результаты расчетов полей аксиальной скорости, температуры и молярной концентрации некоторых компонент смеси показаны на рис. 8–10.

Все рисунки соответствуют вкладываемой в разряд мощности, равной 1000 Вт.

На рис. 8 показано, что при создании оптимальной конфигурации установки практически удалось исключить появление зон противотока, наличие которых отрицательно сказывается на эффективности установки, так как приводит к заметному нагреву элементов конструкции. Газовая смесь в центре прогревается до высоких температур порядка 4000 К (рис. 9), что совпадает с экспериментальными данными [5].

На выходе концентрация водорода в соответствии с расчетами равна 10.24 мг/с. В эксперименте наблюдалась выходная концентрация водорода 15.78 мг/с. Таким образом, есть доста-

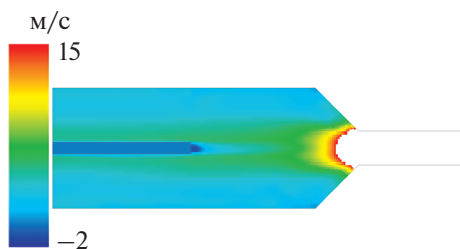


Рис. 8. Распределение аксиальной скорости потока, м/с.

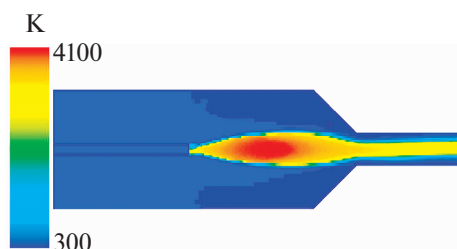


Рис. 9. Распределение температуры потока, К.

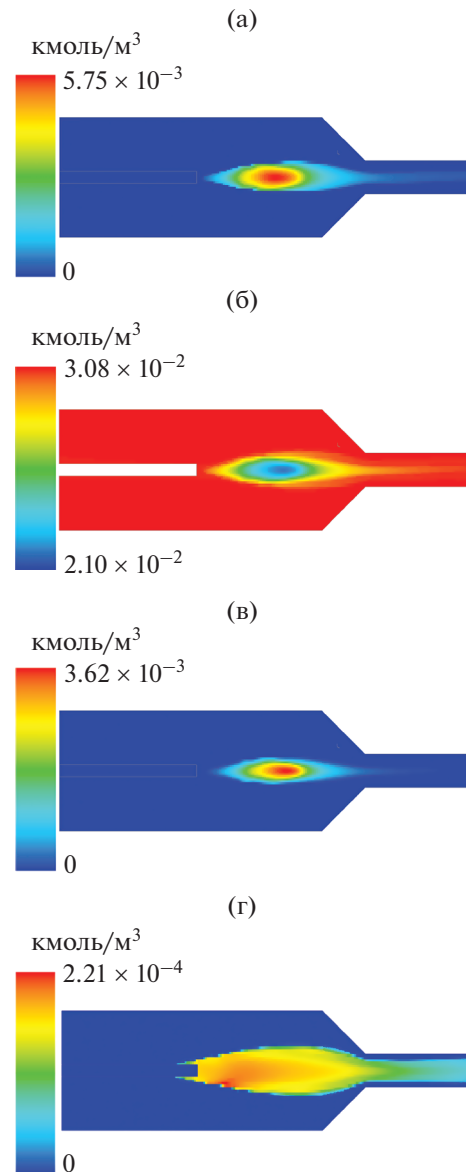


Рис. 10. Распределение молярной концентрации атомарного водорода в потоке (а), водяного пара (б), атомарного кислорода (в), алюминия (г).

точно удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных.

Кроме того, видно, что горение разряда продолжается и в выводящей трубке, что тоже совпадает с экспериментальными данными. Концентрации реагирующих компонент смеси (рис. 10), кроме водяного пара (рис. 9), объяснимо имеют максимальные значения в разрядной области.

Суммарная через выходное отверстие мощность составила 2153 Вт при подаваемых 1000 Вт. Таким образом, коэффициент преобразования энергии COP в рамках данного расчета равен $COP \approx 2.15$, что качественно совпадает с экспериментальными результатами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований гетерогенного разряда в смеси водяных паров и микрочастиц алюминия в закрученном потоке при атмосферном давлении. Создан диагностический комплекс, позволяющий измерять параметры плазмы и потока. Найдены электронная и газовая температуры, концентрация электронов в плазме установки, определена величина избытка тепловой мощности СОР.

Теоретически найдена комбинация формы и расположения электродов, при которой практически отсутствует противоток и энергия передается вниз по потоку. Создана математическая модель кинетики плазмохимических реакций для расчета рабочих режимов в реакторе при использовании разряда на водяных парах с частицами алюминия. Выполнено численное моделирование вихревого потока чистого водяного пара с частицами алюминия в присутствии источника нагрева. Вместо алюминия возможно использование порошков и других металлов, например никеля. Получены пространственно-временные распределения параметров потока, таких как скорость, температура и давление, а также распределения концентраций компонентов разрядной смеси.

Работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности (проект № FSSS-2020-0014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Palo D.R., Dagle R.A., Holladay J.D.* Methanol Steam Reforming for Hydrogen Production // *Chem. Rev.* 2007. V. 107. № 10. P. 3992.
2. *Астановский Д.Л., Астановский Л.З., Кустов П.В.* Энергосберегающее, экологически чистое получение водорода из углеводородного сырья // *Нефтегазохимия.* 2016. № 3. С. 10.
3. *Шейндлин А.Е.* Алюмоводородная энергетика // *Вестн. РАН.* 2010. Т. 80. № 3. С. 218.
4. *Bityurin V.* Assessment of Characteristics of MHD Generators on Aluminum Oxidation Products // *AIAA Paper* 2011–1074.
5. *Klimov A., Bityurin V., Grigorenko A. et al.* Plasma Assisted Combustion of Heterogeneous Fuel in High-Speed Airflow // *AIAA Paper.* 2009–1411.
6. *Klimov A., Kazanskii P., Belov N., Tolkunov B., Zavershinskii I., Molevich N.* Thermal Energy Release and Hydrogen Production in Swirl Heterogeneous Plasma-chemical Reactor // *J. Phys.: Conf. Series.* 2018. V. 1112. P. 012024.
7. *Starik A.M., Kuleshov P.S., Sharipov A.S., Titova N.S., Tsai C.-J.* Numerical Analysis of Nanoaluminum Combustion in Steam // *Combust. Flame.* 2014. V. 161. № 6. P. 1659.
8. *Campbell T.J., Aral G., Ogata S., Kalia R.K., Nakano A., Vashista P.* Oxidation of Aluminum Nanoclusters // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. № 20. 205413.
9. *Битюрин В.А., Григоренко А.В., Ефимов А.В., Климов А.И., Коршунов О.В., Кутузов Д.С., Чиннов В.Ф.* Спектральный и кинетический анализ газоразрядной гетерогенной плазмы в потоке смеси Al, H₂O, Ar // *ТВТ.* 2014. Т. 52. № 1. С. 3.
10. *Битюрин В.А., Климов А.И., Коршунов О.В., Чиннов В.Ф.* Кинетическая модель окисления Al парами воды в гетерогенной плазме. Газофазная кинетика // *ТВТ.* 2014. Т. 52. № 5. С. 657.
11. *Куреев В.А.* Методы практических расчетов в термодинамике химических реакций. 2-е изд. испр. и доп. М.: Наука, 1975. 536 с.
12. *Ibragimova L.B., Smekhov G.D., Shatalov O.P.* Recommended Rate Constants of Chemical Reactions in an H₂-O₂ Gas Mixture with Electronically Excited Species O₂(¹Δ), O(¹D), OH(²Σ) Involved. M.: Institute of Mechanics of Lomonosov Moscow State University, 2003. 31 p. <https://bit.ly/3tINoCB>
13. *Старик А.М., Савельев А.М., Титова Н.С.* Особенности воспламенения и горения композитных топлив, содержащих наночастицы алюминия (обзор) // *ФГВ.* 2015. Т. 51. № 2. С. 64.
14. *Washburn E.B., Trivedi J.N., Catoire L., Beckstead M.W.* The Simulation of the Combustion of Micrometer-sized Aluminum Particles with Steam // *Combust. Sci. Tech.* 2008. V. 180. P. 1502.
15. *Коршунов О.В., Чиннов В.Ф., Кавыркин Д.И.* Кинетическая модель окисления Al в гетерогенной алюмо-водяной плазме. Отрицательные ионы // *ТВТ.* 2017. Т. 55. № 2. С. 189.
16. *Бычков В.Л., Юровский В.А.* Моделирование пучковой плазмы паров воды // *ТВТ.* 1993. Т. 31. № 1. С. 8.
17. *Битюрин В.А., Климов А.И., Коршунов О.В., Чиннов В.Ф.* Кинетическая модель окисления Al парами воды в гетерогенной плазме. Гетерофазная кинетика // *ТВТ.* 2015. Т. 53. № 1. С. 23.
18. *Spalart P.R.* Strategies for Turbulence Modelling and Simulations // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 2000. V. 21. P. 252.
19. *Gorburnova A., Klimov A., Molevich N., Moralev I., Porfiriev D., Sugak S., Zavershinskii I.* Precessing Vortex Core in a Swirling Wake with Heat Release // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 2016. V. 59. P. 100.
20. *Завершинский И.П., Климов А.И., Молевич Н.Е., Сугак С.С.* Акустически индуцированное формирование спиральных структур в закрученном потоке аргона в присутствии импульсно-периодического ВЧЕ-разряда // *ТВТ.* 2018. Т. 56. № 3. С. 472.

УДК 532.517.4:536.244

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ОБЛУНЕННОМ УЗКОМ КАНАЛЕ ПРИ ТРАНСФОРМАЦИИ ОТРЫВНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ С РОСТОМ УГЛА УКЛОНА УЕДИНЕННОЙ КОНИЧЕСКОЙ ЛУНКИ

© 2022 г. С. А. Исаев^{1, 2, *}, Д. В. Никущенко², И. А. Попов³,
А. Г. Судаков¹, Н. В. Тряскин², Л. П. Юнаков⁴

¹Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, Россия

³Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева (Казанский авиационный институт), Казань, Россия

⁴Балтийский государственный технический университет им. Д.Ф. Устинова, Россия

*E-mail: isaev3612@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.01.2021 г.

После доработки 10.03.2021 г.

Принята к публикации 19.05.2021 г.

Проведено численное исследование турбулентного ($Re = 40000$) обтекания уединенной конической лунки глубиной 0.233 диаметра пятна на стенке узкого (сечением 2.5×0.33) канала при изменении угла уклона θ . Трансформация струйно-вихревой структуры осредненного течения от симметричной системы парных вихрей к моносмерчевому потоку приводит к интенсификации отрывного течения и теплообмена. Максимальные скорости возвратного и вторичного течения возрастают на 25 и 40% соответственно, а максимум турбулентной энергии скачкообразно падает на 30%. В 2.5 раза уменьшается минимум относительного отрицательного трения на дне лунки (доходит до -1.5). После $\theta = 45^\circ$ происходит достаточно быстрое уменьшение интенсивности отрывного течения в лунке. Тепловая эффективность контрольного участка с лункой заметно отстает от роста относительных гидравлических потерь, однако теплогидравлическая эффективность $THE = (Nu_{mm}/Nu_{mmp})/(\xi/\xi_{pl})^{1/3}$ близка к единице.

DOI: 10.31857/S004036442202020X

ВВЕДЕНИЕ

Энергоэффективные поверхности, структурированные лунками, являются одной из перспективных вихревых технологий для энергетики [1]. Оказывается, что тепловая эффективность таких поверхностей по сравнению с гладкими стенками двигательных трактов и элементов энергооборудования может превосходить увеличение относительных гидравлических потерь. В обзоре [2] уделяется внимание разнообразным геометрическим формам лунок: сферическим, каплевидным, со сложным рельефом дна и удлиненным наклонным овално-траншейным лункам. Бурный прогресс в области аддитивных технологий способствует успешному созданию рельефов структурированных поверхностей из профилированных на основе численного моделирования лунок. Однако в проведенном анализе [2] оказались практически не затронутыми простые технологические формы лунок, такие как цилиндрические и конические. Исследования теплообмена при обтекании составленных из них рельефов довольно редки.

Среди них следует отметить работы [3–5], в которых рассматриваются уединенные цилиндрические и пакетные конические лунки на плоских стенках, в том числе в конфузорных каналах. Так, численные и экспериментальные исследования показали, что интенсификация теплообмена в конфузорном канале с углом раскрытия 1.37° и шахматным пакетом конических углублений на стенке составляет около 40% по сравнению с гладким каналом, при этом гидравлическое сопротивление увеличивается примерно на 10% (глубина лунок $h = 0.23D$, где D – диаметр пятна, угол конусности – 45° , шаг между лунками – 1.33, число Рейнольдса варьируется в диапазоне 6300–13500). В [6] рассчитан конвективный теплообмен в плоскопараллельном узком канале с цилиндрической лункой умеренной глубины ($h/D = 0.12$), расположенной на его нагретой постоянным тепловым потоком стенке, при $Re_H = 20000$ (H – высота канала). На основе компьютерного анализа струйно-вихревой структуры течения в цилиндрической лунке установлены гидродина-

мические особенности интенсификации теплообмена в ней, связанные с взаимодействием втекающего в лунку потока с ее боковыми стенками, обуславливающим кардинальное увеличение теплоотдачи на боковых и задней гранях лунки. Суммарная теплоотдача в лунке, определенная по площади ее пятна, оказалась на 68% больше по сравнению с соответствующим участком гладкой стенки плоскопараллельного канала при 47% росте гидравлических потерь. С учетом всей площади внутренней поверхности лунки тепловая эффективность цилиндрической лунки умеренной глубины составила 1.22. Цилиндрическая лунка по тепловой и теплогидравлической эффективности оказывается предпочтительнее сферической лунки того же углубления.

В [7] представлены предварительные результаты расчета конвективного теплообмена при турбулентном обтекании конических лунок глубиной $0.233D$ на стенке узкого канала, который является компьютерным аналогом экспериментальных стенов [8, 9], при $Re_D = 40000$. Угол уклона θ лунок варьируется от 10° до 60° . В данном исследовании производится уточнение и анализ результатов с акцентом на влияние перестройки отрывного течения с ростом θ на локальные и интегральные характеристики течения и теплообмена. Методическая основа работы представлена в статье [10], где, в частности, детально излагается и обосновывается подход к оценке гидравлических потерь. В [11, 12] сравниваются симметричные и асимметричные уединенные лунки умеренной глубины ($0.13D$), в том числе 10° усеченный конус по тепловой и теплогидравлической эффективности. Показывается, что удлиненные наклонные лунки генерируют более интенсивные вихревые структуры.

Особое внимание в данном исследовании уделяется смене режима отрывного течения в конической лунке, подобного тому, который происходит в сферической лунке по мере ее углубления [13, 14]. В [13] впервые замечена трансформация двухячейстой вихревой структуры в моносмерчевой наклоненный струйный поток при обтекании сферической лунки глубиной $0.22D$ с радиусом скругления $0.1D$ на плоскости при $Re_D = 23500$ и толщине турбулентного пограничного слоя $0.175D$. Обнаружено, что трансформация структуры сочетается со скачкообразным возрастанием теплоотдачи. В [14] уточняется, что перестройка отрывного потока сопровождается интенсификацией теплообмена как в области глубокой ($0.22D$) сферической лунки (~60%), так и в следе за ней (~45%). Показано, что при асимметризации вихревой картины происходит почти двукратное увеличение максимального значения локального числа Нуссельта, которое в пять раз превышает уровень теплопередачи для гладкой стенки. В самом углуб-

лении тепловая нагрузка с подветренной стороны оказывается значительно ниже, чем в случае гладкой стенки. В [15] детально анализируются перестройки вихревых структур с увеличением глубины сферической лунки на стенке узкого канала, аналогичного [11].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МОДЕЛИ И МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Рассматривается турбулентный конвективный теплообмен в окрестности уединенной конической лунки на нагретой стенке узкого канала (рис. 1), соответствующего экспериментам [8, 9]. В качестве характерных параметров выбираются диаметр пятна лунки D и среднемассовая скорость потока U . Высота канала принимается равной 0.33, а ширина – 2.5. Рассматриваются конические лунки глубиной $h/D = 0.233$ с переменным углом θ от 10° до 60° и для сравнения сферическая лунка с $h/D = 0.26$. Степень турбулентности задается близкой к экспериментальной (1–5%), а масштаб турбулентности принимается порядка характерного размера. Относительный радиус скругления кромки – 0.025. Число Прандтля принимается равным 0.7 (в качестве рабочей среды рассматривается воздух), стенка канала с лункой поддерживается при постоянной температуре 100°C (373 K), а верхняя плоская противоположная стенка канала изотермическая с температурой, равной 20°C . Боковые стенки принимаются адиабатическими. На входе в расчетную область задается профиль полностью развитого турбулентного течения. Постановка задачи аналогична [10].

Расчетная область охватывает ограниченное стенками пространство узкого канала протяженностью 6.7. Входная граница располагается на расстоянии 1.4 от проекции центра лунки на плоскость нижней стенки, принимаемой в качестве центра декартовой системы координат x, y, z .

Для решения задачи применяется многоблочная расчетная сетка, содержащая порядка 1 млн ячеек. Композиционно сетка состоит из трех разномасштабных фрагментов: 1) канальной прямоугольной (с минимальным шагом по продольной координате 0.08 и по поперечной координате 0.07) сетки со сгущением узлов к стенке, предназначенной для отображения течения в пределах канала; 2) подробной, предназначенной для детализации течения в ближнем следе лунки, декартовой сетки, покрывающей окрестность лунки с размерами $3.3 \times 0.1 \times 1.7$ (с передней границей, удаленной от центра на расстояние 0.44); 3) цилиндрической, прилегающей к облуненной стенке криволинейной, согласованной с поверхностью сферической лунки, эллиптической сетки, сгущающейся к стенке; 4) косоугольной сетки, покрывающей ось цилиндрической луночной сетки – “заплатки” размером 0.2×0.2 (см. [10, 11]). Присте-

ночный шаг выбирается равным 10^{-4} . Канальная сетка содержит $83 \times 69 \times 87$ ячеек, а окружающая сферическую лунку детальная прямоугольная сетка — $132 \times 31 \times 59$ ячеек. Для подробной сетки 2 минимальные величины продольного и поперечного шага равны 0.03. Цилиндрическая эллиптическая сетка, согласованная с лункой, содержит $108 \times 53 \times 103$ ячейки, а косоугольная сетка, накрывающая ось, — $21 \times 53 \times 21$.

Методология решения нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса URANS базируется на концепции расщепления по физическим процессам и реализуется в процедуре коррекции давления SIMPLEC [10, 11], приспособленной для моделирования конвективного теплообмена на многоблочных структурированных сетках с их частичным перекрытием. Развиваемая методология распараллеливается применительно к кластерным (многоядерным и многопроцессорным) системам и обобщается на случай неструктурированных сеток. Для уменьшения эффектов численной диффузии, связанных с ошибками аппроксимации конвективных членов уравнений количества движения, используется схема Леонарда с квадратичной интерполяцией против потока [16]. Для замыкания URANS применяется модифицированная с учетом влияния кривизны линий тока модель переноса сдвиговых напряжений [12]. В уравнениях переноса турбулентных характеристик и уравнении энергии конвективные члены дискретизируются по схеме Ван Лира [17], ориентированной на расчет параметров с их скачкообразным изменением.

Расчетная методология имеет второй порядок аппроксимации по пространственным переменным и первый порядок по времени. Безразмерный шаг по времени — 0.02. На каждом временном шаге многократно (6–10 итераций) решается уравнение поправки давления и рассчитываются поля составляющих скорости, давления, а также характеристик турбулентности. Вычислительный процесс заканчивается при выходе на периодические режимы изменения локальных и интегральных параметров, включая поперечную силу, действующую на контрольный участок с лункой. Приемлемость URANS для расчета пространственных отрывных течений обосновывается в ряде численных исследований, в том числе в расчетах периодического обтекания кубика в канале (эксперимент Мартинуццы) [18]. Обоснование достоверности RANS-прогнозов характеристик теплообмена при отрывном обтекании неглубокой сферической лунки на стенке узкого канала представлено в [12] в сравнении с данными экспериментов В.И. Терехова [7].

В настоящей работе анализируются осредненные по периоду колебаний локальные и интегральные характеристики, определенные по ме-

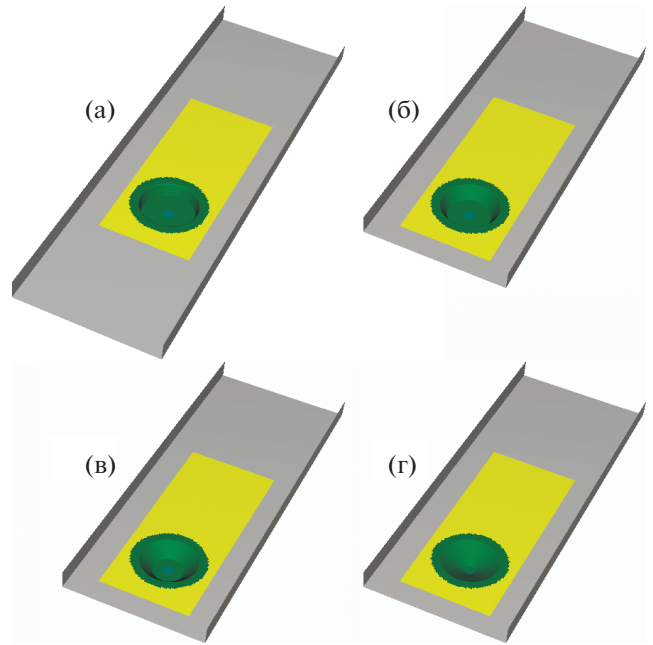


Рис. 1. Плоскопараллельный канал с конической лункой на нагретой стенке с различными углами уклона θ : (а) — $\theta = 10^\circ$, (б) — 30° , (в) — 45° , (г) — 60° .

тодике [18]. В их число входят распределения перепада коэффициентов давления на омываемой облуненной стенке и стенке плоскопараллельного канала $C_p - C_{ppl}$ и относительного трения C_f/C_{fpl} в срединном продольном сечении лунки. Также анализируются зависимости от угла уклона θ экстремальных характеристик течения U_{min} , W_{max} , турбулентности K_{max} , тепловой и теплогидравлической эффективности, а также относительных коэффициентов гидравлических потерь ξ/ξ_{pl} .

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2–5 представлены некоторые из полученных результатов.

Расчеты обтекания конической лунки глубиной 0.233 на стенке узкого канала при $Re = 40000$ (рис. 2) показали, что при углах уклона θ в диапазоне от 10° до 22.5° реализуется симметричная структура осредненного течения с двумя зеркальными струйно-вихревыми структурами, а свыше 30° она трансформируется в моносмерчевую наклонную структуру, ориентированную справа налево или слева направо в пространстве лунки. Перестройка вихревой структуры сопровождается интенсификацией возвратного и вторичного течений, а также снижением уровня турбулентной энергии. При θ свыше 45° отрывное течение в лунке начинает ослабевать, а гидравлические потери снижаются.

Асимметризация осредненной вихревой структуры обтекания конической лунки при переходе θ

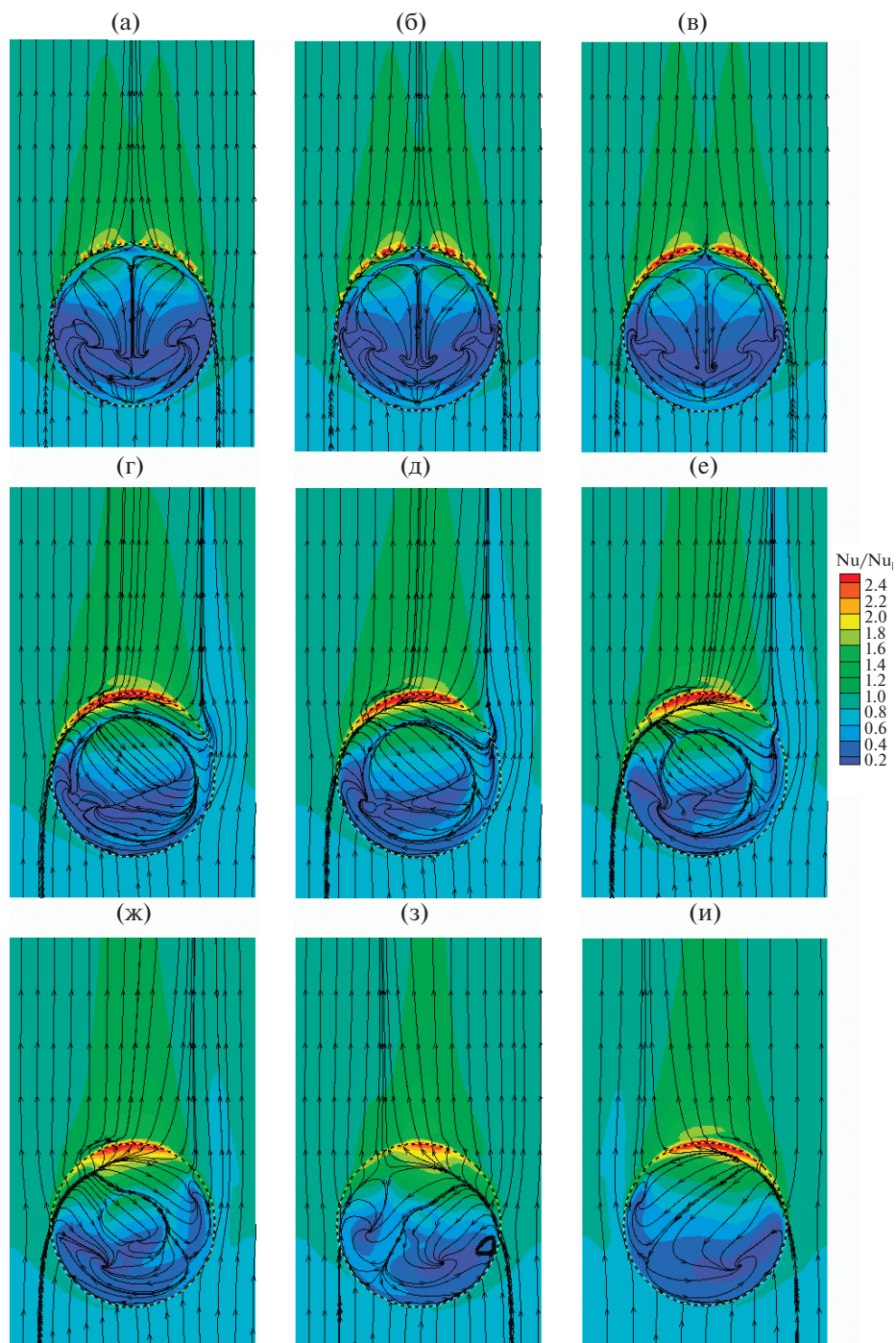


Рис. 2. Поля распределений относительного числа Нуссельта Nu/Nu_0 с нанесенными картинками растекания по омываемой поверхности с конической лункой: (а) – $\theta = 10^\circ$, (б) – 17.5° , (в) – 22.5° , (г) – 30° , (д) – 37.5° , (е) – 45° , (ж) – 52.5° , (з) – 60° ; (и) – сферическая лунка.

от 22.5° к 30° приводит к двукратному возрастанию локальных силовых нагрузок на наветренную кромку лунки и в 2.5-кратному снижению минимума относительного отрицательного трения на дне лунки (до -1.5) в продольном срединном сечении лунки (рис. 3).

Обнаружено кардинальное различие распределений относительного числа Нуссельта для режимов с двумя симметричными вихрями и асимметричной наклонной смерчевой структурой (рис. 4). Минимальный уровень осредненных по поперечным полосам контрольного участка $Nu_m/Nu_{mpl}(x)$

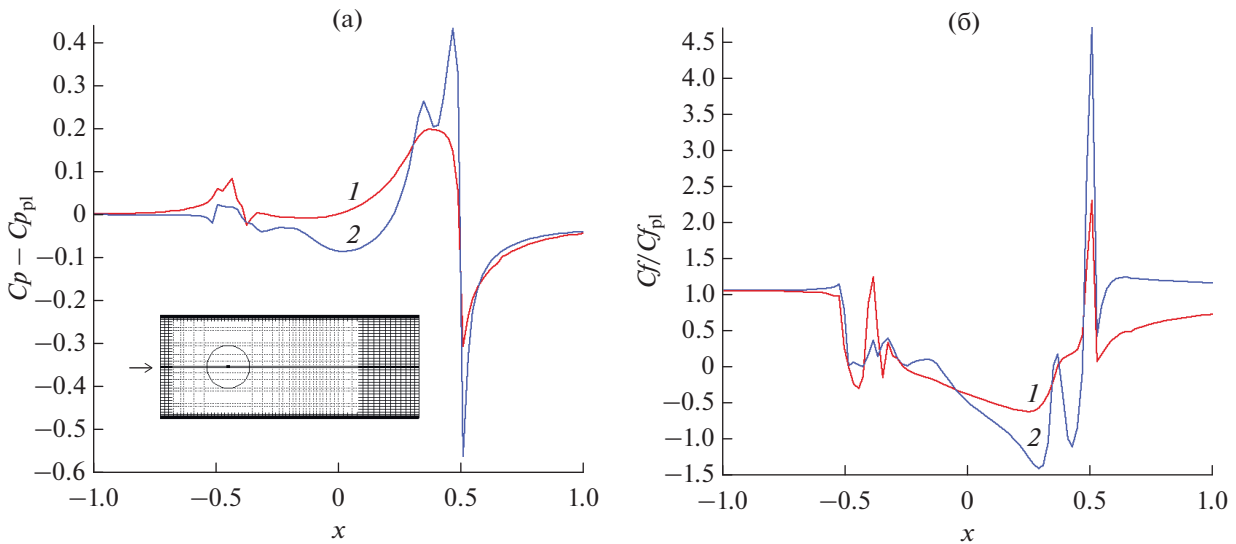


Рис. 3. Сравнение распределений перепада коэффициента давления $C_p - C_{ppl}$ (а) и относительного трения C_f/C_{fpl} (б) в срединной плоскости лунки при углах уклона, соответствующих трансформации вихревых структур: 1 – $\theta = 22.5^\circ$, 2 – 30° .

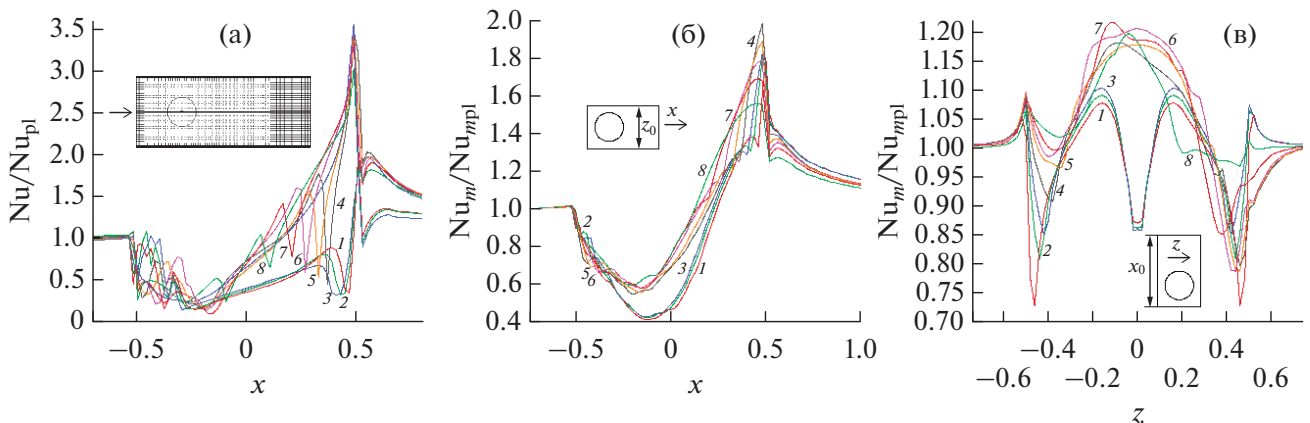


Рис. 4. Сравнение распределений локальных и интегральных относительных характеристик теплоотдачи $Nu/Nu_{pl}(x)$ (а), $Nu_m/Nu_{mpl}(x)$ (б), $Nu_m/Nu_{mpl}(z)$ (в) при изменении угла уклона лунки: 1 – $\theta = 10^\circ$, 2 – 17.5° , 3 – 22.5° , 4 – 30° , 5 – 37.5° , 6 – 45° , 7 – 52.5° , 8 – 60° .

внутри подветренной стороны лунки для первого режима оказывается порядка 0.4, а для второго – 0.6. Максимум на наветренном склоне лунки достигает величины 2 при $\theta = 30^\circ$ и с ростом θ снижается примерно до 1.5 при $\theta = 60^\circ$. Минимумы осредненных по продольным полосам контрольного участка $Nu_m/Nu_{mpl}(z)$ для первого режима симметричны и возникают на боковых склонах лунок, а также в продольном срединном сечении. Максимумы (с величинами 1.06–1.1) приходятся на середины прилегающих к наветренному склону зон. Для второго режима характерно асимметричное распределение осредненных по полосам относительных тепловых нагрузок с максимумами (1.17–1.22) в центральной зоне лунок. Моношерчевые структуры ориентированы слева

направо. Левые минимумы Nu_m/Nu_{mpl} увеличиваются с ростом θ , достигая 1.02 при $\theta = 60^\circ$. Правые минимумы, наоборот, монотонно уменьшаются, стабилизируясь на уровне 0.8. На наветренном склоне конической лунки максимум относительного числа Нуссельта доходит до 3.5 при $\theta = 45^\circ$. На дне конической лунки при $\theta > 30^\circ$ возникает вторичный максимум Nu/Nu_{pl} , который по мере роста θ снижается с 1.7 до 1 при 60° .

Увеличение θ в первом режиме сопровождается незначительным ростом максимальных скоростей возвратного ($-U_{min}$) и вторичного W_{max} течения в конической лунке, а также максимальной величины энергии турбулентности K_{max} . Трансформация вихревой структуры в лунке при пере-

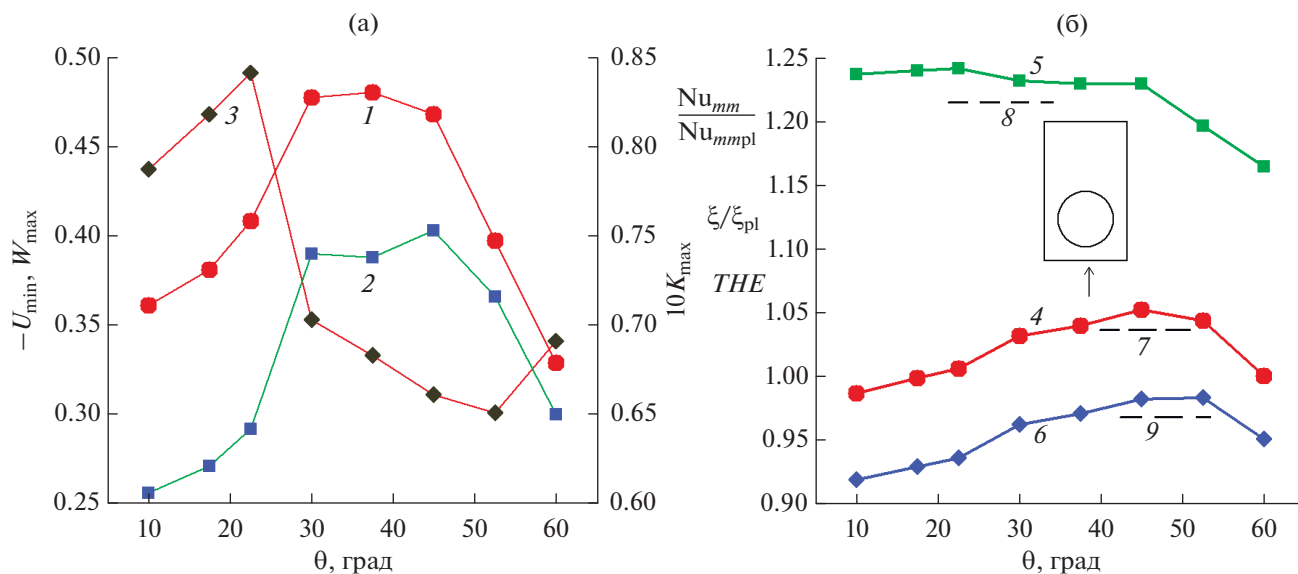


Рис. 5. Сравнение зависимостей от угла θ экстремальных характеристик: (а) – U_{\min} (1), W_{\max} (2), K_{\max} (3); (б) – тепловой Nu_{mml}/Nu_{mmpl} (4, 7) и теплогидравлической THE (6, 9) эффективности, относительных гидравлических потерь ξ/ξ_{pl} (5, 8); 7–9 – данные для сферической лунки.

ходе от $\theta = 22.5^\circ$ к 30° кардинально влияет на экстремальные параметры течения и характеристики турбулентности. Резко увеличиваются примерно до 0.47 и 0.4 ($-U_{\min}$) и W_{\max} соответственно и остаются на этом уровне до $\theta = 45^\circ$. Уровень K_{\max} после резкого падения при смене режима продолжает монотонное снижение до $\theta = 52.5^\circ$ (рис. 5а). Также после $\theta = 45^\circ$ происходит достаточно быстрое уменьшение интенсивности отрывного течения.

Тепловая эффективность, определенная по теплосъему с контрольного участка с лункой (размером 2 на 1.5 со смещением центра на 0.5 по потоку), Nu_{mml}/Nu_{mmpl} заметно отстает от роста относительных гидравлических потерь ξ/ξ_{pl} , причем теплогидравлическая эффективность $THE = (Nu_{mml}/Nu_{mmpl})/(\xi/\xi_{pl})^{1/3}$ не превосходит единицы, хотя и близка к ней (рис. 5б). Увеличение θ в первом режиме сопровождается слабым ростом тепловой эффективности и относительных гидравлических потерь. Трансформация вихревых структур приводит к заметным изменениям интегральных характеристик: повышению тепловой эффективности и уменьшению уровня гидравлических потерь. Nu_{mml}/Nu_{mmpl} растет примерно с 1.01 до 1.03, а ξ/ξ_{pl} убывает от 1.24 до 1.23. THE поднимается несколько заметнее – с 0.93 до 0.96. С увеличением θ свыше 30° тепловая эффективность снижается, сначала медленно до 45° , а затем быстрее, достигая 0.985 при $\theta = 60^\circ$. Относительные гидравлические потери до 45° держатся на уровне 1.23, а затем быстро уменьшаются примерно до 1.17. Также монотонно снижается THE до уровня 0.95.

Интересно отметить, что расчетные данные для сферической лунки близкой глубины с коническими (0.26) уступают лункам с углами уклона θ в диапазоне 40° – 52.5° .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное исследование посвящено анализу влияния на конвективный теплообмен перестройки вихревой структуры турбулентного обтекания при $Re = 40000$ уединенной конической лунки глубиной 0.233 на стенке узкого канала (сечением 2.5 на 0.33) при изменении угла уклона θ . При малых углах θ (до 22.5°) лунка близка по форме к цилиндрической и для нее характерен близкий к переключательному режим течения с попеременным образованием смерчеобразных структур на боковых склонах лунки. При осреднении нестационарного течения наблюдается симметричная (зеркальная) вихревая картина с взаимодействием закрученных струй от боковых склонов в продольной плоскости симметрии и формированием веерной струи, истекающей из конической лунки. При умеренных углах θ (свыше 30°) нестационарное течение в лунке приобретает монотонный характер с образованием наклоненного закрученного потока, истекающего из лунки с боковой стороны. При этом ориентация потока (слева направо или справа налево) получается случайной. Для больших углов θ (свыше 45°) наблюдается стационарное обтекание лунки. Трансформация струйно-вихревой картины течения от симметричной системы вихрей к монотонной структуре приводит к интенсификации отрывного течения и теплообмена. Макси-

мальные скорости возвратного и вторичного течения возрастают примерно на 25 и 40% соответственно, а максимум турбулентной энергии скачкообразно падает на 30%. Двукратно возрастают локальные силовые нагрузки на наветренную кромку лунки и в 2.5 раза уменьшается минимум относительного отрицательного трения на дне лунки (до -1.5) в продольном срединном сечении лунки. После $\theta = 45^\circ$ происходит достаточно быстрое уменьшение интенсивности отрывного течения в лунке. Тепловая эффективность, определенная по теплосъему с контрольного участка с лункой, Nu_{mm}/Nu_{mmp} заметно отстает от роста относительных гидравлических потерь ξ/ξ_{pl} , однако теплогидравлическая эффективность $THE = (Nu_{mm}/Nu_{mmp})/(\xi/\xi_{pl})^{1/3}$ близка к единице, хотя и не превосходит ее.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках реализации программы Научного центра мирового уровня “Передовые цифровые технологии” (соглашение от 16.11.2020 № 075-15-2020-903).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вихревые технологии для энергетики / Под общ. ред. Леонтьева А.И. М.: Изд. дом МЭИ, 2017. 500 с.
2. *Rashidi S., Hormozi F., Sunden B., Mahian O.* Energy Saving in Thermal Energy Systems Using Dimpled Surface Technology – A Review on Mechanisms and Applications // *Appl. Energy*. 2019. V. 259. P. 1491.
3. *Hiwada M., Kawamura T., Mabuchi I., Kumada M.* Some Characteristics of Flow Pattern and Heat Transfer Past a Circular Cylindrical Cavity // *Bull. Jap. Soc. Mech. Eng.* 1983. V. 26. № 220. P. 1744.
4. *Bunker R.S., Gotovskii M., Belen'kiy M., Fokin B.* Heat Transfer and Pressure Loss for Flows Inside Converging and Diverging Channels with Surface Concavity Shape Effects // *Proc. 4th Int. Conf. Compact Heat Exchangers and Enhancement Technology*. Crete Island, Greece. Sep. 29–Oct. 3. 2003. 10 p.
5. *Banker R., Belen'kii M.Ya., Gotovsky M.A., Fokin B.S., Isaev S.A.* Experimental and Computational Investigation of the Hydrodynamics and Heat Transfer in a Flat Channel of Variable Width for Smooth and Intensified Surfaces // *Heat Transfer Res.* 2004. V. 35. № 1–2. P. 34.
6. *Исаев С.А., Леонтьев А.И., Баранов П.А., Попов И.А., Щелчков А.В., Габдрахманов И.Р.* Численное моделирование интенсификации теплообмена в плоскопараллельном канале с цилиндрической неглубокой лункой на нагретой стенке // *ИФЖ*. 2016. Т. 89. № 5. С. 1195.
7. *Leontiev A., Isaev S., Kornev N., Chudnovsky Ja., Hassel E.* Numerical Modeling and Physical Simulation of Vortex Heat Transfer Enhancement Mechanisms over Dimpled Relief // *Proc. 14th Int. Heat Transfer Conf. “IHTC 14”*. 2010. IHTC14-22334.
8. *Terekhov V.I., Kalinina S.V., Mshvidobadze Yu.M.* Heat Transfer Coefficient and Aerodynamic Resistance on a Surface with a Single Dimple // *Enhanced Heat Transfer*. 1997. V. 4. P. 131.
9. *Turnow J.* Flow Structure and Heat Transfer on Dimpled Surfaces. PhD Thesis. University of Rostock, 2011. 151 p.
10. *Isaev S.A., Kornev N.V., Leontiev A.I., Hassel E.* Influence of the Reynolds Number and the Spherical Dimple Depth on the Turbulent Heat Transfer and Hydraulic Loss in a Narrow Channel // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2010. V. 53. Iss. 1–3. P. 178.
11. *Isaev S.A., Schelchikov A.V., Leontiev A.I., Gortyshov Yu.F., Baranov P.A., Popov I.A.* Tornado-like Heat Transfer Enhancement in the Narrow Plane-parallel Channel with the Oval-trench Dimple of Fixed Depth and Spot Area // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2017. V. 109. P. 40.
12. *Isaev S., Leontiev A., Chudnovsky Y., Nikushchenko D., Popov I., Sudakov A.* Simulation of Vortex Heat Transfer Enhancement in the Turbulent Water Flow in the Narrow Plane-parallel Channel with an Inclined Oval-trench Dimple of Fixed Depth and Spot Area // *Energies*. 2019. V. 12. № 1296. P. 1.
13. *Исаев С.А., Леонтьев А.И., Баранов П.А., Усачов А.Е.* Бифуркация вихревого турбулентного течения и интенсификация теплообмена в лунке // *Докл. РАН*. 2000. Т. 373. № 5. С. 615.
14. *Исаев С.А., Леонтьев А.И., Кудрявцев Н.А., Пышный И.А.* О влиянии перестройки вихревой структуры с увеличением глубины сферической лунки на стенке узкого плоскопараллельного канала на скачкообразное изменение теплоотдачи // *ТВТ*. 2003. Т. 41. № 2. С. 268.
15. *Isaev S.A., Schelchikov A.V., Leontiev A.I., Baranov P.A., Gulcova M.E.* Numerical Simulation of the Turbulent Air Flow in the Narrow Channel with a Heated Wall and a Spherical Dimple Placed on it for Vortex Heat Transfer Enhancement Depending on the Dimple Depth // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2016. V. 94. P. 426.
16. *Leonard B.P.* A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation // *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* 1979. V. 19. № 1. P. 59.
17. *Oosterlee C.W., Gaspar F.J., Washio T., Wienands R.* Multigrid Line Smoothers for Higher Order Upwind Discretizations of Convection-Dominated Problems // *J. Comp. Phys.* 1998. V. 139. № 2. P. 274.
18. *Исаев С.А., Лысенко Д.А.* Расчет нестационарного обтекания кубика на стенке узкого канала с помощью URANS и модели турбулентности Спаларта–Аллмареса // *ИФЖ*. 2009. Т. 82. № 3. С. 429.

УДК 536.3:629.78

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК НА ПОВЕРХНОСТЬ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В ИМИТАТОРЕ С СЕТЧАТЫМИ МОДУЛЯМИ

© 2022 г. А. В. Колесников¹, А. В. Палешкин¹ *, П. Ф. Пронина¹, Е. В. Шеметова², **¹Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия²АО «НПО им. С.А. Лавочкина», Химки, Россия*E-mail: paleshkin@mai.ru**E-mail: elena_shemetova08@mail.ru

Поступила в редакцию 10.11.2020 г.

После доработки 14.09.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

Представлены результаты исследований, связанных с проблемой создания инфракрасного имитатора многомодульного типа для моделирования тепловых нагрузок на поверхность космических аппаратов при их тепловакуумной обработке. Показано, что такой имитатор может быть создан с использованием в качестве модулей сетчатых излучателей, применяемых при проведении автономных тепловакуумных испытаний отдельных элементов космического аппарата с преимущественно плоскими внешними поверхностями. При этом возникает задача управления многомодульным имитатором, заключающаяся в необходимости определения такого характера распределения электрической мощности, подводимой к отдельным модулям, при котором расчетные внешние тепловые нагрузки на поверхность испытуемого объекта воспроизводились бы с максимально возможной для рассматриваемой имитационной системы точностью. Данная задача решается как обратная задача теории управления тепловыми процессами. Результаты вычислительных экспериментов свидетельствуют о возможности достижения высокой точности моделирования внешних тепловых нагрузок на космические аппараты с невогнутой формой наружной поверхности.

DOI: 10.31857/S0040364422020260

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время подходы к наземной обработке космической техники претерпели существенные изменения по сравнению с теми, которые декларировались в первые десятилетия развития практической космонавтики, когда основное внимание уделялось решению приоритетных задач, определяющих технический и научный уровень стран-разработчиков новой техники, в том числе и космической. На этом этапе экспериментальные установки создавались, исходя из критерия максимально возможного приближения имитируемых внешних условий эксплуатации разрабатываемых систем аэрокосмического назначения к реальным. При этом стоимость достижения данного эффекта являлась вторичным фактором.

Однако, столкнувшись с трудностями практической реализации концепции наземной экспериментальной обработки космической техники в условиях, максимально приближенных к натурным, создатели космической техники все большее внимание стали уделять разработке приближенных методов физического моделирования внешних тепловых нагрузок на поверхность космических аппа-

ратов (КА) и разработке методического и программного обеспечения управления энергетическими характеристиками технических средств, реализующих эти методы.

В качестве таких приближенных средств моделирования используются упрощенные излучающие системы, различные по конструкции и способу подвода энергии [1–5], но с одной общей особенностью – основная энергия испускаемого ими излучения сосредоточена в средней и дальней инфракрасных полосах спектра с длиной волны излучения, превышающей 3 мкм, где спектральная поглощательная способность большинства наружных покрытий КА слабо зависит от длины волны падающего излучения. В этом заключается основное преимущество инфракрасных имитаторов перед другими. Практическое же использование таких имитаторов сопряжено с необходимостью преодоления больших трудностей, связанных с управлением их энергетическими режимами эксплуатации. Основная трудность заключается в выборе таких режимов, при которых обеспечивалась бы максимально возможная точность моделирования заданных тепловых нагрузок, разумеется, в рамках принципиальных возможностей рассмат-

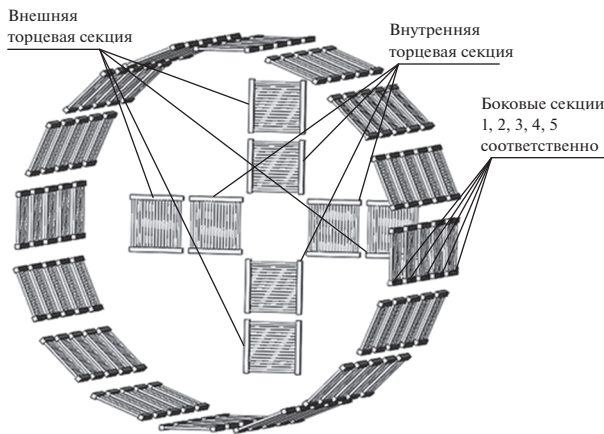


Рис. 1. Геометрическая модель имитатора (представлена без каркаса).

риваемой излучающей системы. Данные сложности обусловлены тем, что такие имитаторы не воспроизводят параметры поля излучения источников, тепловое воздействие которых на поверхность КА требуется в процессе испытаний. С их помощью воспроизводятся лишь расчетные значения внешних тепловых нагрузок, источником которых могут быть Солнце, тепловое излучение планет, их спутников, а также тепловое влияние частей КА, не вошедших в состав испытываемого объекта, например, по причине ограниченности размеров экспериментальной установки.

При проведении автономных тепловых испытаний частей КА с плоскими наружными поверхностями расчетные внешние тепловые нагрузки часто воспроизводятся с помощью так называемых сетчатых излучателей. Такие излучатели конструктивно выполняются в виде тонких параллельно расположенных токопроводящих проводов (чаще всего из нихрома), смонтированных на рамке из неэлектропроводного материала. Сетчатые излучатели имитатора устанавливаются в непосредственной близости от тех участков поверхности испытываемого объекта, на которые они должны воспроизводить расчетные внешние тепловые нагрузки.

Обладая рядом достоинств, например, такими как простота в изготовлении и эксплуатации, незначительное экранирование облучаемой поверхности, сетчатые излучатели в то же время имеют серьезный недостаток, чрезвычайно ограничивающий область их применения: каждый излучатель должен участвовать в облучении лишь той поверхности, в непосредственной близости от которой находится. Пересечение областей лучистого воздействия излучателей приводит к появлению погрешностей моделирования облученности испытываемого объекта с неплоской наружной поверхностью. В связи с этим актуальной является за-

дача создания имитатора внешних тепловых нагрузок на основе совокупности сетчатых излучателей, установленных вокруг испытываемого объекта на существенном от него расстоянии с тем, чтобы каждый модуль мог участвовать в облучении различных по ориентации и расположению тепловоспринимающих элементов испытываемого объекта.

Для создания такого имитатора необходимо рассмотреть, по крайней мере, следующие задачи, которые и решаются в настоящей работе:

- 1) выявить среди известных оптимальный методический подход и алгоритм расчета локальных угловых коэффициентов между тепловоспринимающими элементами испытываемого объекта и элементами сетчатых модулей имитатора (тонкими проводами);
- 2) установить зависимость плотности падающего на элемент теплового потока от подводимой к сетчатому модулю электрической мощности и его геометрических параметров;
- 3) выявить оптимальный в отношении точности воспроизведения заданных внешних тепловых нагрузок закон распределения подводимой к модулям электрической мощности.

МЕТОДИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЛОКАЛЬНЫХ УГЛОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

На рис. 1 изображен имитатор цилиндрической формы с однотипными сетчатыми излучателями (модулями), расположенными на боковой и торцевых ажурных, но достаточно жестких поверхностях.

Для упрощения вводится предположение о том, что сетчатый излучатель рассматривается как совокупность параллельно расположенных и параллельно запитываемых электрическим током одинаковых по длине проводов длиной l и диаметром d . Такое допущение можно принять в силу того, что в реальных сетчатых излучателях $l \gg \Delta b$, где Δb – шаг между проводами. Число проводов в модуле принимается равным N . Чтобы в модуле была центральная нить, число N должно быть нечетным. Середина центральной нити считается центральной точкой модуля. Предполагается, что на боковой поверхности цилиндрической части каркаса имитатора модули располагаются так, что их нити параллельны образующим прямым каркаса имитатора, а центральные нити лежат на самом каркасе. У торцевых модулей центральные точки размещаются на концентрических окружностях разного диаметра, но с одинаковым угловым шагом.

Расположение каждого j -го сетчатого модуля определяется цилиндрическими координатами их центральных точек в связанной с каркасом имитатора системе координат (R_j, γ_j, Z_j) . Тогда середина каждого k -го излучающего элемента (провода

длиной l) этого модуля в связанной с каркасом имитатора системе координат имеет следующие координаты:

$$\gamma_k = \begin{cases} \gamma_j - \arctg \left(\frac{\frac{b}{2} - (k-1)\Delta b}{R_j} \right) & \text{при } k \in \left[1; \frac{N+1}{2} \right], \\ \gamma_j + \arctg \left(\frac{\left(k - \frac{N+1}{2} \right) \Delta b}{R_j} \right) & \text{при } k \in \left[\frac{N+1}{2} + 1; N \right]. \end{cases}$$

$$r_k = \sqrt{R_j^2 + (b/2 - ((k-1)\Delta b))^2},$$

где $k \in [1; N]$, N – число параллельных нитей в модуле;

Локальный угловой коэффициент φ_{di-j} между тепловоспринимающим элементом dF_i испытуемого объекта и j -м сетчатым модулем имитатора будет равен сумме локальных угловых коэффициентов между площадкой dF_i и всеми N проводами j -го модуля:

$$\varphi_{di-j} = \sum_{k=1}^N d\varphi_{di-k}. \quad (1)$$

Апробированы два метода расчета коэффициента φ_{di-j} для сетчатых нагревателей [5–7]. Первый из них основан на аппроксимации короткого по длине участка поверхности излучающей нити поверхностью многогранника с треугольными гранями, другой на замене данного участка цилиндрической излучающей нити плоским излучателем с изменяющейся в зависимости от расположения тепловоспринимающего элемента ориентацией. Результаты сопоставления свидетельствуют о предпочтительности второго подхода. В основе замены лежит то обстоятельство, что в направлении любого элемента тепловоспринимающей поверхности достаточно короткий элемент излучающей нити, имеющей круглое сечение, испускает излучение практически как плоский элемент dF_j . Ширина такого элемента равна диаметру нити d , а нормаль лежит в плоскости Ω , проходящей через ось нити и вектор \mathbf{p}_{dj-di} с началом в центральной точке этого плоского элемента и концом в центральной точке элемента dF_i тепловоспринимающей поверхности. Если, например, $d/\rho = 0.01$, то угловой диаметр излучающего элемента не превышает 0.29° , т.е. лучи, исходящие от него, можно считать параллельными.

ПЛОТНОСТЬ ТЕПЛОвого ПОТОКА, ПАДАЮЩЕГО НА ЭЛЕМЕНТЫ ИСПЫТУЕМОГО ОБЪЕКТА

Подводимая к сетчатому модулю электрическая мощность W_j за счет излучения его проводов

рассеивается в окружающее пространство. Интенсивность I уходящего с поверхности проводов излучения при диффузном характере их излучения и при степени черноты их поверхности ϵ может быть представлена в виде $I = \epsilon I^0$, где I^0 – интенсивность (яркость) излучения абсолютно черного тела с температурой, равной температуре провода.

Плотность теплового потока q_i , приходящего на некий тепловоспринимающий элемент dF_i испытуемого объекта от какого-то j -го сетчатого модуля, определяется выражением

$$q_i = \epsilon \pi I_j \varphi_{i-j}, \quad (2)$$

где φ_{i-j} – локальный угловой коэффициент i -го тепловоспринимающего элемента и j -го модуля, при этом $\varphi_{i-j} = \sum_{k=1}^N \varphi_{i-k}$. Здесь φ_{i-k} – угловой коэффициент между i -м тепловоспринимающим элементом и k -й нитью модуля.

С учетом того, что W_j – мощность, подводимая к j -му модулю, запишем

$$W_j = \epsilon \pi I_j \pi d N. \quad (3)$$

Тогда выражение для q_i примет другой, более удобный для последующего решения задачи вид:

$$q_i = \frac{W_j \varphi_{i-j}}{\pi l d N}.$$

Используя соотношения (2) и (3), можно выразить I_j через W_j . Это позволит для оптимизации режима работы имитатора с сетчатыми модулями использовать те же методические подходы, что и для имитаторов модульного типа с линейчатыми или условно точечными излучателями.

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМА РАБОТЫ ИМИТАТОРА

Задача определения оптимального в отношении точности воспроизведения заданных внеш-

них тепловых нагрузок закона распределения подводимой к модулям электрической мощности решается как одна из обратных задач [8, 9] теории управления тепловыми процессами в следующей постановке. Пусть $\mathbf{q}^0 = (q_1^0, q_2^0, q_3^0, \dots, q_n^0)$ – вектор заданных значений плотности теплового потока в определенных точках поверхности испытуемого объекта, а $\mathbf{W}^0 = (W_1, W_2, \dots, W_m)$ – вектор управления. Координаты данного вектора представляют собой упорядоченную совокупность значений электрической мощности, подводимой к модулям сетчатого имитатора.

Вектор \mathbf{W}^0 выбирается из условия определенной согласованности вектора \mathbf{q}^0 с $\mathbf{q} = (q_1, q_2, q_3, \dots, q_n)$ значений плотности тепловых потоков, поглощаемых тепловоспринимающими элементами испытуемого объекта в условиях облучения его модулями рассматриваемого имитатора [7, 10]. При этом

$$q_i = \sum_{j=1}^m \frac{W_j \Phi_{di-j}}{\pi d l N}.$$

В качестве меры отклонения вектора \mathbf{q}_i от вектора \mathbf{q}_i^0 выбирается среднеквадратичная невязка

$$\psi(W_1, W_2, \dots, W_m) = \sum_{i=1}^n \left(\sum_{j=1}^m \frac{W_j \Phi_{di-j}}{\pi d l N} - q_i^0 \right)^2.$$

Решаемая задача сводится к минимизации функции $\psi(W^0)$ при следующих естественных физических ограничениях на искомые величины W_j : $W_j \geq 0$, $W_j \leq W_{\max}$ при любых $j \in [1; m]$. Для оптимизации вектора \mathbf{W}^0 используется итерационный алгоритм: $W_0^{(k+1)} = W_0^{(k)} + \Delta W_0^{(k)}$, где надстрочный индекс k – номер приближения. Начальное приближение искомого вектора можно задавать в значительной степени произвольно. В качестве приращения ΔW_0^k при переходе к следующему приближению используется вектор $\Delta \mathbf{W}_0^k = -\beta^{(k)} \cdot \mathbf{I}^{(k)}$, где $\mathbf{I}^{(k)}$ – векторная величина, определяющая направление спуска, т.е. направление перехода от вектора $\mathbf{W}_0^{(k)}$ к вектору $\mathbf{W}_0^{(k+1)}$, а $\beta^{(k)}$ – скалярная величина, характеризующая длину шага вдоль этого направления (глубину спуска). В данной работе направление спуска определялось методом скорейшего спуска, т.е. определялось направлением, противоположным градиенту функционала $\psi(W_0)$ (противоположным вектору $\psi'(W_0) = (\partial\psi/\partial W_1; \partial\psi/\partial W_2; \dots, \partial\psi/\partial W_m)$).

Глубина спуска $\beta^{(k)}$ рассчитывалась численно с использованием итерационного алгоритма, который в данном случае реализуется следующим об-

разом. В качестве нулевого приближения значения $\beta^{(k)}$ принимается $\beta^{(k)} = 0$. Малый шаг $\Delta\beta^{(k)}$ изменения величины $\beta^{(k)}$ задается, например, равным $0.01 I^{(k)}$. Тогда первое приближение вектора $\Delta \mathbf{W}_0^k$ равно $-\Delta\beta^{(k)}$. Далее осуществляется расчет целевой функции при полученном первом приближении приращения вектора $\mathbf{W}_0^{(k)}$. Если полученное значение целевой функции окажется выше предыдущего, то после увеличения $\beta^{(k)}$ на $\Delta\beta^{(k)}$ вычисляется следующее приближение вектора $\mathbf{W}_0^{(k)}$ и снова определяется значение целевой функции $\psi(W_0)$. Полученное значение сравнивается с предыдущим. Итерационный процесс прекращается тогда, когда последующее значение целевой функции окажется больше предыдущего. Это предыдущее значение и будет считаться минимальным при выбранном направлении спуска. Значение $\beta^{(k)}$, при котором достигается минимум $\psi(W_0)$, и является оптимальной глубиной спуска при переходе от вектора $\mathbf{W}_0^{(k)}$ к вектору $\mathbf{W}_0^{(k+1)}$.

После вычисления $(k + 1)$ приближения вектора $\mathbf{W}_0^{(k+1)}$ определяется следующее приближение. На каждой итерации значение вектора \mathbf{W}^0 корректируется в связи с необходимостью выполнения условий по ограничению этого вектора. Итерационный процесс прекращается, как только наметится тенденция к увеличению целевой функции.

Разработанный и представленный в данной статье метод моделирования тепловых нагрузок на поверхность КА в имитаторе с блочными сетчатыми излучателями реализован в виде многоблочной компьютерной программы и используется в вычислительных экспериментах для исследования возможностей данной имитационной системы в отношении точности моделирования внешних тепловых нагрузок на объекты с разной формой внешней поверхности.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Пусть в имитаторе с цилиндрическим каркасом установлен симметрично расположенный с ним испытуемый объект цилиндрической формы.

На боковой поверхности имитатора сетчатые модули установлены в пяти равноотстоящих друг от друга секциях – по 16 модулей в каждом сечении, а на торцевых панелях – по восемь модулей на каждой.

Требуется определить такое распределение подводимой к модулям имитатора электрической мощности, при котором достигается максимальная точность моделирования заданной внешней тепловой нагрузки на поверхность испытуемого объекта с определенными относительными раз-

мерами. В качестве моделируемой внешней тепловой нагрузки рассматривалась нагрузка, соответствующая нахождению объекта над поверхностью Земли на высоте 300 км в подсолнечной точке (зенитный угол Солнца равен 0°). Продольная ось Oz объекта располагалась параллельно поверхности Земли, а ось Ox направлена к центру Земли. При этом ось Ox направлена на Солнце. Сферическое альbedo Земли $a_{сф}$ принималось равным 0.35, а величина солнечной постоянной $S = 1400 \text{ Вт/м}^2$.

Расчет плотности внешних тепловых потоков, падающих на элементы цилиндрического объекта, осуществлялся по методике, изложенной в работе [11].

Для решения рассматриваемой задачи необходимо задать геометрические модели имитатора и испытываемого объекта. Эти модели должны быть полными в той мере, чтобы можно было определить величины локальных угловых коэффициентов между тепловоспринимающими элементами испытываемого объекта и модулями имитатора.

К имеющимся обозначениям вводятся следующие дополнительные обозначения: D – диаметр имитатора; L – его длина; d_0 , l_0 – соответственно диаметр и длина испытываемого объекта. Размеры объекта и длина имитатора относятся к диаметру имитатора.

Геометрическая модель имитатора. Как уже отмечалось, расположение каждого j -го сетчатого модуля боковой поверхности имитатора ($j = 1, \dots, n$) определяется цилиндрическими координатами их центральных точек в связанной с каркасом имитатора цилиндрической системе координат (R_j, γ_j, Z_j) .

Расположение центральных точек торцевых модулей задается в полярных координатах на торцевых плоскостях имитатора. Длина каждого модуля равна длине провода l . Ширина модуля $b = (N - 1)\Delta b$.

В рассматриваемой модельной задаче геометрическим параметрам имитатора и испытываемого объекта присваиваются следующие значения: $D = 3 \text{ м}$, $L/D = 1.5$, $l_0/d_0 = 1.5$, $d_0/D = 0.4$, $d = 10^{-3} \text{ м}$, $N = 11$, $l = 0.3 \text{ м}$, $\Delta b = 10^{-2} \text{ м}$, $b = 0.1 \text{ м}$.

Геометрическая модель испытываемого объекта. Для расчета лучистого теплообмена испытываемого объекта в имитаторе необходимо знать координаты центральных точек элементов поверхности объекта, ориентацию их нормалей, площади поверхности каждого элемента. В связи с этим целесообразно осуществить аппроксимацию поверхности исследуемого объекта многогранной поверхностью с мелкими гранями. Для этого на

цилиндрической поверхности в связанной с испытываемым объектом системе координат задаются цилиндрические координаты большого числа точек. Затем осуществляется аппроксимация этой поверхности многогранной поверхностью с треугольными гранями и определяются ориентации нормалей, координаты центральных точек и площади каждой грани. Центральные точки треугольных граней определялись как точки пересечения их медиан. Данный подход к заданию геометрической модели поверхности испытываемого объекта описан в статье [6] и реализован в данной работе в виде компьютерной программы. В рассматриваемой модельной задаче боковая поверхность испытываемого объекта аппроксимировалась поверхностью многогранника с 912 треугольными гранями, находящимися в 19 поясах с 48 гранями в каждом поясе. Пояса образованы 20 поперечными сечениями цилиндрической поверхности, следующих друг за другом с одинаковым шагом $\Delta z = l_0/20$. Аппликата первого сечения равна нулю, последнего – l_0 .

Разбиение торцевых поверхностей цилиндра на мелкие площадки осуществляется с помощью системы окружностей с радиусами R_j , изменяющимися от 0 до $d/2$ с шагом dR , и прямых, проходящих через центр круга под углом γ по отношению к оси Ox с угловым шагом $d\gamma$. В этом случае координаты центральных точек площадок dF_i можно представить в виде $x_i = (R_i - dR/2)\cos(\gamma - d\gamma/2)$, $y_i = (R_i - dR/2)\sin(\gamma - d\gamma/2)$, $z_i = 0$ – для нижнего торца и $z_i = -1$ – для верхнего. Выражение для площадей торцевых элементарных площадок деления при принятых обозначениях имеет вид

$$dF_i = (R_i^2 - (R_i - dR/2)d\gamma/4).$$

Всего на поверхности объекта выделялось 1872 тепловоспринимающих элемента (элементарные площадки). В качестве радиационно-оптических характеристик поверхности объекта, характеризующих коэффициентом поглощения A_S поверхности по отношению к падающему солнечному излучению и степенью черноты ϵ , принимались характеристики широко применяемой в космической технике облицовочной арамидной желтой ткани, у которой $A_S \approx 0.29$, а $\epsilon \approx 0.55$.

Результаты расчета. Полученные в результате решения задачи абсолютные размерные погрешности Δq_i ($i \in [1, n_{\max}]$) моделирования расчетных значений тепловых нагрузок относились к характерной $q_{\text{хар}}$ для данной задачи величине, в качестве которой принималась максимальная локальная плотность поглощаемого поверхностью испытываемого объекта потока излучения, исходящего от

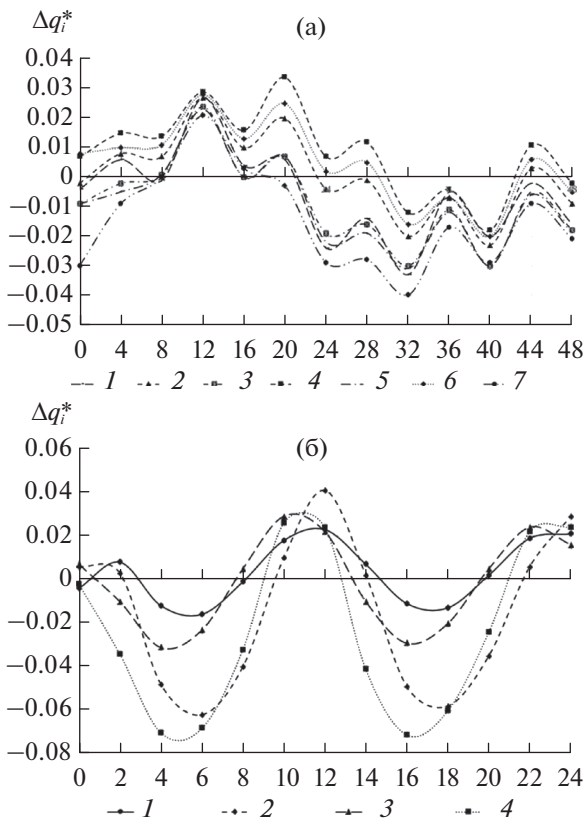


Рис. 2. Безразмерные погрешности моделирования расчетных тепловых нагрузок в точках, расположенных в определенных поясах сечений поверхности цилиндрического испытываемого объекта в имитаторе с блочными сетчатыми излучателями: (а) – боковая поверхность: 1 – первый пояс, 2 – четвертый, 3 – седьмой, 4 – десятый, 5 – 13-й, 6 – 16-й, 7 – 19-й; (б) – торцевая поверхность: 1 – первый пояс, 2 – седьмой, 3 – 13-й, 4 – 19-й.

Солнца и Земли. Эта величина оказалась равной 403 Вт/м^2 . В статье, следовательно, анализировались безразмерные локальные погрешности $\Delta q_i^* = \Delta q_i / q_{\text{хар}}$.

Погрешности на графиках рис. 2 представлены не для всех элементов испытываемого объекта, а лишь для нескольких их совокупностей, сгруппированных следующим способом: элементы боковой (цилиндрической) поверхности сгруппированы по поясам, которые образованы соседними поперечными сечениями поверхности объекта. Номера поясов на графиках обозначены символом $P_{\text{бок}}$. Группы элементов торцевых поверхностей образованы соседними окружностями, с помощью которых торцевая поверхность (круг) делится на отдельные элементы. Погрешности моделирования внешних тепловых нагрузок для левой и правой торцевых частей объекта отличаются незначительно благодаря симметричному расположению объекта относительно имитатора. Поэтому погрешности моделирования тепловых нагрузок на торцевые поверхности в работе представлены только для одного торца (рис. 2б). При этом номера поясов на графиках обозначены символом $P_{\text{тор}}$, а номера тепловоспринимающих элементов в каждом поясе приводятся на графиках по оси абсцисс.

Значения электрических мощностей, подводимых к модулям имитатора и температуры проводов, представлены в табл. 1, 2.

Таблица 1. Величины W_j [Вт] электрических мощностей (слева), подводимых к боковым модулям имитатора, и температуры T_j [К] проводов боковых модулей (справа)

№ модуля (сетки) в секции	№№ боковых секций имитатора				
	1	2	3	4	5
1	283/917	267/903	297/928	281/915	387/991
2	212/853	75/657	91/691	54/606	118/736
3	247/886	256/894	274/909	268/904	328/951
4	48/588	7/367	9/384	0/0	17/451
5	0/0	0/0	0/0	0/0	0/0
6	303/933	242/881	266/903	236/876	336/957
7	323/947	215/856	244/883	215/856	312/939
8	435/1021	362/975	380/987	345/963	454/1031
9	424/1014	339/959	365/977	343/962	458/1034
10	395/996	252/890	291/923	238/878	376/984
11	348/965	307/935	322/947	309/937	379/986
12	101/709	59/620	70/646	57/614	95/699
13	0/0	0/0	0/0	0/0	0/0
14	197/8370	134/760	152/785	134/761	185/824
15	220/860	167/803	194/835	169/806	261/899
16	224/865	165/801	161/796	150/782	164/800

Таблица 2. Величины W_j [Вт] электрических мощностей (слева), подводимых к торцевым модулям имитатора, и температуры T_j [К] проводов торцевых модулей (справа)

Торцевая секция ($z = 0$)	
внутренняя	внешняя
27/508	52/599
23/490	58/618
27/510	35/544
21/480	55/608

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Результаты вычислительных экспериментов показывают, что разработанный метод экспериментального моделирования тепловых нагрузок на внешние поверхности космических аппаратов с помощью имитаторов модульного типа на основе сетчатых излучателей позволяет с высокой точностью обеспечивать воспроизведение расчетных внешних тепловых нагрузок на взаимно незатеняемые поверхности, в том числе и на поверхности околопланетных аппаратов, подвергающиеся одновременному воздействию потоков излучения, исходящих от Солнца и планеты.

2. Представленный в работе метод моделирования тепловых нагрузок и его реализация в виде вычислительного алгоритма могут быть использованы в любых имитаторах модульного типа с условно трубчатыми излучателями, в частности в имитаторах воздействия конвективных тепловых потоков большой плотности на поверхность гипертонических летательных аппаратов.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования РФ (шифр FSFF-2020-0016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Теплообмен и тепловые испытания материалов и конструкций аэрокосмической техники при радиационном нагреве. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014. 396 с.
2. Cao Z., Pei Y., Liu S., Yin X. Infrared Lamp Array Design and Radiation Heat Flux Analysis // Recent Adv. Heat Transfer, Therm. Eng. Environ., Proc. IASME/WSEAS Int. Conf. Heat Transfer, Therm. Eng. Environ. (HTE'09). 2009. P. 96.
3. Wang Jing, Liu Shouwen, Pei Yifei. Infrared Lamp Array Simulation Technology Used During Satellite Thermal Testing // Int. J. Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic, and Manufacturing Engineering. 2010. V. 4. № 9. P. 905. <https://publications.waset.org/73/pdf>
4. Добрица Д.Б., Ушакова А.А., Шабарчин А.Ф., Яценко Б.Ю. Моделирование внешних тепловых воздействий от инфракрасных источников излучения при испытаниях ракетно-космической техники в ВК-600/300 // Вестн. Самарск. ун-та. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2017. Т. 16. № 3. С. 27.
5. Колесников А.В., Палешкин А.В. Численный метод выбора энергетического режима работы сетчатых нагревателей // Тр. МАИ. 2010. № 39. <http://trudy-mai.ru>
6. Колесников А.В., Палешкин А.В., Сыздыков Ш.О. Методика расчета облученности элементов испытываемых объектов в ламповых имитаторах внешних тепловых нагрузок // Тепловые процессы в технике. 2017. Т. 9. № 6. С. 267.
7. Колесников А.В., Палешкин А.В., Сыздыков Ш.О. Моделирование внешних тепловых нагрузок на космический аппарат в термобарокамере // ИФЖ. 2019. Т. 92. № 4. С. 997.
8. Алифанов О.М. Обратные задачи теплообмена. М.: Машиностроение, 1988. 280 с.
9. Викулов А.Г., Ненарокомов А.В. Уточненное решение вариационной задачи идентификации математических моделей теплообмена с сосредоточенными параметрами // ТВТ. 2019. Т. 57. № 2. С. 234.
10. Колесников А.В., Палешкин А.В., Мамедова К.И. Методика выбора оптимального режима работы сетчатого нагревателя // Тепловые процессы в технике. 2015. Т. 7. № 1. С. 37.
11. Залетаев В.М., Капинос Ю.В., Сургучев О.В. Расчет теплообмена космического аппарата. М.: Машиностроение, 1979. 207 с.

УДК 539.3+536.21

ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР И МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ДВУХСЛОЙНОМ ЦИЛИНДРЕ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ВЕРИФИКАЦИИ ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЕЙ

© 2022 г. Ю. Н. Токарев, Е. В. Моисеенко*, Н. И. Дробышевский, Р. А. Бутов
ФГБУН Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН (ИБРАЭ РАН), Москва, Россия

*E-mail: moi@ibrae.ac.ru

Поступила в редакцию 21.12.2020 г.

После доработки 20.05.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

Доказана самосопряженность оператора теплопроводности в пространстве кусочно-дифференцируемых функций, заданных в неоднородных областях с разрывным коэффициентом теплопроводности, для которых на линии раздела областей формально выполняется условие идеального теплового контакта. Это позволило применить метод разделения переменных и получить в виде функционального ряда точное аналитическое решение нестационарной задачи расчета полей температур в двухслойном цилиндре с источником тепла. Полученное решение использовано для расчета термомеханических напряжений. Решение может применяться для оценки температур и напряжений в объектах, которые могут быть приближенно представлены в виде двухслойного цилиндра, а также для верификации численных моделей, применяемых для расчета термомеханических процессов в объектах с разрывными физическими свойствами. Представленное решение явилось следствием необходимости верификации кода FENIA на задаче остывания бидона с остеклованными радиоактивными отходами. Показано полное совпадение численного и аналитического решений, в том числе вблизи точки разрыва на границе сред.

DOI: 10.31857/S0040364422020302

ВВЕДЕНИЕ

Как правило, процессы, связанные с эволюцией полей температур и механических напряжений, моделируются численно, с применением соответствующих программных средств [1, 2]. В первую очередь это связано с отсутствием точных аналитических моделей, описывающих сложные объекты — неоднородные среды, в которых проходят нестационарные процессы. Даже при наличии таких моделей (см., например, [3]) они не могут с такой же точностью, как численные модели, учесть все детали и особенности описываемого объекта.

Тем не менее аналитические модели нельзя сбрасывать со счетов. Прежде всего это связано с их применением для получения предварительных приближенных оценок моделируемых процессов. Они позволяют получить качественное и приближенное количественное видение протекания процесса без построения численной модели, которое само по себе может быть достаточно трудоемким. Еще одним важным применением является верификация программных средств численного моделирования. Даже при наличии современных подходов к верификации, основанных, например, на методе сконструированных решений [4], анали-

тические модели, описывающие объекты, сходные с реальными, сохраняют свою ценность. Они позволяют решать не только задачу верификации (проверки корректности решения уравнения в расчетном коде), но отчасти и валидации (проверки применимости кода для решения постулируемых задач [5]) с учетом, в частности, реалистичных начальных и граничных условий и источников членов. Кроме того, точные аналитические решения позволяют в рамках верификации исследовать отдельные особенности численных решений (пространственную и временную сходимость, учет разрывов в решениях, отсутствие влияния преобразований координат на точность решения и т.д.) [6].

При моделировании термомеханических процессов многие объекты реального мира могут быть приближенно описаны как двухслойные цилиндры с внутренним тепловыделением и внешним охлаждением. Примерами таких объектов могут служить тепловыделяющий элемент в активной зоне ядерного реактора, металлический бидон с находящимися внутри остеклованными радиоактивными отходами, изолированный проводник с протекающим по нему электрическим током и т.д. Вследствие различия теплофизических свойств материалов в таких объектах в ре-

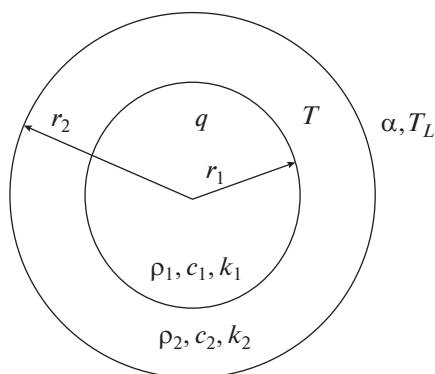


Рис. 1. Схема двухслойного цилиндра.

зультате теплового расширения могут возникать значительные механические напряжения. Эти напряжения будут терпеть разрыв на границе соприкосновения материалов, который невозможно измерить экспериментально и сложно оценить численно. В зависимости от свойств материалов такие напряжения могут приводить к различным повреждениям: образованию зазоров между слоями, растрескиванию внешнего слоя. Т.е. при численном моделировании критически важно корректно оценивать напряжения на границе материалов. Именно аналитические решения, будучи своего рода идеализированным предельным случаем с точным выделением разрыва на границе материалов, являются наиболее надежной основой для верификации численных моделей, позволяя, в частности, отслеживать возможные проблемы, связанные с пространственной дискретизацией.

В настоящее время имеются решения стационарной и нестационарной задач для однородного цилиндра [7, 8]. Также получено решение нестационарной задачи для двухслойного цилиндра без внутренних источников тепла [9]. Задача нахождения нестационарного температурного поля в многослойной среде в приближении быстро, но непрерывно меняющихся в пространстве физических свойств решена аналитически в [10]. В данной работе предлагается математический аппарат, который позволит рассчитывать поля температур и вызванных тепловым расширением механических напряжений для двухслойного цилиндра с учетом как граничных условий, так и источников тепла в цилиндре. При этом источники могут изменяться в пространстве и во времени.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В ДВУХСЛОЙНОМ ЦИЛИНДРЕ

Рассмотрим нестационарное температурное поле в двухслойном цилиндре с внешним радиусом r_2 , схематично представленном на рис. 1. Радиус внутреннего цилиндра обозначен r_1 . При наличии внутреннего источника тепла справедливо уравнение

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q(r, t), \quad (1)$$

где ρ – плотность, кг/м³; c – удельная теплоемкость, Дж/(кг К); T – температура, К; t – время, с; r – координата по радиусу, м; k – теплопроводность Вт/(м К); q – плотность тепловыделения, Вт/м³. Параметры ρ , c , k постоянны в каждом слое. Отметим, что тепловыделение может присутствовать и во внешнем слое, источник тепла может меняться по радиусу и во времени произвольным образом.

Функция $T(r, t)$ принимается кусочно-непрерывно дифференцируемой, и на поверхности соприкосновения внутреннего и внешнего цилиндров ($r = r_1$) выполняется условие идеального теплового контакта:

$$-k_1 \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_1-0} = -k_2 \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_1+0}. \quad (2)$$

На границе внешнего цилиндра задается граничное условие третьего рода:

$$-k_2 \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_2-0} = \alpha (T|_{r=r_2} - T_L), \quad (3)$$

где T_L – температура внешней среды, α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² К). Также задается начальное распределение температуры по радиусу цилиндра

$$T|_{t=0} = T_0(r), \quad 0 \leq r \leq r_2. \quad (4)$$

Докажем самосопряженность оператора теплопроводности для разрывного коэффициента теплопроводности в общем трехмерном случае. Из его самосопряженности будет вытекать [7] взаимная ортогональность собственных функций, соответствующих разным собственным значениям, что позволит разложить решение уравнения (1) по этим функциям в ряд Фурье. Оператор теплопроводности обозначен

$$L = -\nabla \cdot k \nabla, \quad \nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (5)$$

Пусть коэффициент теплопроводности k в формуле (5) является кусочно-непрерывной функцией, терпящей разрыв на границе материалов. В [7] самосопряженность L доказывается для случая, когда коэффициент теплопроводности является непрерывной функцией координат. Докажем, что оператор теплопроводности остается самосопряженным и в случае, когда коэффициент теплопроводности терпит разрыв на границе S двух областей G_1 и G_2 , $G = G_1 \cup G_2$ (рис. 2), но при этом на S выполняется условие идеального теплового контакта.

Пусть в области G задана кусочно-непрерывная вместе со своей производной функция $k(x)$, представляющая собой коэффициент теплопроводности и терпящая разрыв на поверхности S , а на границе Γ непрерывная функция $\alpha(x)$ – коэф-

фициент теплоотдачи. Через U_S обозначено пространство непрерывных функций, имеющих кусочно-непрерывные первые и вторые производные, терпящие разрывы первого рода на границе S , для которых выполняется условие

$$k(x)\nabla f(x)|_{S^-} = k(x)\nabla f(x)|_{S^+}, \quad (6)$$

а на внешней границе Γ при этом выполняется условие

$$k(x)\nabla f|_{\Gamma^-} = \alpha(x)f(x)|_{\Gamma^-}. \quad (7)$$

Требуется доказать, что оператор теплопроводности $L = \nabla \cdot k(x)\nabla$ является самосопряженным в пространстве U_S . Пусть функции $f, g \in U_S$. Используя вторую формулу Грина [7], получим

$$\begin{aligned} & (Lf, g) - (f, Lg) = \\ & = \int_{G_1} [g\nabla \cdot (k\nabla f) - f\nabla \cdot (k\nabla g)] dx - \\ & - \int_{G_2} [g\nabla \cdot (k\nabla f) - f\nabla \cdot (k\nabla g)] dx = \\ & = \int_{S^-} k(g\nabla f - g\nabla f) \cdot \mathbf{n}^- dS + \\ & + \int_{S^+} k(g\nabla f - g\nabla f) \cdot \mathbf{n}^+ dS + \\ & + \int_{\Gamma^-} k(g\nabla f - f\nabla g) \cdot \mathbf{N}^- dS = \\ & = \int_{S^+} k(g\nabla f - g\nabla f) \cdot \mathbf{n}^- dS + \\ & + \int_{S^+} k(g\nabla f - g\nabla f) \cdot \mathbf{n}^+ dS + \\ & + \int_{\Gamma} (g\alpha f - f\alpha g) \cdot \mathbf{N}^- dS = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Первые два слагаемых в (8) дают в сумме ноль, поскольку $\mathbf{n}^+ = -\mathbf{n}^-$ и выполняется условие (6). Третье слагаемое было получено с использованием (7) и также равно нулю. Следовательно, $(Lf, g) = (f, Lg)$, и утверждение доказано.

Обезразмеривается уравнение (1), его граничное (3) и начальное (4) условия, а также условие сопряжения (2) и вводится безразмерная координата $r' = \frac{r}{r_2}$. Кроме того, разделив уравнение (1) на коэффициент теплопроводности внутреннего цилиндра k_1 , можно его привести, опуская штрихи, к виду

$$\begin{aligned} \frac{\rho c}{\rho_1 c_1} \frac{\partial T}{\partial \left(\frac{k_1 t}{r_2^2 \rho_1 c_1} \right)} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{k}{k_1} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \\ &+ q(r, t) \frac{r_2^2}{k_1}, \quad 0 \leq r \leq 1. \end{aligned} \quad (9)$$

С учетом (9) вводятся обозначения

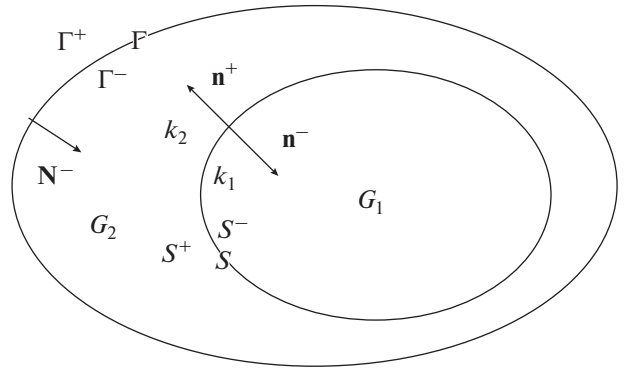


Рис. 2. Область $G = G_1 \cup G_2$, на внутренней границе S выполняются условия сопряжения.

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{r_1}{r_2}, \quad p = \frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1}, \quad k = \frac{k_2}{k_1}, \quad a_1^2 = \frac{k_1}{\rho_1 c_1}, \\ a_2^2 &= \frac{k_2}{\rho_2 c_2}, \quad a = \frac{a_1}{a_2}, \quad Q(r, t) = q(r, t) \frac{r_2^2}{k_1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Параметры k, p, a не являются независимыми, поскольку $a^2 = \frac{p}{k}$. Кусочно-постоянные функции определяются как

$$P = \begin{cases} 1, & r < \xi, \\ p, & \xi \leq r \leq 1, \end{cases} \quad K = \begin{cases} 1, & r < \xi, \\ k, & \xi \leq r \leq 1, \end{cases} \quad (11)$$

где ξ соответствует координате границы между цилиндрами. Безразмерное время или число Фурье определяются так

$$Fo = a_1 t / r_2^2. \quad (12)$$

Для однородной среды значение Fo позволяет оценить достижение процессом нагрева или охлаждения стационарного состояния или регулярного режима. В рассматриваемом случае параметр Fo , определенный формулой (12), позволяет приблизительно судить о достижении этих состояний, если $r_2 - r_1 \ll r_2$ или $|a_2 - a_1| \ll a_2$. Такое предположение выполняется, например, для тепловыделяющих элементов ядерного реактора или для бидонов с остеклованными радиоактивными отходами.

Безразмерный коэффициент теплоотдачи – число Био определяется по формуле

$$Bi = \alpha r_2 / k_2. \quad (13)$$

Для удобства записи граничного условия вводится величина отклонения от температуры окружающей среды

$$U = T - T_L, \quad U_0 = T_0 - T_L. \quad (14)$$

Уравнение теплопроводности, граничное условие и условие сопряжения с учетом формул (9)–(14) в новых обозначениях записываются в виде

$$P \frac{\partial U}{\partial Fo} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(Kr \frac{\partial U}{\partial r} \right) + Q(r, t), \quad (15)$$

$$-\frac{\partial U}{\partial r}\Big|_{r=1-0} = \text{Bi} U\Big|_{r=1}, \quad (16)$$

$$-\frac{\partial U}{\partial r}\Big|_{r=\xi-0} = -k \frac{\partial U}{\partial r}\Big|_{r=\xi+0}. \quad (17)$$

Начальное условие (4) принимает вид

$$U\Big|_{\text{Fo}=0} = U_0(r). \quad (18)$$

Выполнение условий (16) и (17) ограничивает поиск решений уравнения (15) элементами ранее введенного пространства U_S .

Определим собственные функции с весом P оператора теплопроводности в уравнении (15)

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(Kr \frac{\partial U_n}{\partial r} \right) = \lambda_n^2 P U_n. \quad (19)$$

Формальным решением уравнения (19) в случае, если K и P – константы, является функция

$$U_n(r) = b J_0 \left(\sqrt{\frac{P}{K}} r \lambda_n \right) + c Y_0 \left(\sqrt{\frac{P}{K}} r \lambda_n \right), \quad (20)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка, $Y_0(x)$ – функция Бесселя второго рода нулевого порядка.

Значения коэффициентов b и c различны на отрезках $(0, \xi)$ и $(\xi, 1)$. Подстановка в (20) значений $P = 1$ и $K = 1$, соответствующих отрезку $r < \xi$, с учетом ограниченности решения в центре приводит к необходимости положить $c = 0$. Кроме того, следует положить $b = 1$, поскольку полученные собственные функции будут в дальнейшем нормироваться. Тогда

$$U_n(r) = J_0(r \lambda_n), \quad r \leq \xi. \quad (21)$$

На отрезке $\xi \leq r \leq 1$ из (10) имеем $\sqrt{\frac{P}{K}} = a$. Поэтому

$$U_n(r) = b_n J_0(ar \lambda_n) + c_n Y_0(ar \lambda_n), \quad \xi \leq r \leq 1. \quad (22)$$

Собственные функции должны удовлетворять условию сопряжения (17) и быть непрерывными в точке ξ , поэтому коэффициенты b_n и c_n в (22) определяются из системы

$$\begin{aligned} b_n J_0(a \lambda_n \xi) + c_n Y_0(a \lambda_n \xi) &= J_0(\lambda_n \xi), \\ ak [b_n J_1(a \lambda_n \xi) + c_n Y_1(a \lambda_n \xi)] &= J_1(\lambda_n \xi). \end{aligned} \quad (23)$$

Решая систему (23), находим

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{1}{2k} (\pi \lambda_n \xi [J_1(\lambda_n \xi) Y_0(a \lambda_n \xi) - \\ &\quad - ak J_0(\lambda_n \xi) Y_1(a \lambda_n \xi)]), \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} c_n &= \frac{1}{2k} (\pi \lambda_n \xi [ak J_0(\lambda_n \xi) J_1(a \lambda_n \xi) - \\ &\quad - J_1(\lambda_n \xi) J_0(a \lambda_n \xi)]). \end{aligned}$$

Далее в пространстве U_S вводится скалярное произведение с весом P

$$(f, g)_P = \int_0^1 P f g dr = \int_0^\xi r f g dr + \int_\xi^1 r p f g dr \quad (25)$$

и вычисляется норма собственных функций U_n в соответствии с (25):

$$\begin{aligned} \|U_n\|_P^2 &= \int_0^\xi r U_n^2(r) dr + \int_\xi^1 p r U_n^2(r) dr = \\ &= \frac{1}{2} \xi^2 [J_0^2(\lambda_n \xi) + J_1^2(\lambda_n \xi)] + \frac{P}{2} \{ b_n^2 J_0^2(a \lambda_n) + \\ &\quad + b_n^2 J_1^2(a \lambda_n) + 2 b_n c_n J_0(a \lambda_n) Y_0(a \lambda_n) + \\ &\quad + 2 b_n c_n J_1(a \lambda_n) Y_1(a \lambda_n) + c_n^2 [Y_0^2(a \lambda_n) + Y_1^2(a \lambda_n)] \} - \\ &\quad - \xi^2 [b_n^2 J_0^2(a \lambda_n \xi) + 2 b_n c_n J_0(a \lambda_n \xi) Y_0(a \lambda_n \xi) + \\ &\quad + [b_n J_1(a \lambda_n \xi) + c_n Y_1(a \lambda_n \xi)]^2 + c_n^2 Y_0^2(a \lambda_n \xi)]. \end{aligned} \quad (26)$$

Параметры p, a, b_n, c_n, ξ определены ранее. Собственные значения λ_n определены ниже. Ортонормированные собственные функции определяются по выражению

$$u_n(r) = \frac{U_n(r)}{\|U_n\|_P}. \quad (27)$$

Числитель в формуле (27) задается равенствами (21), (22), а знаменатель формулой (26).

Очевидно, справедливо используемое ниже равенство

$$\|u_n\|_P^2 = \int_0^1 P r u_n^2(r) dr = 1. \quad (28)$$

Вычислим собственные значения оператора теплопроводности. Собственные функции должны удовлетворять граничному условию (16). После подстановки выражения для собственной функции (22) с коэффициентами a_n, b_n , определенными в (24), в уравнение (16), получается характеристическое уравнение для нахождения собственных значений λ_n :

$$\begin{aligned} X(\lambda) &= a J_0(\lambda \xi) \{ J_1(a \lambda \xi) [\text{Bi} Y_0(a \lambda) - a \lambda Y_1(a \lambda)] + \\ &\quad + Y_1(a \lambda \xi) [a \lambda J_1(a \lambda) - \text{Bi} J_0(a \lambda)] \} + \\ &\quad + J_1(\lambda \xi) Y_0(a \lambda \xi) [\text{Bi} J_0(a \lambda) - a \lambda J_1(a \lambda)] + \\ &\quad + J_1(\lambda \xi) J_0(a \lambda \xi) [a \lambda Y_1(a \lambda) - \text{Bi} Y_0(a \lambda)] = 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Функция $X(\lambda)$, определенная в (29), зависит от радиусов слоев, их теплофизических свойств и условия теплообмена на границе. Корни уравнения (29) могут быть найдены численно.

Далее уравнение (15) решается методом разделения переменных. После нахождения ортонормированных собственных функций (27) дальнейший ход решения совпадает со стандартной процедурой метода разделения переменных (см. [7]).

Решение уравнения (15) представляется в виде разложения в ряд Фурье по системе ортонормированных собственных функций с коэффициентами, зависящими от числа Фурье

$$U(r, \text{Fo}) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n(\text{Fo}) u_n(r). \quad (30)$$

Подставляя (30) в (15) и учитывая соотношение (19), получим

$$P \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial c_n}{\partial Fo} + \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n^2 c_n \right) u_n(r) = Q. \quad (31)$$

Умножая уравнение (31) на $ru_n(r)$ и интегрируя на отрезке $(0, 1)$, получаем

$$\frac{\partial c_n}{\partial Fo} + \lambda_n^2 c_n = q_n, \quad q_n = (Q, u_n) = \int_0^1 r Q u_n dr. \quad (32)$$

При получении уравнения (32) использовалось соотношение (28).

Для получения начального условия для уравнения (32) следует умножить равенство (18) на $ru_n(r)$ и проинтегрировать на отрезке $(0, 1)$:

$$c_n(0) = \int_0^1 r U_0(r) u_n dr = c_n^0. \quad (33)$$

Следует отметить, что при вычислении интегралов (32) и (33) необходимо разбить отрезок интегрирования на два – $(0, \xi)$ и $(\xi, 1)$, поскольку собственные функции $u_n(r)$ имеют на каждом из них свое представление.

Пусть Q не зависит от времени. Тогда решением уравнения (32) с начальным условием (33) будет функция

$$c_n(Fo) = \left(c_n^0 - \frac{q_n}{\lambda_n^2} \right) \exp(-\lambda_n^2 Fo) + \frac{q_n}{\lambda_n^2}. \quad (34)$$

Для часто встречающегося на практике случая, когда начальная температура и мощность источника тепла не зависят от координаты на внутреннем цилиндре, внешнем или сразу на обоих, полезно вычислить явно интегралы $\int_0^1 ru_n dr$, содержащиеся в (32) и (33), разбив область интегрирования на два интервала:

$$\begin{aligned} \int_0^1 ru_n dr &= s_{1n}(\xi) + s_{2n}(1), \\ s_{1n}(r) &= \int_0^r ru_n dr = \frac{r J_1(r\lambda)}{\lambda_n \|U_n\|_p}, \quad 0 \leq r \leq \xi, \\ s_{2n}(r) &= \int_{\xi}^r ru_n dr = \frac{\xi}{2ak \|U_n\|_p} \times \\ &\times \left\{ \pi ak r J_0(\lambda_n \xi) [J_1(a\lambda_n \xi) Y_1(ar\lambda_n) - \right. \\ &\quad \left. - Y_1(a\lambda_n \xi) J_1(ar\lambda_n)] + \right. \\ &+ J_1(\lambda_n \xi) \left[-\frac{2}{a\lambda_n} + \pi r Y_0(a\lambda_n \xi) J_1(ar\lambda_n) - \right. \\ &\quad \left. - \pi r J_0(a\lambda_n \xi) Y_1(ar\lambda_n) \right] \Bigg\}, \\ &\quad \xi \leq r \leq 1. \end{aligned} \quad (35)$$

Величины $\|U_n\|_p$ вычислены в (26).

Описанный аппарат может быть расширен и на случай многослойных сред, отличающийся от рассмотренного большим числом уравнений вида (15). Но сложность выражения для коэффициентов (24), а также характеристического уравнения при этом будет возрастать многократно с каждым новым слоем, что неудобно в практическом использовании.

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ДВУХСЛОЙНОМ ЦИЛИНДРЕ

На основании полученного решения уравнения переноса тепла далее рассмотрены механические напряжения, вызванные тепловым расширением в двухслойном цилиндре. При изучении термомеханических напряжений в однородном цилиндре традиционно рассматриваются два случая в зависимости от граничных условий на его торцах. Первый случай – это приближение бесконечно тонкого диска, соответствующее реальной задаче с незакрепленными торцами цилиндра. В другом варианте цилиндр считается бесконечно длинным, что соответствует задаче о цилиндре с закрепленными в осевом направлении торцами. Поскольку два этих разных случая важны для технических приложений, для двухслойного цилиндра результаты получены для каждого отдельно с использованием полученного ранее температурного поля (30).

Первый случай – случай тонкого диска. При изменяющейся только по радиусу температуре тонкого диска только две компоненты тензора деформаций и две тензора напряжений являются ненулевыми (см. [11]). Приняв в качестве температурного фактора величину $U_{\sigma} = T - T_0 = U - U_0$, записать их можно так

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\phi} = \frac{u_r}{r}, \quad \varepsilon_r - \alpha_T U_{\sigma} = \frac{1}{E} (\sigma_r - \nu \sigma_{\phi}), \\ \varepsilon_{\phi} - \alpha_T U_{\sigma} &= \frac{1}{E} (\sigma_{\phi} - \nu \sigma_r), \end{aligned} \quad (36)$$

где $\varepsilon_r, \varepsilon_{\phi}$ – деформации, u_r – перемещение, σ_r, σ_{ϕ} – напряжения, α_T – коэффициент теплового расширения, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона. Величины U и U_0 определены в (14). Температурное поле определяется формулой (30), записанной для безразмерных пространственной координаты и времени. Возвращаясь к размерным параметрам, используемым в соотношениях (36), для температурного фактора получаем формулу

$$U_{\sigma}(r, t) = U \left(\frac{r}{r_2}, \frac{a_1^2 t}{r_2^2} \right) - U_0 \left(\frac{r}{r_2} \right). \quad (37)$$

Коэффициенты E, ν, α для внутреннего цилиндра указываются ниже с индексом “1”, для

внешнего с индексом “2”. Из системы уравнений (36) находим компоненты тензора напряжений

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{E}{1-\nu^2} [\epsilon_r + \nu \sigma_\phi - (1+\nu) \alpha_T U_\sigma] = \\ &= \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial u_r}{\partial r} + \nu \frac{u_r}{r} - (1+\nu) \alpha_T U_\sigma \right], \\ \sigma_{\phi\phi} &= \frac{E}{1-\nu^2} [\epsilon_\phi + \nu \sigma_r - (1+\nu) \alpha_T U_\sigma] = \\ &= \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{u_r}{r} + \nu \frac{\partial u_r}{\partial r} - (1+\nu) \alpha_T U_\sigma \right]. \end{aligned} \quad (38)$$

Подставляем выражения (38) в уравнение равновесия

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\phi\phi}}{r} = 0, \quad (39)$$

и после преобразований получается уравнение для перемещений

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right] = (1+\nu) \alpha_T \frac{\partial U_\sigma}{\partial r}. \quad (40)$$

Тогда с учетом (40) для каждого из слоев цилиндра получаем

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right] = (1+\nu_1) \alpha_1 \frac{\partial U_\sigma}{\partial r}, \quad r \leq r_1; \quad (41)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right] = (1+\nu_2) \alpha_2 \frac{\partial U_\sigma}{\partial r}, \quad r_1 \leq r \leq r_2. \quad (42)$$

Параметры α_1 и α_2 являются значениями α_T в каждом из слоев. Интегрируя (41), получаем

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{(1+\nu_1) \alpha_1}{r} \int_0^r r U_\sigma \left(\frac{r}{r_2}, t \right) dr + \frac{C_1}{2} r = \\ &= \frac{(1+\nu_1) \alpha_1}{r} I_1(r, t) + \frac{C_1}{2} r + \frac{C_2}{r}, \end{aligned} \quad (43)$$

где введено обозначение

$$I_1(r, t) = \int_0^r r U_\sigma(r, t) dr. \quad (44)$$

Константы интегрирования в (43) зависят, очевидно, от времени Fo (12), поскольку от него зависит U_σ . Учитывая формулы (30) и (35), а также полагая для простоты начальную температуру константой, получаем

$$\begin{aligned} I_1(r, t) &= r_2^2 \int_0^{\frac{r}{r_2}} \frac{r}{r_2} [U_\sigma(r, t) - U_0] d \frac{r}{r_2} = \\ &= r_2^2 \sum_{n=1}^{\infty} c_n(Fo) s_{1n} \left(\frac{r}{r_2} \right) - \frac{r^2}{2} U_0. \end{aligned} \quad (45)$$

Поскольку в центре цилиндра $u|_{r=0} = 0$, то $C_2 = 0$, и при $0 \leq r \leq r_1$ получаем

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{(1+\nu_1) \alpha_1}{r} I_1(r, t) + \frac{C_1}{2} r, \\ \frac{\partial u_r}{\partial r} &= (1+\nu_1) \alpha_1 U_\sigma(r, t) - \frac{(1+\nu_1) \alpha_1}{r^2} I_1(r, t) + \frac{C_1}{2}. \end{aligned} \quad (46)$$

Аналогично при $r_1 \leq r \leq r_2$ из (42) получаем

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{(1+\nu_2) \alpha_2}{r} I_2(r, t) + \frac{C_2}{2} r + \frac{C_3}{r}, \\ \frac{\partial u_r}{\partial r} &= (1+\nu_2) \alpha_2 U_\sigma(r, t) - \\ &- \frac{(1+\nu_2) \alpha_2}{r^2} I_2(r, t) + \frac{C_2}{2} - \frac{C_3}{r^2}. \end{aligned} \quad (47)$$

Соответственно, для $I_2(r, t)$ в (47) получаем

$$\begin{aligned} I_2(r, t) &= \int_{r_1}^r r U_\sigma(r, t) dr = \\ &= r_2^2 \int_0^{\frac{r}{r_2}} \frac{r}{r_2} \left[U \left(\frac{r}{r_2}, t \right) - U_0 \left(\frac{r}{r_2} \right) \right] d \frac{r}{r_2} = \\ &= r_2^2 \sum_{n=1}^{\infty} c_n(t) s_{2n} \left(\frac{r}{r_2} \right) - \frac{1}{2} (r^2 - r_1^2) U_0. \end{aligned} \quad (48)$$

Подставляя (46) и (47) в (38), получаем напряжения для внутреннего и внешнего цилиндров:

$$\begin{aligned} \sigma_{1r} &= \frac{-\alpha_1 E_1}{r^2} I_1(r, t) + \frac{C_1 E_1}{2(1-\nu_1)}, \\ \sigma_{1\phi} &= -\alpha_1 E_1 U + \frac{\alpha_1 E_1}{r^2} I_1(r, t) + \frac{C_1 E_1}{2(1-\nu)}; \end{aligned} \quad (49)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{2r} &= \frac{-\alpha_2 E_2}{r^2} I_2(r, t) + E_2 \left[\frac{C_2}{2(1-\nu_2)} + \frac{C_3}{(1+\nu_2)r^2} \right], \\ \sigma_{2\phi} &= -\alpha_2 E_2 U_\sigma + \frac{\alpha_2 E_2}{r^2} I_2(r, t) + \\ &+ E_2 \left[\frac{C_2}{2(1-\nu_2)} + \frac{C_3}{(1+\nu_2)r^2} \right]. \end{aligned} \quad (50)$$

Константы $C_1 - C_3$ в формулах (49), (50) определяются из трех уравнений, выражающих равенство перемещений и напряжений на границе слоев, а также заданное давление среды P_L на внешней границе второго цилиндра, равное радиальному напряжению. Эти три условия образуют систему

$$\begin{aligned} (u_r)_{r=r_1+0} &= (u_r)_{r=r_1-0}, \quad (\sigma_r)_{r=r_1+0} = (\sigma_r)_{r=r_1-0}, \\ (\sigma_r)_{r=r_2} &= P_L. \end{aligned} \quad (51)$$

Подставляя в (51) соотношения (46), (47), (49), (50) и учитывая, что $I_2(r_1, Fo) = 0$, получаем систему уравнений для определения констант $C_1 - C_3$:

$$\begin{aligned} & \frac{(1 + \nu_1)\alpha_1}{r_1} I_1(r_1) + \frac{C_1}{2} r_1 = \frac{C_2}{2} r_1 + \frac{C_3}{r_1}, \\ & \frac{-\alpha_1 E_1}{r_1^2} I_1(r_1) + \frac{C_1 E_1}{2(1 - \nu_1)} = \frac{E_2}{1 - \nu_2^2} \times \\ & \times \left(\frac{C_2(1 + \nu_2)}{2} + \frac{C_3}{r_1^2} (\nu_2 - 1) \right) - \frac{\alpha_2 E_2}{r_2^2} I_2(r_2) + \\ & + \frac{E_2}{1 - \nu_2^2} \left(\frac{C_2(1 + \nu_2)}{2} + \frac{C_3}{r_2^2} (\nu_2 - 1) \right) = P_L. \end{aligned} \quad (52)$$

Решая систему (52), находим значения $C_1 - C_3$:

$$\begin{aligned} C_1 &= 2(1 - \nu_1) d_1, \quad d_1 = \frac{1}{r_1^2 z_0} \times \\ & \times \left(\alpha_1 I_{r1} \left[E_1(1 + \nu_2) r_2^2 + E_1(1 - \nu_2) r_1^2 - \right. \right. \\ & \left. \left. - E_2(1 + \nu_1)(r_2^2 - r_1^2) \right] \right) + \frac{1}{z_0} (2\alpha_2 E_2 I_{r2} + 2P_L r_2^2), \\ z_0 &= E_1 \left[(1 + \nu_2) r_2^2 + (1 - \nu_2) r_1^2 \right] + \\ & + E_2(1 - \nu_1)(r_2^2 - r_1^2), \quad C_2 = -2(1 - \nu_2) d_2, \\ C_3 &= -(1 + \nu_2) d_2, \quad d_2 = \frac{1}{z_0} \times \\ & \times \left([E_2(1 - \nu_1) - E_1(1 - \nu_2)] \alpha_2 r_1^2 I_{r2} + 2E_1 \alpha_1 r_2^2 I_{r1} \right) + \\ & + \frac{1}{E_2 z_0} \left([E_2(1 - \nu_1) - E_1(1 - \nu_2)] P_0 r_1^2 r_2^2 \right). \end{aligned} \quad (53)$$

В (53) для краткости обозначено $I_{r1} = I_1(r_1, t)$, $I_{r2} = I_2(r_2, t)$. Теперь можно определить перемещения по формулам (46), (47) и напряжения по формулам (49), (50) для случая тонкого диска.

Далее аналогичные решения можно получить для бесконечно длинного (или зафиксированного по торцам) цилиндра. Для компонент тензора деформаций при изменяющейся только по радиусу температуре зафиксированного по торцам цилиндра ненулевыми являются только две компоненты тензора деформаций и три компоненты тензора напряжений (см. [11]):

$$\begin{aligned} \varepsilon_r - \alpha U_\sigma &= \frac{1}{E} (\sigma_r - \nu(\sigma_\phi + \sigma_z)), \\ \varepsilon_\phi - \alpha_T U_\sigma &= \frac{1}{E} (\sigma_\phi - \nu(\sigma_r + \sigma_z)), \\ \varepsilon_z - \alpha_T U_\sigma &= \frac{1}{E} (\sigma_z - \nu(\sigma_\phi + \sigma_r)), \end{aligned} \quad (54)$$

где ε_z — деформация по оси z , σ_z — напряжение по продольной оси z . Полагая в (54) $\varepsilon_z = 0$, получаем выражение для σ_z

$$\sigma_z = \nu(\sigma_\phi + \sigma_r) - \alpha_T E U_\sigma. \quad (55)$$

Исключение напряжений из системы (54) и подстановка в уравнение равновесия (39) после преобразований приводит к уравнению для перемещений

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right] = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_T \frac{\partial U_\sigma}{\partial r}. \quad (56)$$

Интегрируя дважды (56) на отрезках $(0, r_1)$ и (r_1, r_2) и используя те же соображения, что и в случае тонкого диска, получаем выражения для перемещений

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{(1 + \nu_1)\alpha_1}{(1 - \nu_1)r} I_1(r) + C_1 r, \quad r \leq r_1; \\ u_r &= \frac{(1 + \nu_2)\alpha_2}{(1 - \nu_2)r} I_2(r) + C_2 r + \frac{C_3}{r}, \quad r_1 \leq r \leq r_2. \end{aligned} \quad (57)$$

Выражения (57) позволяют получить выражения для радиальных и окружных напряжений в обоих цилиндрах:

$$\begin{aligned} \sigma_{1r} &= \frac{-\alpha_1 E_1}{(1 - \nu_1)r^2} I_1(r, t) + \frac{E_1}{1 + \nu_1} \left(\frac{C_1}{1 - 2\nu_1} \right), \quad r \leq r_1; \\ \sigma_{2r} &= \frac{-\alpha_2 E_2}{(1 - \nu_2)r^2} I_2(r, t) + \frac{E_2}{1 + \nu_2} \times \\ & \times \left(\frac{C_2}{1 - 2\nu_2} - \frac{C_3}{r^2} \right), \quad r_1 \leq r \leq r_2; \\ \sigma_{1\phi} &= \frac{\alpha_1 E_1}{(1 - \nu_1)r^2} I_1(r, t) - \frac{\alpha_1 E_1 U_\sigma}{1 - \nu_1} + \\ & + \frac{E_1}{1 + \nu_1} \frac{C_1}{1 - 2\nu_1}, \quad r \leq r_1; \\ \sigma_{2\phi} &= \frac{\alpha_2 E_2}{(1 - \nu_2)r^2} I_2(r, t) - \frac{\alpha_2 E_2 U_\sigma}{1 - \nu_2} + \\ & + \frac{E_2}{1 + \nu_2} \left(\frac{C_2}{1 - 2\nu_2} + \frac{C_3}{r^2} \right), \quad r_1 \leq r \leq r_2. \end{aligned} \quad (58)$$

Подставляя выражения (57) и (58) в условия (51), получаем систему для определения коэффициентов $C_1 - C_3$:

$$\begin{aligned} & \frac{(1 + \nu_1)\alpha_1}{(1 - \nu_1)r_1} I_1(r_1, F) + C_1 r_1 = C_2 r_1 + \frac{C_3}{r_1}, \\ & \frac{-\alpha_1 E_1}{(1 - \nu_1)r_1^2} I_1(r_1, F) + \frac{E_1}{1 + \nu_1} \left(\frac{C_1}{1 - 2\nu_1} \right) = \\ & = \frac{E_2}{1 + \nu_2} \left(\frac{C_2}{1 - 2\nu_2} - \frac{C_3}{r_1^2} \right), \\ & \frac{-\alpha_2 E_2}{(1 - \nu_2)r_2^2} I_2(r_2, F) + \frac{E_2}{1 + \nu_2} \left(\frac{C_2}{1 - 2\nu_2} - \frac{C_3}{r_2^2} \right) = P_L. \end{aligned} \quad (59)$$

Решение системы (59) для подстановки в (58) удобнее представить в виде

$$\begin{aligned}
 C_1 &= (2v_1^2 + v_1 - 1)d_1, \quad z_0 = E_2(2v_1^2 + v_1 - 1) \times \\
 &\quad \times (r_2^2 - r_1^2) + E_1(1 + v_2)[(1 - 2v_2)r_1^2 + r_2^2], \\
 d_1 &= \frac{-\alpha_1 I_1}{(1 - v_1)r_1^2 z_0} (E_1(1 + v_2)[(1 - 2v_2)r_1^2 + r_2^2] + \\
 &\quad + E_2(1 + v_1)(r_1^2 - r_2^2)) - \frac{2(1 + v_2)}{z_0} \times \\
 &\quad \times ((1 - v_2)P_0 r_2^2 + E_2 \alpha_2 I_2), \quad C_2 = (1 - 2v_2) \times \\
 &\quad \times (1 + v_2)d_2, \quad d_2 = \frac{\alpha_2 I_2}{(1 - v_2)z_0} ((2v_1^2 + v_1 - 1)E_2 - \\
 &\quad - (1 + v_2)E_1) + 2\alpha_1 I_1 \frac{E_1(1 + v_1)}{z_0} + \\
 &\quad + P_0 \left[\frac{E_1(1 + v_2)r_2^2}{E_2 z_0} - r_2^2(2v_1^2 + v_1 - 1) \right], \\
 C_3 &= (1 + v_2)d_3, \quad d_3 = \frac{-I_2 \alpha_2 r_1^2}{(1 - v_2)z_0} \times \\
 &\quad \times ((2v_1^2 + v_1 - 1)E_2 - (2v_2^2 + v_2 - 1)E_1) + \\
 &\quad + \frac{1}{z_0} (2\alpha_1 E_1(1 + v_1)r_2^2 I_1) - \frac{P_0 r_1^2 r_2^2}{z_0} \times \\
 &\quad \times \left[2v_1^2 + v_1 - 1 - \frac{E_1(2v_2^2 + v_2 - 1)}{E_2} \right]. \quad (60)
 \end{aligned}$$

Подстановка (60) в формулы (58) дает выражения для напряжений:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{1r} &= \frac{-\alpha_1 E_1}{(1 - v_1)r^2} I_1(r, F) - E_1 d_1, \quad r \leq r_1; \\
 \sigma_{2r} &= \frac{-\alpha_2 E_2}{(1 - v_2)r^2} I_2(r, F) - E_2 \left(d_2 - \frac{d_3}{r} \right), \\
 &\quad r_1 \leq r \leq r_2; \\
 \sigma_{1\phi} &= \frac{\alpha_1 E_1}{(1 - v_1)r^2} I_1(r, F) - \frac{\alpha_1 E_1 U_\sigma}{1 - v_1} - E_1 d_1, \quad (61) \\
 &\quad r \leq r_1; \\
 \sigma_{2\phi} &= \frac{\alpha_2 E_2}{(1 - v_2)r^2} I_2(r, F) - \frac{\alpha_2 E_2 U_\sigma}{1 - v_2} + \\
 &\quad + E_2 \left(d_2 - \frac{d_3}{r} \right), \quad r_1 \leq r \leq r_2.
 \end{aligned}$$

Уравнения для напряжений (61) отличаются от их первоначальной записи в виде (58) отсутствием неопределенности вида $\frac{0}{0}$ для случаев $v_1 = \frac{1}{2}$ и/или $v_2 = \frac{1}{2}$, которые соответствуют случаю “нежимаемости”.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕШЕНИЙ ДЛЯ ВЕРИФИКАЦИИ РАСЧЕТНЫХ СРЕДСТВ

Как отмечалось выше, аналитические модели, как правило, менее точно отражают особенности конструкции моделируемых объектов, нежели численные. В то же время в упрощенной постановке решения будут очень близки или будут совпадать. В рамках верификации трехмерного конечноэлементного кода FENIA [12, 13], разрабатываемого как средство для сопряженного моделирования тепловых и механических процессов на различных инженерных объектах, можно сравнить аналитические решения для полей температур и механических напряжений с численными. Использование полученного аналитического решения позволяет проверить точность моделирования численным методом разрывов напряжений на границе сред, вызванных скачкообразным изменением свойств материалов. Аналитическое решение обеспечивает точное представление рассчитываемых величин вблизи разрыва, в то время как численное моделирование с высокой точностью сопряжено со значительными сложностями и может приводить к заметным ошибкам в этой области [14]. Важно отметить, что полученное решение служит для проверки лишь одного из аспектов качества расчетного кода и является малой частью матрицы верификации. Действительно, для полной верификации кода требуются трехмерные задачи. Тем не менее, данное решение хорошо соответствует области применимости кода и позволяет проверить его работу на задачах, близких к реальным.

В приближенной постановке моделируется охлаждение бидона с остеклованными радиоактивными отходами (РАО) в специализированном хранилище ФГУП “ПО “Маяк”. Рассматривается упрощенная конфигурация хранилища, позволяющая использовать аналитическое описание. Кроме того, имеются значительные неопределенности физических свойств стекол [15, 16], радионуклидного состава и, как следствие, тепловыделения [17], а также режима охлаждения. Таким образом, приводимые результаты носят прежде всего верификационный и оценочный характер.

Специализированное хранилище состоит из бетонных отсеков (стояков), внутри которых расположены пеналы из нержавеющей стали для размещения бидонов с РАО [18]. Каждый пенал вмещает три бидона. Остеклованные отходы обладают достаточно высоким тепловыделением — до 5 кВт/м³ [19]. Охлаждение бидонов осуществляется подачей воздуха в зазор между пеналом и стояком. Схема расположения бидонов показана на рис. 3. Габаритная высота бидона составляет 1000 мм. В каждом бидоне помещается около 0.2 м³ остеклованных отходов массой ~500 кг. Внешний диа-

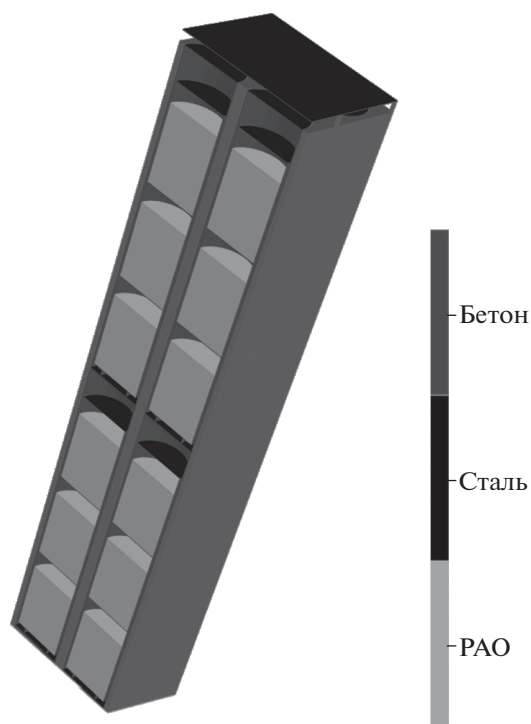


Рис. 3. Схема расположения бидонов в специализированном хранилище ФГУП «ПО «Маяк».

метр пенала составляет 630 мм, внутренний диаметр стояка 650 мм, т.е. ширина воздушного зазора составляет 10 мм. Скорость потока воздуха в зазоре составляет 2 м/с. Толщина стенок пенала — 8 мм, высота пенала — 3400 мм [18].

В расчете принималось, что для иммобилизации РАО применялось стекло с содержанием РАО 20 мас. %, пенал выполнен из стали 08Х18Н10. Зазор между бидоном и пеналом не моделировался, считалось, что стекло непосредственно контактирует с пеналом. Параметры расчета, приведенные в таблице, задавались на основании данных о свойствах материалов из [15, 16, 20, 21]. Температурные зависимости для них не учитывались. Тепловыделение принималось равномерным

по объему бидона и равным 5 кВт/м^3 (проектный предел для помещаемых в хранилище отходов [19]) в начале расчета и снижалось по экспоненциальному закону

$$q(t) = q_0 \exp(-pt), \quad (62)$$

где q_0 — начальное тепловыделение, а значение параметра p таково, что тепловыделение снижается в e раз за 40 лет. Это позволяет считать, что для рассматриваемой ниже задачи, в которой механические напряжения меняются в течение одних суток, вместо (62) можно положить $q(t) = q_0 = \text{const}$ и использовать формулу (34). В качестве начальной принималась температура РАО 500°C . Это связано с тем, что при более высоких температурах упругая модель неприменима вследствие размягчения стекла [17, 22]. Температура воздуха принималась равной 20°C , что соответствует температуре на входе в стояк. Коэффициент теплоотдачи в граничных условиях (3), рассчитанный по методике, приведенной в [18], взят равным $150 \text{ Вт/(м}^2 \text{ К)}$. При моделировании напряженно-деформированного состояния на верхнем и нижнем торцах бидона задавалось условие нулевого перемещения вдоль оси бидона, т.е. предполагалось, что давление вышележащих бидонов препятствует вертикальным перемещениям. Начальные напряжения считались нулевыми.

Полученные аналитически и с помощью расчетного кода FENIA температуры приведены на рис. 4. Кратковременное повышение температуры в центре бидона связано с превышением остаточного тепловыделения РАО над отводом тепла. Видно, что за время порядка двух суток тепловое состояние стабилизируется. Описанные результаты получены для нижнего бидона в стояке, для которого температура охлаждающего воздуха минимальна. Проходящий мимо расположенных выше бидонов воздух будет иметь более высокую температуру, вследствие чего для них выход на квазистационарное состояние будет более длительным, а температура более высокой.

Свойства материалов, принятые в расчете

	Остеклованные РАО	Сталь 08Х18Н10
Коэффициент теплопроводности, Вт/(м К)	1.5	18
Плотность, кг/м ³	2760	7800
Удельная теплоемкость, Дж/(кг К)	800	500
Коэффициент Пуассона	0.25	0.29
Модуль Юнга, ГПа	83	200
Коэффициент линейного термического расширения, 1/К	11.8×10^{-6}	18×10^{-6}

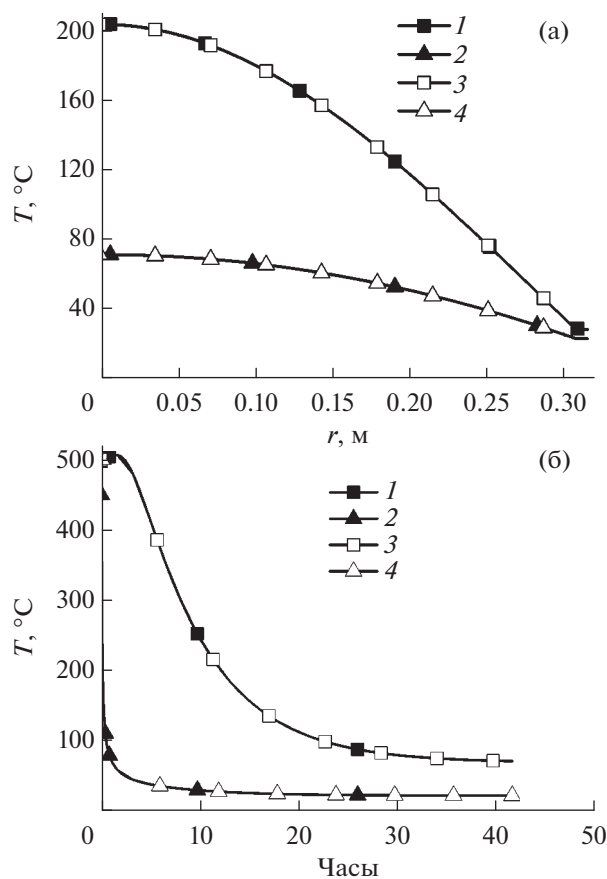


Рис. 4. Расчетные зависимости температуры: (а) – вдоль радиуса бидона для двух моментов времени: 1, 3 – 12 ч; 2, 4 – 45 ч; (б) – от времени в двух точках: 1, 3 – в центре; 2, 4 – на поверхности между цилиндрами; 1, 2 – аналитический расчет; 3, 4 – FENIA.

На рис. 5 приведены результаты расчета напряженно-деформированного состояния бидона. Очень высокие окружные и осевые напряжения на границе стекла и стали связаны с тем, что не моделировалась предыстория – заливка стекла в бидон с его разогревом и учетом изменения механических параметров стекла при затвердевании, а также последующее остывание бетона. При учете этих процессов расчетные напряжения будут более реалистичными. Также при моделировании не в полной мере учитывались эффекты, связанные с нагрузкой со стороны вышележащих бидонов, равно как и влияние днища и крышки бидона.

Проведенные расчеты показали полное совпадение численного и аналитического решений, т.е. расчетный код FENIA корректно решает задачи такого рода. Сравнение показывает, что численное решение позволяет хорошо отследить “разрывы” напряжений, возникающие вследствие “разрыва” свойств материалов.

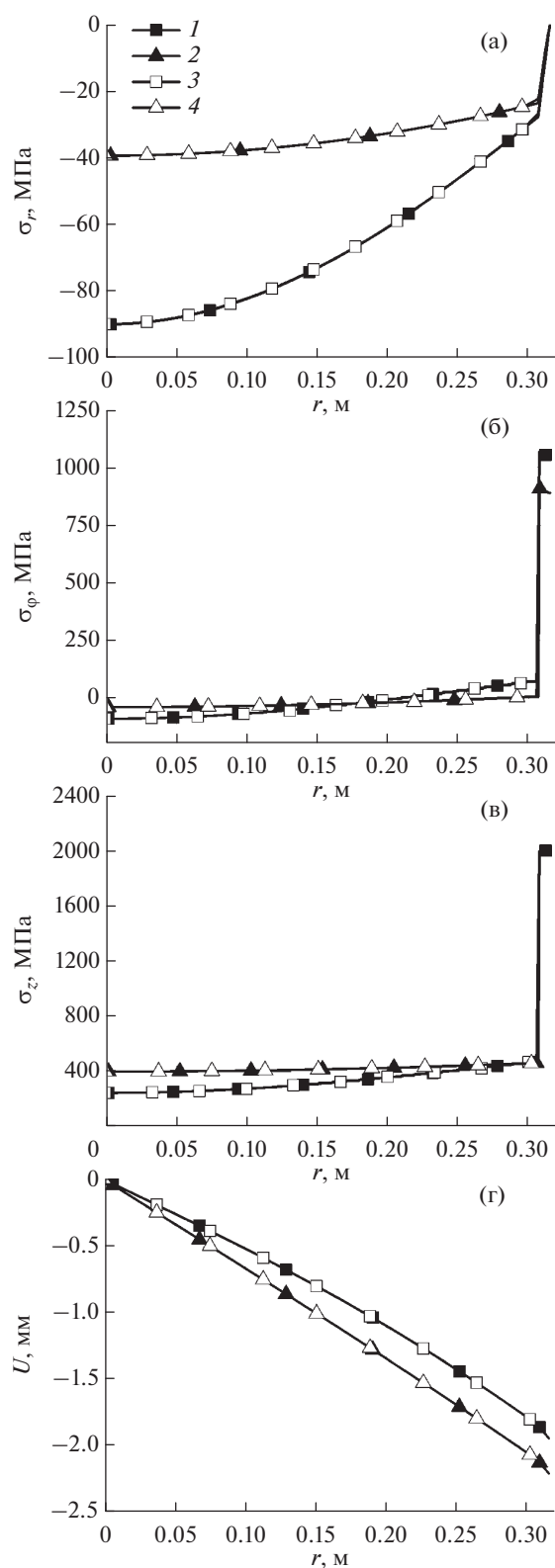


Рис. 5. Расчетные зависимости напряженно-деформированного состояния бидона для двух моментов времени: (а) – радиальные напряжения, (б) – окружные напряжения, (в) – осевые напряжения, (г) – перемещения: 1, 3 – 12 ч; 2, 4 – 45 ч; 1, 2 – аналитический расчет; 3, 4 – FENIA.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные аналитические решения могут использоваться как для верификации расчетных средств, так и для получения оценок температур и напряжений в различных объектах, которые могут быть приближенно представлены в виде двухслойного цилиндра. В частности, решение может использоваться для проверки точности численного моделирования разрывов напряжений на границе сред вследствие скачкообразного изменения свойств материалов.

Проведенный расчет для остывания бидона с остеклованными РАО показал, что с помощью аналитического решения можно получить достаточно надежную оценку изменения поля температур. Для моделирования же напряженно-деформированного состояния полученные результаты дают сильно завышенную оценку напряжений. Это связано не с недостатками процедуры численного или аналитического решения, а с необходимостью учета начального пространственного распределения напряжений. Его требуется рассчитывать численно, так как при остывании стекла заметно меняются его теплофизические свойства, причем при переходе через температуру стеклования его поведение меняется с вязкопластического на упругое. Кроме того, требуется учитывать неопределенности исходных данных для моделирования, которые связаны как с влиянием РАО на свойства стекла, так и с особенностями размещения бидона в стояке, от которых зависит и его охлаждение, и напряжения и деформации, вызванные давлением вышележащих бидонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная теплопередача. М.: Едиториал УРСС, 2003. 784 с.
2. Карзов Г.П., Марголин Б.З., Швецова В.А. Физико-механическое моделирование процессов разрушения. СПб.: Политехника, 1993. 391 с.
3. Токарев Ю.Н., Моисеенко Е.В., Дробышевский Н.И., Бутов Р.А. Точные аналитические решения нестационарных задач теплопроводности и их роль в верификации моделей тепло-гидро-механических процессов в пунктах глубинного захоронения РАО // Радиоактивные отходы. 2018. № 4(5). С. 90.
4. Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer. ASME, 2009. 100 p.
5. Roache P.J. Building PDE Codes to be Verifiable and Validatable // Comput. Sci. Eng. 2004. V. 6. Iss. 5. P. 30.
6. Oberkampf W.L., Roy C.J. Verification and Validation in Scientific Computing. Cambridge Univ. Press, 2010. 790 p.
7. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. Изд. 4-е. М.: Наука; Глав. ред. физ.-мат. лит., 1981. 512 с.
8. Цветков Ф.Ф., Григорьев Б.А. Тепломассообмен. М.: МЭИ, 2001. 548 с.
9. Жорник В.А., Рыбинская А.А., Савочка П.А. Об одной нестационарной задаче термоупругости для двухслойного цилиндра // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. Естеств. науки. 2006. № S12. С. 34.
10. Видин Ю.В., Злобин В.С. Аналитический расчет нестационарного температурного поля плоского тела при переменном коэффициенте теплопроводности // ТВТ. 2019. Т. 57. Вып. 5. С. 790.
11. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1975. 576 с.
12. Бутов Р.А., Дробышевский Н.И., Моисеенко Е.В., Токарев Ю.Н. Численное моделирование напряженно-деформированного состояния массива горных пород при размещении в нем пункта глубинного захоронения радиоактивных отходов и визуализация результатов // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2019. № S37. С. 343.
13. Butov R.A., Drobyshevsky N.I., Moiseenko E.V., Tokarev U.N. Finite Element Code FENIA Verification and Application for 3D Modelling of Thermal State of Radioactive Waste Deep Geological Repository // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 891. 012174.
14. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. 2-е изд. М.—СПб.: Физматлит; Лаб. базовых знаний, 2001. 630 с.
15. Алой А.С., Трофименко А.В., Кольцова Т.И., Никандрова М.В. Физико-химические характеристики остеклованных модельных ВАО ОДЦ ГХК // Радиоактивные отходы. 2018. № 4(5). С. 67.
16. Ремизов М.Б., Козлов П.В., Власова Н.В., Беланова Е.А., Руденко А.В., Катаев А.А., Редькин А.А., Ткачева О.Ю., Докутович В.Н., Филатов Е.С., Зайков Ю.П. Тепло- и электропроводность расплавов алюмофосфатных и боросиликатных стекол, содержащих имитаторы высокоактивных отходов от переработки ОЯТ // Физика и химия стекла. 2019. Т. 45. № 2. С. 120.
17. Ремизов М.Б., Козлов П.В., Борисенко В.П., Дементьева И.И., Блохин П.А., Самойлов А.А. Разработка алгоритма оценки радионуклидного состава остеклованных ВАО ФГУП "ПО "Маяк" для цели их безопасного захоронения // Радиоактивные отходы. 2018. № 3(4). С. 102.
18. Бельтюков В.А., Зайков Ю.В. и др. Хранение отработавших свой ресурс радиоактивных источников тепла и энергии на ПО "Маяк" // Вопросы радиационной безопасности. 2000. № 2. С. 19.
19. Глаголенко Ю.В., Дзекун Е.Г., Медведев Г.М., Ровный С.И., Уфимцев В.П., Захаркин Б.С. Переработка отработавшего ядерного топлива АЭС и жидких радиоактивных отходов на ПО "Маяк" // Атомная энергия. 1997. Т. 83. Вып. 6. С. 446.
20. ГОСТ EN 1748-1-1-2016 Стекло боросиликатное. Технические требования. Межгос. стандарт. 2018-03-01.
21. Кириллов П.Л., Терентьева М.И., Денискина М.Б. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Учеб. спр. пособ. для студ. / Под общ. ред. проф. Кириллова П.Л.; 2-е изд., испр. и доп. М.: ИзДАТ, 2007. 200 с.
22. Nuclear Waste Conditioning / Ed. Pradel Ph. Paris: Nuclear Energy Division, 2009. 145 p.

УДК 532.546

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ ПЛАСТ–ТРЕЩИНА ГИДРОРАЗРЫВА В РЕЖИМЕ ПОСТОЯННОГО ОТБОРА

© 2022 г. Ф. Ф. Давлетшин*, Р. Ф. Шарафутдинов

ФГБОУ ВО “Башкирский государственный университет”, Уфа, Россия

*E-mail: felix8047@mail.ru

Поступила в редакцию 10.09.2021 г.

После доработки 14.12.2021 г.

Принята к публикации 15.02.2022 г.

На основе численного моделирования исследовано формирование нестационарного температурного поля в системе пласт–трещина гидроразрыва в режиме отбора жидкости из пласта. Показано, что температурное поле чувствительно к параметрам трещины, таким как ширина и проницаемость. Установлено, что в зависимости от проницаемости пласта и ширины трещины на кривой изменения во времени температуры притекающей в скважину жидкости наблюдаются участки отрицательной и положительной динамики температуры, обусловленные соответственно адиабатическим эффектом и эффектом Джоуля–Томсона.

DOI: 10.31857/S004036442202003X

ВВЕДЕНИЕ

Одно- и многофазные потоки сплошной среды наблюдаются в ряде природных явлений и технологических процессов, например при фильтрации в насыщенных пористых средах (нефтяных и газовых пластах) и движении потоков в трубопроводах [1, 2]. Исследование многофазных потоков и особенностей формирования фильтрационных и температурных полей является теоретической основой различных методов контроля разработки нефтегазовых месторождений [3].

Гидравлический разрыв пласта (ГРП) на сегодняшний день получил широкое распространение на поздних стадиях разработки нефтяных месторождений, характеризующихся снижением дебита добывающих скважин. ГРП также активно применяется при эксплуатации месторождений с низкой проницаемостью пластов. Оценка качества работ по гидроразрыву имеет важное значение при прогнозировании производительности коллекторов и оценке извлекаемых запасов нефти [4]. В настоящее время одним из активно развиваемых направлений с точки зрения определения ориентации трещин ГРП и оценки их геометрических характеристик (длины, ширины, высоты) является нестационарная термометрия [5]. Анализ распределения температуры вдоль ствола скважины и ее динамики во времени позволяет решать ряд задач, связанных с локализацией трещин и оценкой их геометрических характеристик [6]. Исследование нестационарных тепловых процессов в системе пласт–горизонтальная сква-

жина–трещины гидроразрыва [7] показало, что температурное поле в стволе скважины чувствительно к местоположению трещин. Предложены методики оценки длины и проводимости трещины по данным распределенных датчиков температуры [7]. В работе [8] исследованы тепловые процессы при закачке жидкости в трещину ГРП и последующем восстановлении температуры после прекращения закачки, разработана методика оценки ширины трещины по данным нестационарного температурного поля в скважине.

Особенностью приведенных работ является моделирование тепловых процессов непосредственно при ГРП в процессе закачки рабочей жидкости в пласт и восстановлении температуры после остановки закачки. Как правило, температура закачиваемой жидкости существенно отличается от пластовой, формируемой под действием теплового потока из недр Земли. При закачке жидкости гидроразрыва определяющее влияние на формирование температурного поля оказывает конвективный перенос тепла при движении жидкости в высокопроницаемой трещине. При дальнейшей эксплуатации скважины температурные эффекты, связанные с закачкой жидкости с температурой, контрастной относительно пластовой, ослабевают. При работе скважины в режиме отбора пластового флюида на формирование температурного поля оказывают влияние не только конвективный и кондуктивный механизмы теплопереноса, но и термодинамические эффекты (Джоуля–Томсона и адиабатический), которые

определяются полем давления и его динамикой во времени. Эффект Джоуля–Томсона обуславливает нагрев жидкости по пути ее фильтрации в пласте под действием градиента давления. С увеличением перепада давления, проходимого жидкостью, ее температура возрастает за счет теплового эффекта Джоуля–Томсона. Адиабатический эффект, напротив, приводит к снижению температуры жидкости при снижении давления вследствие расширения пластового флюида [9].

Наличие высокопроницаемой трещины в пласте с низкой проницаемостью существенно искажает картину фильтрационных течений в сравнении с невозмущенным пластом. Температурное поле, формируемое в процессе фильтрации пластового флюида, в значительной степени зависит от параметров трещины. В работе исследуется влияние параметров трещины ГРП на характер тепловых процессов в системе пласт–трещина гидро разрыва в режиме отбора жидкости из пласта.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В СИСТЕМЕ ПЛАСТ–ТРЕЩИНА ГРП

Математическая модель неизотермической фильтрации основана на уравнении неразрывности, законе фильтрации Дарси и законе сохранения энергии для пласта [3] с учетом конвективного теплопереноса, теплопроводности, термодинамических (Джоуля–Томсона и адиабатического) эффектов. Уравнения для расчета полей давления и температуры записываются в виде [10]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(m\rho_f)}{\partial t} - \operatorname{div}\left(\rho_f \frac{k}{\mu} \nabla p\right) &= 0, \\ \frac{\partial((\rho c)_e T)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_f c_f \mathbf{v} T - \lambda \nabla T) &= \Phi, \\ (\rho c)_e &= m\rho_f c_f + (1 - m)\rho_r c_r, \\ \Phi &= m\rho_f c_f \eta \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_f c_f \mathbf{v} \epsilon \nabla p. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь k , m – соответственно проницаемость и пористость пласта или трещины; ρ_f , μ – плотность и вязкость жидкости; \mathbf{v} – скорость фильтрации; p – давление; ρ_r – плотность скелета породы; $(\rho c)_e$ – эффективная теплоемкость пласта; c_r , c_f – удельные теплоемкости скелета породы и флюида; T – температура; Φ – источниковое слагаемое, связанное с термодинамическими эффектами (эффектом Джоуля–Томсона и адиабатическим); η – адиабатический коэффициент; ϵ – коэффициент Джоуля–Томсона; λ – теплопроводность.

Граничные и начальные условия для решения уравнения неразрывности записываются в предположении, что на границе пласта со скважиной поддерживается постоянной объемный расход

жидкости (далее дебит) Q . На границе пласта с контуром питания температура и давление постоянны и равны пластовым значениям:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \left(\sigma r \frac{\partial p(r_w, \varphi)}{\partial r} \right) d\varphi &= Q, \\ p|_{r=R_c} &= p_{\text{res}}, \\ p|_{r=0} &= p_{\text{res}}, \\ T|_{r=R_c} &= T_{\text{res}}, \\ T|_{r=0} &= T_{\text{res}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где t – время; r_w , R_c – радиусы скважины и контура питания; σ – гидропроводность пласта или трещины [3]; p_{res} – пластовое давление; T_{res} – пластовая температура.

Система уравнений (1) вместе с граничными и начальными условиями (2) записывается в двумерной (r, φ) постановке и решается численно. Геометрия области моделирования представляет собой однородный пласт, ограниченный цилиндрической поверхностью радиусом R_c (контуром питания), пересеченный вертикальной скважиной и трещиной постоянной ширины, симметричной относительно скважины и имеющей в горизонтальном сечении форму прямоугольника (рис. 1).

Для дискретизации уравнений используется метод контрольных объемов. Детальное описание модели и численной схемы расчета представлено в [10].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуется формирование нестационарного температурного поля в пласте с трещиной гидро-

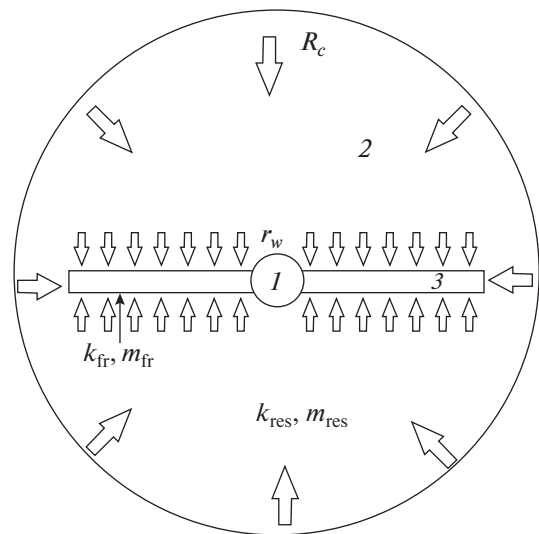


Рис. 1. Геометрия задачи: 1 – скважина, 2 – пласт, 3 – трещина.

Таблица 1. Параметры пласта и трещины

Параметр	Значение
Плотность горной породы, кг/м ³	2700
Теплоемкость горной породы, Дж/(кг К)	1000
Теплопроводность пласта, Вт/(м К)	2
Вязкость жидкости, мПа с	10
Плотность жидкости, кг/м ³	800
Теплоемкость жидкости, Дж/(кг К)	2000
Адиабатический коэффициент жидкости, К/МПа	0.14
Коэффициент Джоуля–Томсона жидкости, К/МПа	0.4
Сжимаемость жидкости и скелета, Па ⁻¹	20×10^{-10} , 10^{-10}

разрыва при работе добывающей скважины в режиме постоянного отбора: дебит жидкости из пласта на единицу его мощности (высоты) $Q = 1$ м²/сут, проницаемость пласта $k_{res} = 10^{-14}$ м² (~10 мД¹), проницаемость трещины $k_{fr} = 10^{-11}$ м² (~10 Д), пористость пласта $m_{res} = 0.1$, пористость трещины $m_{fr} = 0.3$, радиус скважины $r_w = 0.1$ м, радиус контура питания $R_c = 120$ м, полудлина (длина крыльев) трещины $l_{fr} = 50$ м, пластовое давление $p_{res} = 20$ МПа, пластовая температура $T_{res} = 50^\circ\text{C}$, другие параметры модели представлены в табл. 1.

На рис. 2 приводятся рассчитанные зависимости изменения во времени температуры жидкости, притекающей в ствол скважины (область 1 на рис. 1), которая является результатом калориметрического смешивания жидкостей из области пласта (область 2 на рис. 1) и трещины (область 3 на рис. 1). Под изменением температуры $\Delta T(t)$ понимается разница между температурой жидкости $T(t)$ и начальной температурой жидкости (пластовой) T_{res} , т.е. $\Delta T(t) = T(t) - T_{res}$.

Температурные кривые характеризуются наличием минимума, наблюдаемого в первый час после начала отбора и обусловленного адиабатическим эффектом. В частности, при ширине трещины 1 мм в течение первого часа после начала отбора жидкости давление на границе скважины и пласта снижается с 20 до 15 МПа, в результате в прискважинной (ближней) зоне пласта жидкость охлаждается за счет адиабатического расширения.

После участка кратковременного охлаждения на температурных кривых наблюдается участок немонотонного повышения температуры за счет эффекта Джоуля–Томсона. При увеличении ширины трещины от 1 до 10 мм изменение температуры (в дальнейшем вместо “изменение темпера-

туры” используется для простоты “температура”) притекающей в скважину жидкости за 50 ч отбора снижается с 0.48 до 0.10^{°C}. Характер температуры притекающей в скважину жидкости определяется главным образом притоком жидкости из области трещины (доля жидкости, притекающей в скважину из области трещины, составляет для рассмотренных параметров около 90% суммарного расхода Q на границе скважина–пласт).

Для поддержания равного дебита жидкости градиент давления в более узкой трещине требуется выше, чем для более широкой. Для сравнения средний градиент давления в прискважинной зоне трещины при ширине трещины 1 и 10 мм составляет соответственно 0.16 и 0.092 МПа/м (рис. 3). Средний градиент давления рассчитан в прискважинной зоне трещины на расстоянии от 0.1 до 10 м от оси скважины. Благодаря увеличению градиента давления в трещине при снижении ее ширины возрастает вклад эффекта Джоуля–Томсона в формирование температуры пластовой системы, и температура жидкости во времени увеличивается более интенсивно.

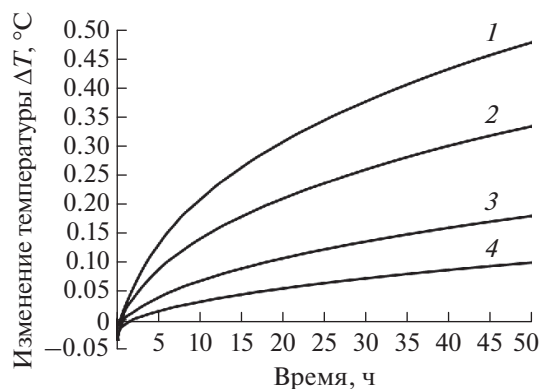


Рис. 2. Изменение температуры притекающей в скважину жидкости при проницаемости пласта 10^{-14} м²: 1 – ширина трещины – 1 мм, 2 – 2, 3 – 5, 4 – 10.

¹ Дарси (Д) – единица проницаемости, соответствующая проницаемости горной породы, через поперечное сечение которой, равное 1 см², при ламинарном режиме фильтрации, перепаде давления в 1 атм на протяжении 1 см в 1 с проходит 1 см³ жидкости с вязкостью 1 Па с.

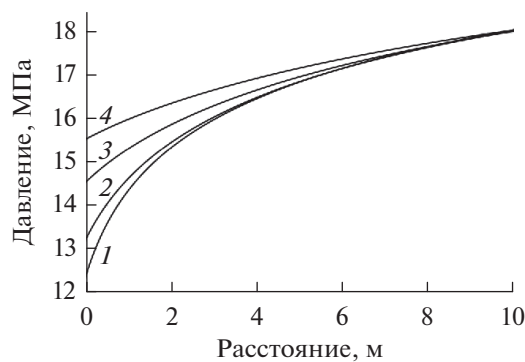


Рис. 3. Распределение давления в трещине через 50 ч отбора: 1–4 – см. рис. 2.

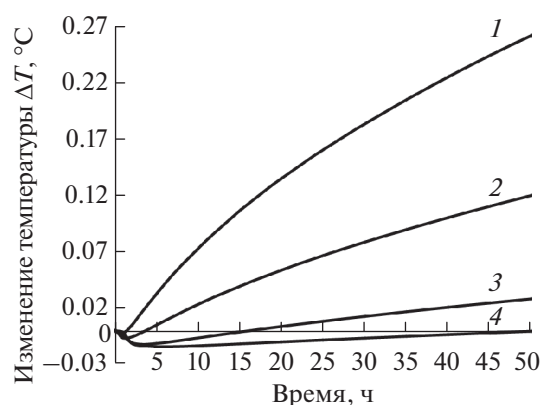


Рис. 4. Изменение температуры притекающей в скважину жидкости, проницаемость пласта – 10^{-15} м^2 : 1–4 – см. рис. 2.

Таблица 2. Влияние параметров трещины на изменение температуры притекающей в скважину жидкости через 50 ч отбора

Полудлина трещины, м	$\Delta T, ^\circ\text{C}$	Проницаемость трещины, 10^{-12} м^2	$\Delta T, ^\circ\text{C}$
25	0.18	5	0.28
50	0.18	10	0.18
100	0.18	100	0.01

Разница температур притекающей в скважину жидкости (через 50 ч отбора) при варьировании ширины трещины в интервале 1–10 мм составляет 0.38°C. Поскольку разрешающая способность современных термометров составляет менее 0.01°C [5], это позволяет использовать данные нестационарных температурных замеров при оценке ширины трещины.

Результаты исследования влияния полудлины и проницаемости трещины на температуру притекающей в скважину жидкости через 50 ч после начала отбора жидкости из пласта представлены в табл. 2. Ширина трещины в расчетах постоянна и равна 5 мм, при варьировании полудлины трещины ее проницаемость принята равной 10^{-11} м^2 (~10 Д), при варьировании проницаемости трещины ее полудлина равна 50 м.

При моделируемых параметрах изменение полудлины трещины в диапазоне 25–100 м практически не влияет на температуру притекающей в скважину жидкости. Увеличение проницаемости трещины в диапазоне $(5–100) \times 10^{-12} \text{ м}^2$ приводит к значительному снижению температуры притекающей жидкости: с 0.28 до 0.01°C, что обусловлено увеличением пропускной способности трещины и снижением градиента давления в ней (и, соответственно, вклада эффекта Джоуля–Томсона).

Результаты моделирования при рассмотрении пласта с более низкой проницаемостью (10^{-15} м^2 ,

или ~1 мД) представлены на рис. 4. Дебит жидкости на единицу мощности пласта принят $Q = 0.5 \text{ м}^3/\text{сут}$.

При ширине трещины до 2 мм наблюдается преимущественно рост температуры притекающей жидкости во времени, а при ширине более 5 мм после начала отбора жидкости отмечается участок продолжительного охлаждения. При снижении проницаемости пласта и дебита жидкости снижается скорость фильтрации, и соответственно, вклад эффекта Джоуля–Томсона. В результате температура притекающей жидкости при проницаемости пласта 10^{-15} м^2 (~1 мД) ниже, чем при проницаемости 10^{-14} м^2 (~10 мД). При ширине трещины 5 и 10 мм изменение температуры жидкости мало и составляет сотые доли градусов, однако можно отметить фактор, чувствительный к ширине трещины, – время достижения минимальной температуры притекающей в скважину жидкости. Период отрицательной динамики температуры притекающей в скважину жидкости при ширине трещины 5 мм составляет порядка 3 ч, при ширине 10 мм достигает 6 ч, т.е. он возрастает с увеличением ширины трещины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты численных исследований показали, что температура притекающей в скважину жидкости в режиме постоянного отбора чувствительна к параметрам трещины: ши-

рине, проницаемости. Установлено, что при проницаемости пласта 10^{-14} м^2 (~ 10 мД) температурное поле определяется, главным образом, эффектом Джоуля–Томсона, причем изменение температуры притекающей в скважину жидкости возрастает с уменьшением ширины трещины и за 50 ч отбора достигает 0.5°C . При проницаемости пласта 10^{-15} м^2 (~ 1 мД) для трещин шириной от 5 до 10 мм на температурных кривых отмечается участок отрицательной динамики температуры притекающей в скважину жидкости во времени, причем время достижения минимума температуры возрастает с ростом ширины трещины. Перечисленные особенности температурного поля могут быть использованы при оценке параметров трещин гидроразрыва по данным температурных замеров в скважине.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ по теме “Создание интеллектуальной комплексной технологии исследования и интерпретации данных промыслово-геофизических исследований скважин, включая оптоволоконные измерения для контроля за разработкой нефтегазовых месторождений и экологического мониторинга состояния недр, на основе использования математического моделирования, машинного обучения, алгоритмов обработки и роботизированной аппаратуры индукционного воздействия”, соглашение № 075-11-2021-061 от 25 июня 2021 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вараксин А.Ю.* Двухфазные потоки с твердыми частицами, каплями и пузырями: проблемы и результаты исследований // ТВТ. 2020. Т. 58. № 4. С. 646.
2. *Шарафутдинов Р.Ф., Садретдинов А.А., Бочков А.С.* Радиально-азимутальный неизотермический приток жидкости к скважине в условиях теплового воздействия // ТВТ. 2011. Т. 49. № 3. С. 449.
3. *Рамазанов А.Ш.* Теоретические основы скважинной термометрии. Уфа: РИЦ БашГУ, 2017. 114 с.
4. *Экономидес М., Олини Р., Валько П.* Унифицированный дизайн гидроразрыва пласта. От теории к практике. М.—Ижевск: Ин-т комп. иссл., 2007. 236 с.
5. *Валиуллин Р.А., Шарафутдинов Р.Ф., Федотов В.Я., Закиров М.Ф., Шарипов А.М., Ахметов К.Р., Азизов Ф.Ф.* Использование нестационарной термометрии для диагностики состояния скважин // Нефтяное хозяйство. 2015. № 5. С. 93.
6. *Seth G., Reynolds A.C., Mahadevan J.* Numerical Model for Interpretation of Distributed Temperature Sensor Data During Hydraulic Fracturing // SPE Annu. Tech. Conf. and Exhibition. Florence, Italy. 19–22 Sept. 2010. Paper SPE-135603-MS. <https://doi.org/10.2118/135603-MS>
7. *Ribeiro P.M., Horne R.N.* Pressure and Temperature Transient Analysis: Hydraulic Fractured Well Application // SPE Annu. Tech. Conf. and Exhibition. New Orleans, Louisiana, USA. 30 Sept.–2 Oct. 2013. Paper SPE-166222-MS. <https://doi.org/10.2118/166222-MS>
8. *Шарипов А.М., Шарафутдинов Р.Ф., Рамазанов А.Ш., Валиуллин Р.А.* Исследование восстановления температуры в скважине после прекращения закачки воды в пласт с трещиной ГРП // Вестн. Башкирск. ун-та. 2017. № 2. С. 315.
9. *Шарафутдинов Р.Ф., Давлетшин Ф.Ф.* Исследование параметрической чувствительности температурного поля в пласте с трещиной гидроразрыва // Вестн. Академии наук РБ. 2021. Т. 38. № 1. С. 22.
10. *Шарафутдинов Р.Ф., Давлетшин Ф.Ф.* Численное исследование неизотермической фильтрации сжимаемого флюида в низкопроницаемом пласте с трещиной гидроразрыва // ПМТФ. 2021. Т. 62. № 2. С. 160.

УДК 532.542, 536.24, 536.652

ВЛИЯНИЕ УГЛОВОЙ ОРИЕНТАЦИИ ОРЕБРЕНИЯ НА ТЕПЛОВУЮ ЗАРЯДКУ И РАЗРЯДКУ БЛОКА ТЕРМОАККУМУЛЯТОРА

© 2022 г. L. A. Khan, M. M. Khan*

*Capital University of Science and Technology, Islamabad, 45750, Pakistan***E-mail: mahabat83@yahoo.com*

Поступила в редакцию 06.04.2020 г.

После доработки 06.04.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

В работе проведены численные и экспериментальные исследования влияния ориентации ребер на тепловые характеристики горизонтального кожухотрубного накопителя скрытой теплоты, имеющего циклы зарядки и разрядки. В качестве рабочего тела, претерпевающего фазовый переход, используется стеариновая кислота, помещаемая в кольцевое пространство между кожухом и трубкой. Для анализа трех различных угловых ориентаций внешних ребер трубы адаптирован численный метод переходных процессов, регулируемых плавучестью ($30^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$). Угол $\theta = 90^\circ$ образует λ -образное ребро, в то время как угол $\theta = 30^\circ$ дает Y-конфигурацию. Во время цикла зарядки наблюдалось значительное увеличение скорости теплопередачи для конфигурации с Y-образными ребрами из-за усиленных эффектов естественной конвекции. При 358 К конфигурация с Y-образными ребрами повысила эффективность процесса зарядки на 51%, а также увеличила общую теплоемкость накопителя на 10% по сравнению с конфигурацией с λ -ребрами. Накопитель с Y-образными ребрами также имеет увеличенную плотность потока тепла при зарядке и теплоотводе на 13.7 и 4.8% соответственно. Увеличение температуры рабочего тела на 7.6% повышает интенсивность зарядки и теплоотвода накопителя с Y-ребрами соответственно на 80 и 12.9%. Предложены временные зависимости чисел Нуссельта от чисел Стефана и Рэлея для процессов зарядки и разрядки.

DOI: 10.31857/S0040364422020247

ВВЕДЕНИЕ

Использование чистой и стабильной энергии имеет важное значение для решения энергетического кризиса и экологических проблем. Солнечная энергия является наиболее подходящей альтернативной природной энергией из-за ее доступности и удобства использования. Одной из наиболее эффективных систем для хранения солнечной энергии считается кожухотрубный блок хранения скрытой теплоты (КБСТ) на основе материала, претерпевающего фазовый переход, благодаря его способности сохранять высокую плотность энергии во время процесса фазового перехода в рабочем теле (РТ) [1]. КБСТ имеют разнообразные применения, такие как переключение тепловой нагрузки [2], рекуперация отработанного тепла, кондиционирование воздуха, нагрев воды, отопление зданий, охлаждение электроники, а также хранение в условиях холода [3–9].

Солнечная энергия накапливается теплоносителем, который проходит по трубке и передает тепловую энергию РТ со стороны кожуха. РТ хранит тепловую энергию как в явной, так и в скрытой форме. Сохраняемая энергия извлекается запуском теплоносителя по холодному контуру.

Однако РТ, используемые для аккумуляции тепловой энергии в КБСТ, имеют низкую теплопроводность [10], что осложняет процесс хранения и извлечения тепловой энергии. Таким образом, задача интенсификации теплопередачи важна при проектировании КБСТ. С этой целью численно и экспериментально исследовались различные методы интенсификации, такие как использование продольных, кольцевых, штифтовых ребер, внутренних и внешних ребер и локально расположенных продольных ребер [11–14]. В [15] экспериментально исследована интенсификация теплопередачи при зарядке и разрядке КБСТ концентрического трубчатого типа с использованием эритрита в качестве РТ. Процессы зарядки и разрядки КБСТ проанализированы с использованием двух практических методов повышения теплопередачи: систем с продольным и радиальным ребрением. Получено, что аккумулярующий блок с продольными ребрами увеличивает общую производительность зарядки, в то время как влияние формы ребер на процесс разрядки незначительно. Авторы [16] численно исследовали процесс разрядки вертикальный КБСТ на основе парафина с горизонтальными внутренними и внешними ребрами для кондиционирования воздуха.

Исследованы временная эволюция фронта затвердевания и влияние количества ребер на скорость затвердевания в КБСТ. Отмечена значительная роль ребер в повышении скорости теплоотдачи при разрядке. В [17] КБСТ изучается численно и экспериментально. Проанализировано влияние геометрических параметров, в том числе расстояния между кольцевыми ребрами и высоты прямоугольных ребер на зарядные характеристики. Зафиксировано сокращение времени фазового перехода на 71.5% за счет введения ребер.

В работе [18] экспериментально исследовано влияние геометрических и эксплуатационных параметров на зарядно-разрядные характеристики вертикального КБСТ. В данном исследовании проанализировано влияние продольных ребер и различных температур теплоносителя на входе на время плавления и затвердевания. Введение ребер позволило сократить время плавления на 24.12% при температуре теплоносителя на входе 85°C; время затвердевания сократилось на 43.6%. В [19] проведены экспериментальные и численные исследования системы хранения тепловой энергии с продольными ребрами. Зарядные характеристики КБСТ проанализированы для двух значений высоты ребра и числа Стефана. Результаты, полученные для фронта плавления и распределения температуры, показали, что более длинные ребра приводят к симметричному плавлению и плавному распределению температуры.

Авторы [20] работали над усовершенствованием конфигурации продольных ребер теплоаккумулятора с использованием парафина R-35 в качестве теплоносителя. Выбраны конфигурации с двумя и тремя ребрами, а углы между ребрами варьировались, чтобы получить оптимальное значение. Зафиксирована значительная роль межреберных углов в улучшении тепловых характеристик КБСТ. Авторы предложили угол наклона ребра, равный 60°, для оптимальной производительности. В [21] выполнены экспериментальные и численные исследования по ориентации концентрической трубчатой оболочки и трубчатого КБСТ. Предложена оптимальная ориентация ребра. В [22] улучшена тепловая работа кожуха и трубы КБСТ из [21] при наличии множества труб в кожухе КБСТ. Также исследовано влияние формы корпуса на характеристики КБСТ. В [23] численно исследованы зарядные характеристики КБСТ с локальным оребрением и лауриновой кислотой в качестве теплоносителя. Двумерная нестационарная модель проанализирована для локально изменяющихся углов между двумя продольными ребрами. В ходе анализа численных результатов предложен оптимальный угол между двойными ребрами. При оптимальном угле в 120° время плавления сократилось на 53.1%. В [24] экспериментально исследование

влияние различных углов наклона КБСТ с лауриновой кислотой. Эксперименты проводились при углах 0°, 45°, 90°. В среднем время плавления для ориентаций 0° и 45° меньше на 35 и 53% соответственно по сравнению с ориентацией 90°. В [25] экспериментально исследовано влияние угла наклона на характеристики плавления и затвердевания КБСТ с теплоносителем RT-35. Угол наклона менялся последовательно в диапазоне $\theta = 0^\circ - 90^\circ$. Из экспериментов установлен относительно равномерный характер плавления при горизонтальной ориентации, т.е. угле 0°.

Хотя проведено множество исследований КБСТ как экспериментальных, так и численных. Однако, насколько известно авторам, роль ориентации ребер для циклов зарядки и разрядки горизонтального КБСТ, связанная с ней динамика потока, обусловленная плавучестью, и характеристики теплопередачи не рассматривались. В настоящей работе проведены численные и экспериментальные исследования трехреберного горизонтального КБСТ. Проанализированы три различные ориентации ребер КБСТ с использованием стеариновой кислоты в качестве теплоносителя. Численный метод подтвержден экспериментальным исследованием и литературными данными. Изучена физика течения РТ, вызванная переходной плавучестью, для получения детального представления о роли ориентации ребра в процессах зарядки и разрядки КБСТ. Оптимальная ориентация ребер предложена на основе увеличения максимальной тепловой мощности КБСТ, накопления тепловой энергии и скорости разрядки. Исследовано влияние изменения температуры теплоносителя на тепловую зарядку и разрядку оптимальной ориентации КБСТ. Для количественной оценки скорости передачи тепловой энергии введены два безразмерных числа. Предложены четыре корреляции этих безразмерных чисел для дальнейшей количественной оценки и прогнозирования характеристик тепловой зарядки и разрядки КБСТ при различных температурах.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Расчетная область и теплофизические свойства.

Расчетная область рассматривалась как двумерное поперечное сечение КБСТ (рис. 1а, 1б). Медная трубка с внутренним радиусом $R_i = 16.05$ мм и толщиной $t_i = 3$ мм располагалась в центре стальной оболочки с внутренним радиусом $R_s = 60.5$ мм. На равном расстоянии друг от друга (120°) к трубке прикреплены три медных ребра радиальной длины $l_f = 36$ мм и толщиной $t_f = 3$ мм, как показано на рис. 1б. Стеариновая кислота (рабочее тело) помещалась в кольцевое пространство между кожухом и трубкой. Стеариновая кислота выбрана из-за нетоксичности, неагрессивности, химиче-

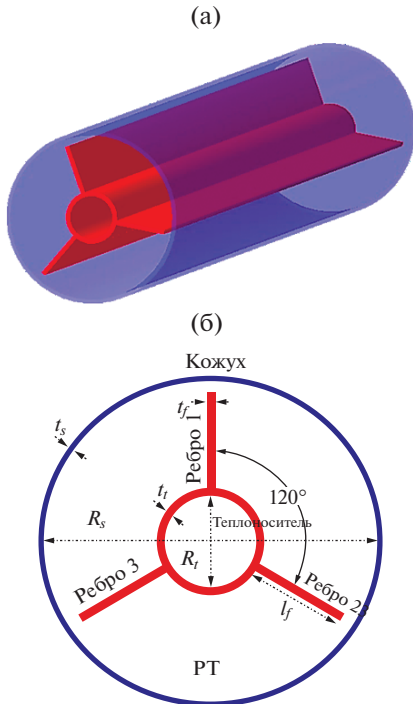


Рис. 1. Расчетная ячейка КБСТ: (а) 3D-модель, (б) 2D-модель.

ской стабильности, высокой скрытой теплоты, коммерческой доступности и экономической эффективности. О теплофизических свойствах материалов, использованных в настоящем исследовании, т.е. стеариновой кислоты, стали и меди, сообщалось в [21, 22]. На рис. 2 показаны три различные конфигурации КБСТ с учетом ориентации ребер, исследованных в данной работе. Каждый вариант ориентации связан с углом θ , который измерялся от центральной линии ребра 1 до положительного направления оси x . Угол θ уменьшался против часовой стрелки, чтобы изменить ориентацию ребер при сохранении фиксированного угла между ними. В случае А угол ребра к оси $+x$ составлял $\theta = 90^\circ$, что дает конфигурацию λ -ребра. Вариант Б ($\theta = 60^\circ$) дает асимметричную ориентацию ребер вдоль оси x , тогда как вариант В ($\theta = 30^\circ$) соответствует Y-образной конфигурации.

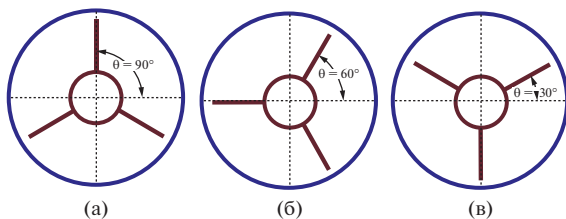


Рис. 2. Варианты конфигураций в зависимости от ориентации ребер: (а) случай А, (б) Б, (в) В.

Предположения и допущения. Течение жидкого РТ предполагалось ньютоновским, однородным, несжимаемым и изотропным. Теплообмен излучением был незначительным по сравнению с естественной конвекцией. Внутренняя поверхность трубы с теплоносителем рассматривалась как изотермическая, а внешняя оболочка КБСТ – адиабатическая. Граница раздела твердой и жидкой фаз РТ определялась как тонкая кашицеобразная зона из твердой и жидкой фаз. Приближение Буссинеска использовалось для моделирования изменений плотности в процессе плавления РТ, при этом в расчетах учитывалась постоянная средняя плотность. Поэтому во время фазового перехода процессом объемного расширения РТ можно было пренебречь [26]. Кроме того, недавнее исследование [27] показало очень хорошее сравнение двумерной модели постоянного объема на основе техники энтальпия–пористость для фазового изменения РТ с более сложным трехмерным моделированием VOF с объемным расширением. Поэтому в текущем исследовании использовалась двумерная вычислительная модель с постоянным объемом.

Численное моделирование. Формулировка в переменных энтальпия–пористость для задач фазового перехода, введенная в [28], использовалась для моделирования фазового перехода посредством единого набора основных уравнений. Уравнения неразрывности, движения и энергии для нестационарного, ламинарного, несжимаемого течения под действием сил плавучести представлены в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} &= 0, \\ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \\ &+ \rho \beta (T - T_l) g_i + S_{Mi}, \\ \rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_i h}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} k \frac{\partial T}{\partial x_i}, \end{aligned} \quad (1)$$

где u – скорость жидкого рабочего тела, p – давление, μ – динамическая вязкость, g – ускорение свободного падения, ρ – плотность, k – теплопроводность, T и h – температура и энтальпия.

Разница плотностей, вызванная изменением температуры и гравитационным эффектом, обычно является основным фактором, определяющим конвекцию РТ. Таким образом, эффект естественной конвекции рассматривался с использованием приближения Буссинеска [29] в предположении постоянной плотности, но с учетом изменения плотности, вызванного разницей температур в слагаемом, соответствующем плавучести [30]. Использование приближения Буссинеска позволило принять постоянный объем КБСТ при со-

хранении постоянной массы РТ во время численного моделирования.

Изменение энтальпии РТ разделено на три основные стадии в зависимости от фазы РТ: 1) РТ полностью твердое, 2) РТ жидкое и твердое, 3) РТ полностью жидкое. В соответствии с данным разделением математически энтальпию можно записать так

$$h = \begin{cases} \int_{T_R}^T C_{ps} dT, & T < T_s, \\ \int_{T_R}^{T_s} C_{ps} dT + \gamma h_{\Delta}, & T_s < T < T_l, \\ \int_{T_R}^{T_s} C_{ps} dT + h_{\Delta} + \int_{T_l}^T C_{pl} dT, & T > T_l. \end{cases}$$

Здесь T_R – температура отнесения, равная 300 К; h_{Δ} – скрытая теплота плавления, равная 0 для твердого РТ и L_f для жидкого; C_{ps} , C_{pl} – теплоемкости твердого и жидкого РТ. Разницу C_p между твердой и жидкой стеариновой кислотой можно считать линейной, согласно [18]. Плавящаяся или жидкая фракция РТ представлена величиной γ , которая количественно определяет процесс фазового перехода. Доля расплава рассчитывается по соотношению

$$\gamma = \frac{h_{\Delta}}{L_f} = \begin{cases} 0, & T < T_s, \\ \frac{T - T_s}{T_l - T_s}, & T_s < T < T_l, \\ 1, & T > T_l. \end{cases} \quad (2)$$

Источниковый член в S_{Mi} в уравнении (1) учитывает изменение импульса жидкого РТ из-за естественной конвекции. Источниковое слагаемое фактически демпфирует импульс и моделируется законом Дарси [20]. Источниковый член можно рассчитать так

$$S_{Mi} = C_{Mushy} \frac{(1 - \gamma)^2}{\gamma^3 + \epsilon} u_i, \quad (3)$$

где C_{Mushy} – константа переходной зоны между жидким и твердым РТ, отвечающая за подавление скорости. Ее значения в основном меняются в диапазоне $10^4 - 10^7$. Чем больше C_{Mushy} , тем сильнее гасится скорость. Однако при больших значениях в решении возникают большие флуктуации. На основании детального сравнения численных и экспериментальных результатов подходящее значение константы кашеобразной зоны принято равным 10^5 . В уравнении (3) знаменатель содержит γ^3 , поэтому, когда РТ полностью затвердевает ($\gamma = 0$), источниковый член может стать бесконечным. Чтобы избежать этой ситуации, в знаменатель S_{Mi} добавлен коэффициент $\epsilon = 0.001$. Важно отметить, что влияние величины ϵ незначительно.

Схема дискретизации. С помощью Ansys Fluent 19.0® выполнено моделирование несжимаемого, нестационарного двумерного ламинарного потока, движущегося под действием сил плавучести. Конвективная часть уравнений импульса и энергии решалась по схеме MUSCL третьего порядка (Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws). Схема MUSCL объединяет центрально-разностную схему и схему против ветра и, следовательно, обеспечивает лучшую пространственную точность и уменьшает числовую диффузию, что сохраняет решение стабильным для относительно большего временного шага. Для решения диффузионной части уравнения импульса использовалась центральная разностная схема второго порядка. Для временной дискретизации выбрана безусловно устойчивая неявная схема второго порядка. Критерий сходимости принят равным 10^{-6} , что дало точное решение.

Начальные и граничные условия. Граничные условия для плавления и затвердевания для моделирования представлены в табл. 1. В процессе плавления теплоноситель поддерживался при постоянной температуре на внутренней поверхности трубы, так как перепад температуры от входа до выхода из трубы КБСТ в экспериментах был пренебрежимо мал (0.51 К). Таким образом, на

Таблица 1. Начальные и граничные условия

	Граничные условия	Начальные условия
Внутренняя поверхность кожуха	Теплопроводность кожуха	–
Внешняя поверхность кожуха	Адиабатическая стенка	–
Внутренняя поверхность трубы	Температура теплоносителя	–
Внешняя поверхность трубы	Двойная стенка	–
Начальная температура РТ (расплав)	300 К	300 К
Начальная температура РТ (твердого)	358 К	358 К
Начальная температура теплоносителя (расплав)	358 К	–
Начальная температура теплоносителя (твердого)	300 К	–

Таблица 2. Влияние размера сетки на долю расплава

Размер сетки	Доля расплава, %			
	$t = 20$ мин	$t = 40$ мин	$t = 60$ мин	$t = 70$ мин
10000	43.94	77.064	93.74	99.57
12000	43.47	75.57	91.99	99.84
15000	44.56	75.73	92.78	99.25
20000	43.57	73.98	90.875	98.81

внутренней поверхности трубы с теплоносителем обеспечивалось изотермическое граничное условие при температуре $T_{\text{НТГ}} = 358$ К. При наличии границы между трубой с теплоносителем и РТ применялось связанное граничное условие. Соответствующая температура РТ установлена для процессов плавления и затвердевания (табл. 1). Как для плавления, так и для затвердевания теплопроводность оболочки включалась на внутренней стенке оболочки, что позволяло ей проводить тепло от РТ. Здесь важно отметить, что, даже если оболочка изолирована снаружи, проводимость оболочки все равно играет важную роль на этапе плавления. Граничное условие изолированной наружной стенки достигалось за счет наложения условия нулевого теплового потока. На внешней поверхности трубы с теплоносителем и внутренней поверхности обечайки принималось граничное условие отсутствия проскальзывания.

Независимость от сетки и времени. Для численного моделирования создана структурированная сетка. Проведены исследования независимости от сетки и шага по времени, чтобы устранить любые ложные эффекты разрешения сетки и временного шага. Структурированные сетки с четырьмя разрешениями – сетка 1, сетка 2, сетка 3 и сетка 4, состоящие из 10000, 12000, 15000 и 20000 расчетных ячеек соответственно, использовались для случая В. Изменение во времени доли расплава рассчитано для всех четырех сеток при трех различных временных шагах (табл. 2). Результаты показали, что между сеткой 1 и сеткой 4 наблюдалось максимальное отклонение в 4%, в то время как максимальное отклонение между сеткой 3 и сеткой 4 составляло менее 1%. Поэтому для настоящего исследования выбрана сетка 3 с разрешением 15000 расчетных ячеек. Влияние шага по времени на долю расплава исследовалось для шагов 50, 100, 200, 250 и 300 мс. Раствор оставался стабильным без каких-либо существенных изменений полного времени плавления до $\Delta t = 200$ мс. Однако моделирование становилось неустойчивым при $\Delta t > 250$ мс. Поэтому выбран шаг по времени $\Delta t = 100$ мс, обеспечивающий стабильность и точность без увеличения общего времени вычислений.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка состояла из кожухотрубного накопителя скрытой теплоты, а также горячего и холодного резервуаров, как показано на рис. 3. Также в нее входили циркуляционный насос, расходомер, электронный регулятор температуры и клапаны с ручным управлением. В качестве рабочего тела использовалась стеариновая кислота, а в качестве теплоносителя – вода. Внутренняя труба для теплоносителя была расширена, чтобы обеспечить полное развитие потока на входе в КБСТ. Горячий резервуар поддерживался при постоянной температуре с помощью трех нагревательных элементов по 1500 Вт каждый. Насос мощностью 372 Вт использовался для подачи горячей воды через медную трубку с расходом 0.441 кг/с. Расход насоса определялся ротаметром. Температура КБСТ измерялась в двух разных поперечных сечениях с помощью шести термопар, расположенных на расстоянии 25 мм от корпуса между ребрами, как показано на схеме на рис. 3. Две дополнительные термопары были размещены на входе и выходе из КБСТ для измерения снижения температуры в теплоаккумуляторе.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Валидация численного метода. Численные результаты сопоставляются с экспериментальными данными для случая А с конфигурацией λ -образного ребра КБСТ при температуре теплоносителя 358 К (рис. 4а). Во время моделирования в КБСТ были помещены три датчика температуры, воспроизводящие расположение термопар в экспериментальной установке, для регистрации числовых данных. Осредненные временные профили температуры и доли расплава, полученные при моделировании, хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Первоначально температура росла медленно, но линейно из-за слабых конвекционных эффектов. Экспериментальные данные для доли расплава получены с использованием уравнения (2). Доля расплава оставалась нулевой в течение первых 25 мин, так как температура была ниже температуры ликвидуса РТ в местах расположения термопар. Однако резкое повышение температуры наблюдалось как в численных, так и в экспериментальных результатах при $t = 25$ мин из-за доминирующих эффек-

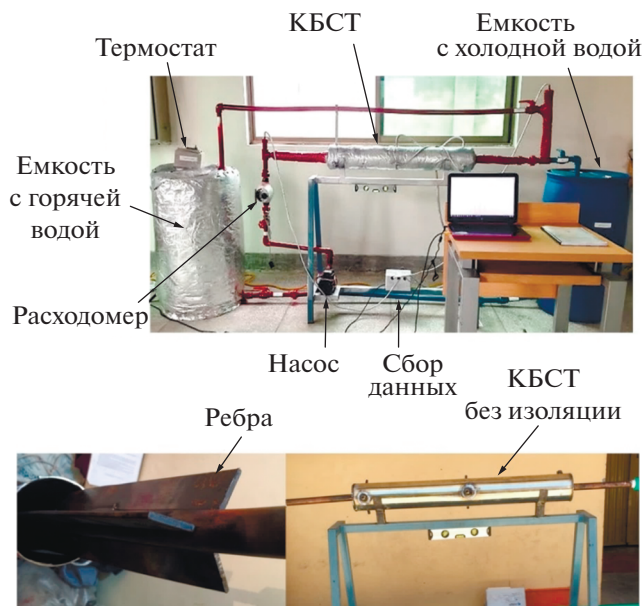


Рис. 3. Экспериментальная установка.

тов естественной конвекции в верхней половине KBCT, которые также увеличивали скорость плавления РТ. Как только верхняя половина KBCT достигла полного плавления, рост температуры стал линейным из-за слабых конвекционных эффектов в нижней половине KBCT. Получено хорошее совпадение численных и экспериментальных результатов.

Профили температуры, рассчитанные во время затвердевания, сравнивались с экспериментальными и численными результатами [31] (рис. 4б). В [31] использовался горизонтальный трехтрубный аккумулятор с RT-82 в качестве рабочего тела. В начале процесса затвердевания можно было наблюдать резкое снижение температуры, но оно продолжалось недолго из-за образования твердого слоя РТ вокруг поверхности теплоносителя. После $t > 10$ мин снижение температуры замедляется из-за доминирующего процесса теплопроводности и незначительного эффекта конвекции. Настоящие результаты хорошо согласуются с результатами [31].

Изменение доли расплава во времени и распределение температуры РТ в ходе зарядки и разрядки KBCT. Процесс зарядки KBCT включал накопление доступной тепловой энергии в РТ в виде явной и скрытой тепловой энергии. В экспериментах передача тепловой энергии от теплоносителя к РТ осуществлялась путем пропускания контура с горячей водой во внутреннюю трубу KBCT. Аналогично, технологическое тепло, запасенное в РТ, отбиралось через контур с холодной водой во внутреннюю трубу KBCT. Для критического анализа исследованы изменения во времени раз-

личных параметров, связанных с производительностью KBCT.

Изменение средней доли расплава $\bar{\gamma}$ для трех различных конфигураций ребер представлено на рис. 5а для процессов зарядки и разрядки. Изменение доли расплава оставалось примерно одинаковым во всех трех случаях при $t < 5$ мин, так как теплоперенос происходил в основном за счет теплопроводности, а естественная конвекция была слабой. Небольшое изменение наблюдалось через 5 мин, существенное изменение доли расплава происходило через 20 мин, когда $\bar{\gamma} > 40\%$ во всех случаях. На этом этапе конвекция стала доминирующей, что значительно увеличило скорость теплопередачи, и ориентация ребер стала играть более заметную роль. На 20-й минуте для случая В $\bar{\gamma} = 43\%$, тогда как для случаев Б и А $\bar{\gamma} = 38.1\%$ и 41% соответственно. Полное плавление ($\gamma = 100\%$) было достигнуто в случае В при $t = 83.33$ мин, в то время как в случаях А и Б удалось достичь только $\bar{\gamma} = 86$ и 94% . Так, можно сделать вывод, что при $t = 83.33$ мин KBCT с ориентацией λ ребра имеет дефицит энергии 14% по сравнению с KBCT с ориентацией ребра Υ . Это также можно наблюдать по затвердеванию, так как в случае В выделение энергии самое медленное из-за ее большого накопления. Точно так же изменение средней температуры РТ \bar{T} во времени в процессах зарядки и разрядки представлено на рис. 5б. Первоначально повышение средней температуры во время зарядки происходило линейно и равномерно для всех случаев за счет сильной естественной конвекции в верхней области KBCT. Однако отклонение профилей средней температуры во всех трех случаях начало проявляться после $t = 40$ мин. Изменение средней температуры обусловлено приближением границы зоны плавления к нижней секции KBCT. В нижней секции KBCT фронт плавления перемещается против направления распространения естественной конвекции и, следовательно, прочность поверхности плавления становится важной. При $t = 83.33$ мин средняя температура в случае В $\bar{T} = 356.2$ К явно намного выше, чем в случаях А (351 К) и Б (354.1 К). Таким образом, Υ -образная ориентация обеспечивает максимальную скорость зарядки – 1.38 ч, а средняя температура близка температуре теплоносителя (358 К).

Зарядка KBCT завершается с Υ -образной ориентацией ребра (вариант В) при $t = 83.33$ мин. Данное значение используется в качестве контрольного времени для процесса разрядки (процесса затвердевания). Процесс затвердевания моделируется обеспечением температуры теплоносителя на уровне 300 К для всех трех случаев из соответствующих условий при $t = 83.33$ мин. Следует помнить, что доля расплава РТ приближается к 0% при температуре солидуса РТ $T_s = 327$ К, после

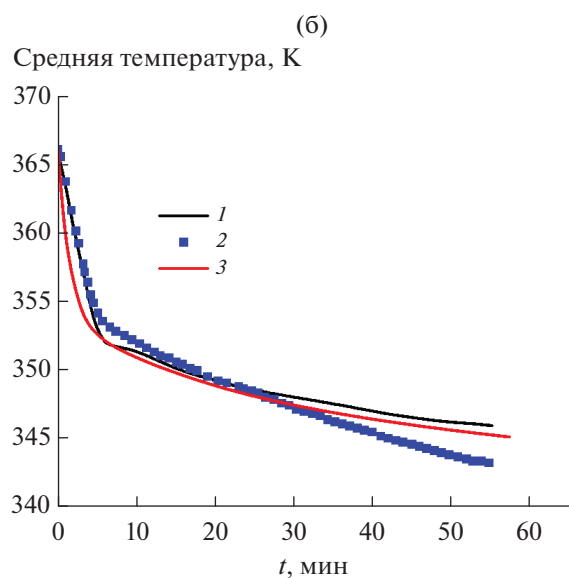
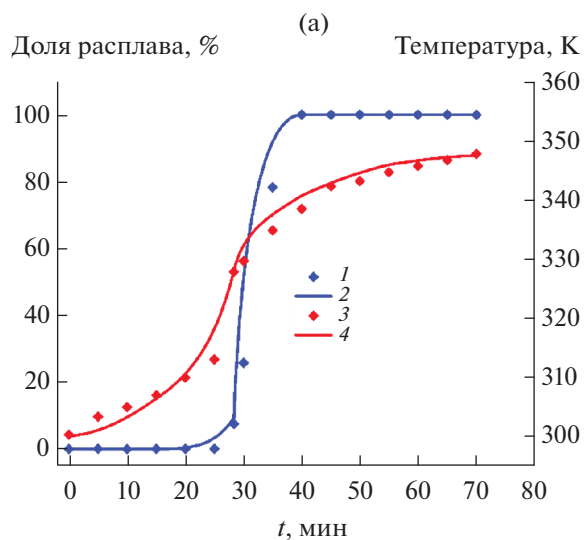


Рис. 4. Сравнение результатов численного метода с (а) экспериментальными данными для процесса зарядки с λ -конфигурацией: 1 – доля расплава, эксперимент; 2 – доля расплава, расчет; 3 – температура, эксперимент; 4 – температура, расчет; и (б) литературными данными для процесса теплоотвода: 1 – расчет [13], 2 – эксперимент [13], 3 – расчет, данная работа.

чего оставшаяся энергия КБСТ будет ощутимой. Таким образом, процесс разрядки КБСТ также включает три основных этапа извлечения энергии: полностью конвекционная фаза, конвекционно-теплопроводностная фаза и фаза чистой теплопроводности. Почти мгновенное уменьшение средней доли расплава и средней температуры для всех случаев видно на рис. 5 из-за очень большой разницы температур. Поэтому сильная конвекция в начале процесса затвердевания приводит к резкому понижению температуры. Одна-

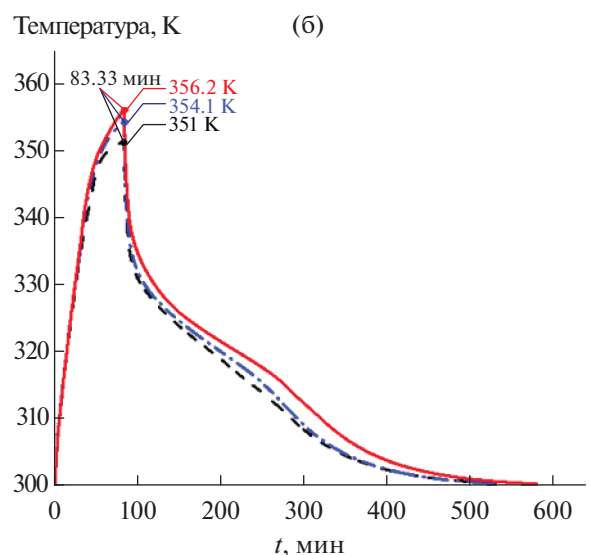
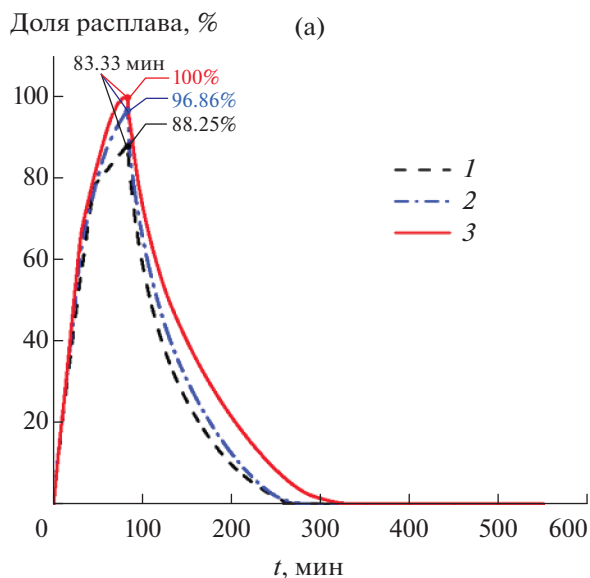


Рис. 5. Сравнение зависимостей доли расплава (а) и зависимостей температуры (б) для трех случаев: 1 – случай А, 2 – Б, 3 – В.

ко впоследствии начинает преобладать теплопроводность, что замедляет снижение $\bar{\gamma}$ и \bar{T} . Общая тенденция во всех трех случаях была одинаковой, но ожидаемо в случае В потребовалось больше времени, чтобы достичь $\bar{\gamma} \cong 0$, так как в этом случае температура больше, чем в двух других. Тем не менее средняя температура достигла температуры теплоносителя почти за то же время, поскольку при застывании преобладает теплопроводность.

Линии фронтов плавления и затвердевания для всех случаев представлены на рис. 6. Ребра пронумерованы как 1, 2 и 3. Влияние естественной конвекции в ходе плавления можно наблюдать с самого начала. Плаваемость вызвала быстрый рост температуры РТ в верхней части КБСТ, что уве-

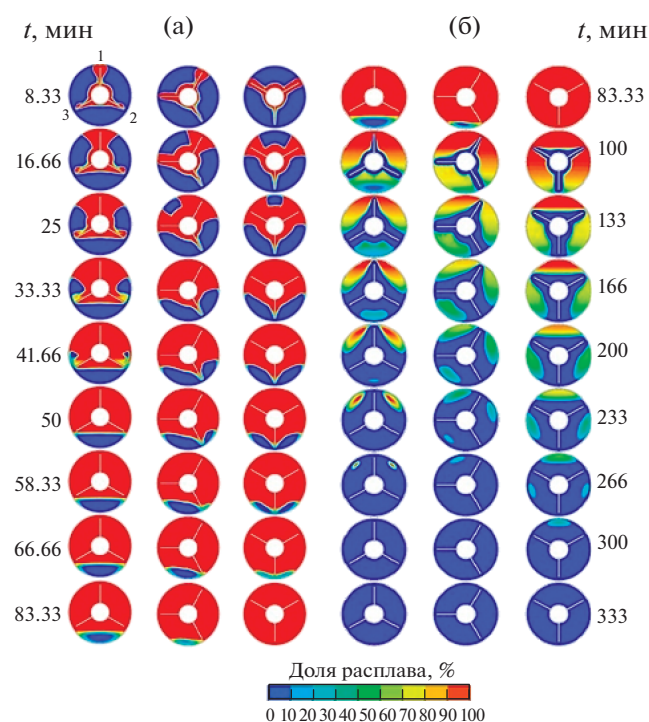


Рис. 6. Контуры плавления (а) и затвердевания (б).

лично скорость плавления во всех случаях. Тем не менее расположение Y-образных ребер в случае В демонстрирует самое быстрое плавление в верхней части КБСТ. При $t = 25$ мин в случае В было достигнуто полное расплавление в верхней секции из-за обширного влияния естественной конвекции. В случае А ориентация λ ребра задержала РТ между ребрами 2 и 3, где образовалась горячая застойная зона жидкого РТ, как показано на рис. 6. Более низкая теплопроводность РТ и неблагоприятное движение фронта плавления относительно сил плавучести вызвало снижение скорости плавления в нижней части КБСТ после $t = 45$ мин во всех случаях.

Однако сильная конвекция в случае В привела к более быстрой зарядке. Процесс затвердевания, как показано на рис. 6, демонстрирует быстрое замораживание РТ первоначально для всех трех случаев из-за сильной естественной конвекции. Тем не менее поверхности теплообмена были быстро поглощены твердым РТ, и следовательно, теплопроводность стала доминирующей в процессе разрядки. Таким образом, процесс разрядки идет намного медленнее по сравнению с плавлением. Полное затвердевание для всех трех ориентаций КБСТ достигается почти за одно и то же время, что говорит о большей эффективности процесса теплопередачи в случае В, потому как в начале процесса разрядки он был полностью заряжен в отличие от других случаев, при которых зарядка была частичной.

Характеристики потока при фазовом переходе РТ. Полное понимание физики течения, связанного с плавлением и затвердеванием РТ, требует глубокого исследования. На рис. 7 представлены линии тока и скорости для случаев А, Б, В. В начале, когда стали возникать эффекты конвекции, в случае А при $t = 8.33$ мин из-за плавучести образовалась пара вихрей в форме короны в верхней области вокруг ребра 1. Небольшая пара вихрей также видна на кончике ребра 1, который расширился вместе с вихрем в форме короны. Несколько небольших вихрей образовывались в верхней части трубы с теплоносителем в районе ребра 1. Небольшие вихри обеспечивали непрерывный импульс фронту плавления РТ вокруг ребра 1. Если бы не было ребра, разница плотностей жидкого РТ могла бы создать плавучий шлейф на верхней поверхности трубы с теплоносителем. Температура РТ быстро повышалась из-за усиленного конвективного теплообмена, обусловленного совмещением вихрей в верхней области трубы с теплоносителем и ребра 1. В нижнем сечении наблюдалась высокотемпературная зона за счет ребер 2 и ребра 3, которая также способствовала плавлению РТ. График линий тока в случае А показывает, что РТ вокруг внутренней поверхности ребер 2 и 3 захватывается, и образуется лужа жидкого РТ. Температура захваченного РТ увеличилась, что привело к формированию масштабной рециркуляции в нижней половине КБСТ с ориентацией ребра λ . Большие вихри жидкого РТ в нижней части остановили движение фронта плавления. Таким образом, конвекционные эффекты в нижней области уменьшались, а теплообмен подавлялся. При $t = 25$ мин фронт плавления взаимодействовал с крупными вихрями вокруг ребра 1, образованными комбинацией вихрей, которые были устойчивы по обе стороны от ребра. В ходе процесса движение фронта плавления на поверхности ребра 2 и ребра 3 замедлилось, и поверхность плавления двигалась вниз. Жидкий РТ перемещался вниз без каких-либо возмущений в верхней половине λ -ребра КБСТ. Однако при $t = 41.66$ мин обнаружены большие возмущения, образующиеся, когда фронт плавления достигает зоны рециркуляции в верхней части ребер 2 и 3. Из-за этого скорость фронта таяния стала незначительной, а конвекционные эффекты уменьшились, и после этого импульс фронта таяния терялся. Также отмечено, что, поскольку не было больше вихрей в верхней части, чтобы обеспечить импульс, необходимый для фронта плавления в нижней части. По этой причине скорость плавления особенно замедлялась в нижних сечениях λ -ребра КБСТ.

Линии тока в случае В сильно отличались от случая А. При $t = 8.33$ мин в верхнем сечении на верхней поверхности ребер 1 и 3 образовалось множество мелких пар вихрей и над трубой с теплоносителем появилась относительно более крупная

вихревая пара. Образовался симметричный фронт плавления между нижней поверхностью ребер 1 и 3. Фронт плавления в случае В увеличился значительно по мере усиления вихрей в верхней секции. Сильные вихри в верхней части Y-образного ребра действуют как источник импульса для плавления в нижней части. Следует отметить, что крупные вихри РТ в верхней части КБСТ также взаимодействовали с оболочкой и за счет термодиффузии внутри оболочки тепло передавалось в нижнюю часть КБСТ. Именно поэтому по сравнению с другими случаями фронт плавления Y-образной ориентации ребер сохранял импульс. В случае Б фронт плавления был асимметричным в верхней части из-за асимметричного расположения ребер. Первоначально в верхней части ребра 3 образовались три небольших вихря. При $t = 25$ мин наблюдался рост вихрей вокруг ребра и трубы с теплоносителем. Расплавленный РТ между ребрами 2 и 3 содержал большие вихри по сравнению со случаем А, но не такие энергичные, как в случае В.

Для сравнения режимов потока проанализирован процесс выгрузки из полностью расплавленного РТ для всех случаев. В случае В крупные вихри появлялись сразу в верхней и нижней секциях КБСТ, а в случае А небольшие вихри появлялись в нижней секции. Вихри в нижней части образовывались из-за разницы температур между жидким и затвердевшим РТ вокруг холодных поверхностей. Фронт затвердевания РТ перемещался вниз и заменял жидкий РТ, что увеличивало интенсивность вихрей на нижней стороне. Первый моментальный снимок затвердевания показал, что РТ очень быстро затвердел вокруг трубы с теплоносителем, что прервало прямой контакт жидкого РТ с поверхностями теплопередачи. Теплоотдача от поверхности РТ стала только кондуктивной. Однако конвекция имела место между зонами рециркуляции жидкого и твердого РТ, но теплопередача была значительно снижена. Поэтому во всех случаях процесс разрядки занимал гораздо больше времени, чем процесс зарядки.

Скорость накопления тепловой энергии. Скорость накопления энергии и энергоемкость можно назвать наиболее важными характеристиками конструкции КБСТ. Энергия, накопленная в РТ, представляет собой комбинацию накопления явной энергии во время повышения температуры в твердом состоянии РТ, скрытой энергии во время процесса фазового перехода РТ и снова накопления явной энергии во время повышения температуры жидкого РТ (рис. 8). Отмечено, что во время процесса накопления энергии изначально скорость накопления энергии высока из-за большого температурного градиента между трубкой теплоносителя и РТ. В течение интервала $5 < t < 20$ мин отмечается постоянная скорость теплопередачи 1.2 кВт для Y-образного КБСТ (вариант В), в то время как для случаев А и Б ско-

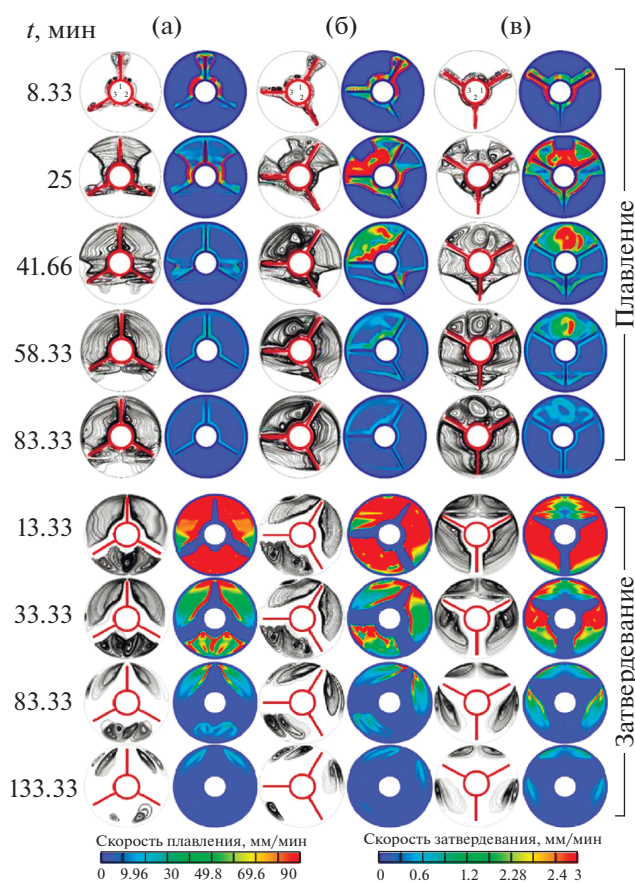


Рис. 7. Линии тока и поля скоростей для трех случаев: (а) случай А, (б) Б, (в) В.

рость накопления тепла линейно уменьшалась от 1.2 до ~ 0.95 кВт и до 1.05 кВт соответственно. Как объяснялось ранее, ориентация Y-образных ребер создает большие вихри в верхней части, которые поддерживали скорость накопления тепловой энергии. Однако по мере того, как плавление РТ в верхней половине приближается к завершению, скорость накопления энергии линейно уменьшается. После $t = 25$ мин скорость накопления энергии резко снизилась, так как градиенты температуры в верхней части уменьшились. Скорость аккумуляции энергии при $t > 50$ мин для вариантов Б и В линейно уменьшалась с 0.5 до 0.125 кВт по мере продвижения фронта плавления к нижней половине нижней секции КБСТ. Скорость аккумуляции тепловой энергии в случае А после $t = 45$ мин сразу же снизилась с 0.5 до 0.125 кВт и впоследствии оставалась постоянной. Причиной такого поведения является слабая конвекция в нижней части λ -ребра КБСТ.

Скорость отбора тепловой энергии КБСТ представлена на рис. 8б и демонстрирует совершенно другую тенденцию по сравнению со скоростью накопления тепловой энергии. Первоначально наблюдался резкий спад из-за наличия конвек-

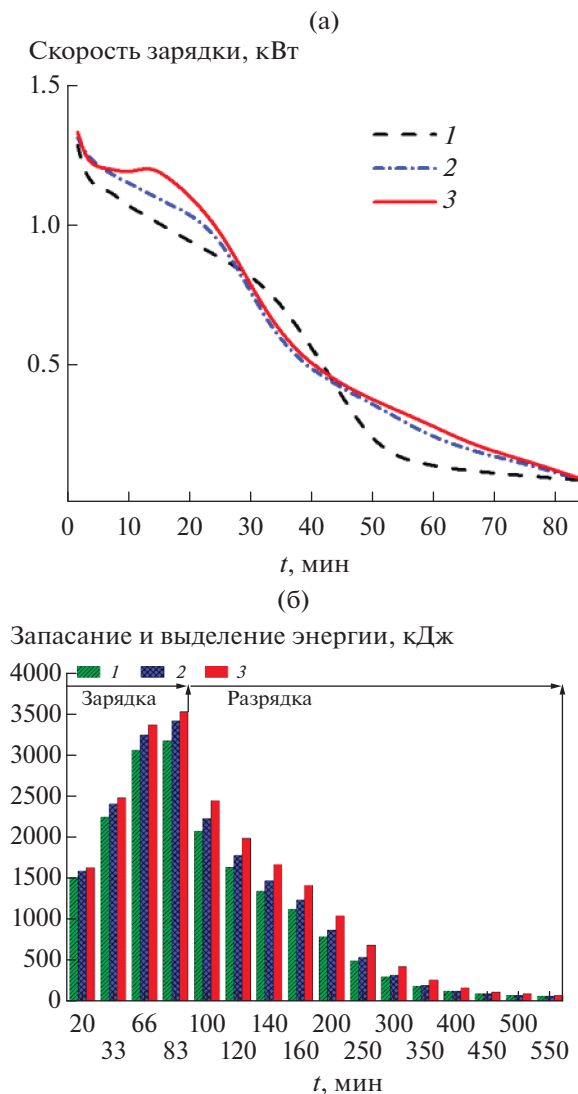


Рис. 8. Мощность (а) и полная запасенная и выделенная тепловая энергия (б): 1 – случай А, 2 – Б, 3 – В.

ционного теплообмена. Скорость отбора тепла снизилась с 2 до 0.3 кВт за первые 15 мин. Поскольку РТ затвердевает вокруг трубы, тепло передается от РТ к трубе теплоносителя в основном за счет теплопроводности. Однако внутри РТ присутствует эффект конвекции из-за зон рециркуляции в верхней и нижней части КБСТ. Эти зоны рециркуляции образовались из-за резкого градиента температуры вокруг теплообменных поверхностей. После $t > 50$ мин наблюдалось более интенсивное извлечение тепловой энергии в случае В на протяжении всего процесса разрядки.

Временное хранение и извлечение энергии показано на рис. 8б для всех случаев. Во время цикла зарядки в случае В достигается максимальная скорость накопления энергии. Таким образом, энергоемкость КБСТ увеличивается за счет ориентации

У-образных ребер, поскольку в таком случае сохраняется наибольшее количество энергии на всех временных шагах. При $t = 83.33$ мин (время завершения плавления КБСТ с У-образными ребрами) общая накопленная энергия составила 3518 кДж, в то время как в случае Б накоплено 3403 кДж, а в случае А только 3163 кДж. Энергоемкость в случае В была на 4.2 и 10% больше, чем в случае Б и случае А соответственно.

Процесс разрядки начался после $t = 83.33$ мин и осуществлялся в три этапа, которые включали конвекционный, конвекционно-кондуктивный и кондуктивный процессы. От $t = 83.33$ до $t = 100$ мин резкое снижение энергии показывает в общей сложности 30% ее извлечения. Резкое снижение произошло из-за сильной конвекции вокруг трубы теплоносителя из-за большого градиента температуры. Впоследствии процесс отбора энергии стал линейным при конвекционно-кондуктивном теплообмене. Твердое РТ вокруг трубки и ребер теплоносителя позволяло осуществлять только кондуктивный теплообмен, но вихри в жидком РТ способствовали конвекции на границе раздела жидкого и твердого РТ. После $t = 350$ мин отвод тепла значительно замедлился из-за процесса, в основном обусловленного теплопроводностью, поскольку эффектами конвекции можно было пренебречь. Среди всех трех вариантов случай В показал наибольшее количество энергии для одного цикла хранения и извлечения энергии. При ориентации У-ребер КБСТ накапливал и отдавал наибольшее количество энергии во время цикла зарядки–разрядки по сравнению с другими ориентациями ребер.

Коэффициент интенсификации работы в цикле зарядки–теплоотвода. Коэффициент повышения производительности во времени P_e КБСТ использовался для количественной оценки эффекта ориентации ребер во время цикла зарядки и разрядки. Он определялся как разница средней скорости накопления или извлечения тепловой энергии для любого конкретного случая и случая А, деленная на общую среднюю скорость накопления или извлечения тепловой энергии \bar{E}_A :

$$P_e = \frac{\bar{E}_i(t) - \bar{E}_A(t)}{\bar{E}_A} \times 100\%. \quad (4)$$

Коэффициент повышения производительности увеличивается для случая с более высокой скоростью накопления или извлечения энергии по сравнению со случаем А и наоборот. Во время цикла заряда P_e при $t < 10$ мин оставался одинаковым для всех случаев, поскольку теплопередача происходила в основном за счет процесса теплопроводности, а эффект плавучести был незначительным. Однако при $t > 10$ мин в жидком РТ развились сильные эффекты плавучести, и конвекция стала доминирующим видом теплообмена.

На этом этапе влияние ориентации ребер на скорость плавления РТ также стало значительным, как видно на рис. 9а. Процентное увеличение коэффициента повышения производительности показало непрерывное увеличение доли плавления для случаев Б и В до тех пор, пока не появился первый пик примерно при $t = 18$ мин. Отмечено, что P_e на первом пике составляет 11% и 19.4% для случаев Б и В. Однако впоследствии для обоих случаев наблюдалось снижение P_e , что связано с завершением плавления РТ в верхних частях в случаях Б и В, тогда как для случая А плавление продолжалось. Следовательно, скорость накопления тепла для случаев Б и В падала по сравнению со случаем А. Но этот эффект был мгновенным, и коэффициент повышения производительности для случаев Б и В снова увеличился. Второй пик наблюдался при $t \approx 60$ мин, когда плавление РТ приближалось к завершению в нижней части КБСТ. Максимальное значение P_e , равное 108%, было достигнуто в случае В и 77% для случая Б. Более высокий коэффициент повышения производительности приводит к общему сокращению времени зарядки. По сравнению со случаем А сокращение времени плавления в случаях Б и В составило 37 и 50.7% соответственно. Изменения во времени зарядки подтверждают влияние геометрии ребер в процессе зарядки и разрядки КБСТ.

Графики тепловых характеристик КБСТ в процессе разрядки на рис. 9б показывают, что первоначально P_e немного уменьшилось для обоих случаев по сравнению с эталонным случаем (А). Однако в случае В P_e значительно увеличился через 100 мин до значения 30%. Таким образом, из этих результатов можно сделать вывод, что Y-образные ребра значительно улучшают тепловые характеристики КБСТ.

Далее оценены средние характеристики зарядки и разрядки для ориентаций Y и λ . Дефицит энергии для λ -ребра составил 355 кДж, когда для Y КБСТ был полностью заряжен. Общее время, затраченное Y-ребрами, составило 83.33 мин, что дало прирост мощности 71.1 Вт. Полный процесс затвердевания в обоих случаях занял 466.67 мин и с Y-образными ребрами увеличил мощность на 12.67 Вт по сравнению с λ -ребрами. Затем процентное улучшение Y-образного КБСТ в процессе зарядки и разрядки было рассчитано путем сравнения полученных показателей энергии со средними показателями энергии для λ -ребер. Среднее накопление энергии и скорость разряда КБСТ с λ -ребрами составили 519 и 264.52 Вт. Таким образом, среднее улучшение производительности КБСТ с Y-ребрами составило 13.7% в процессе зарядки и 4.8% в процессе разрядки.

Влияние температуры рабочего тела на накопление и отдачу энергии. Характеристики теплопередачи в процессе хранения и извлечения энергии ис-

следованы для ориентации Y-ребер при различных температурах теплоносителя: $340 \leq T_{HTF} \leq 368$ К. Скорость накопления энергии показала линейную зависимость с увеличением температуры теплоносителя, а также скорость разрядки для тех же температур. Однако интересно, что средняя скорость разрядки лишь незначительно зависит от температуры теплоносителя. Средняя скорость заряда увеличилась с 0.2 до 1 кВт исследованном диапазоне, но скорость разряда увеличилась только с 0.213 до 0.243 кВт. Обнаружено, что процесс плавления, как обсуждалось ранее, сильно зависит от конвекционного теплообмена, который, в свою очередь, зависит от температуры теплоносителя и ориентации ребер. Средняя скорость хранения увеличилась на 80% при изменении температуры теплоносителя всего на 7.6%, в то время как средняя скорость накопления энергии увеличилась только на 12.4%.

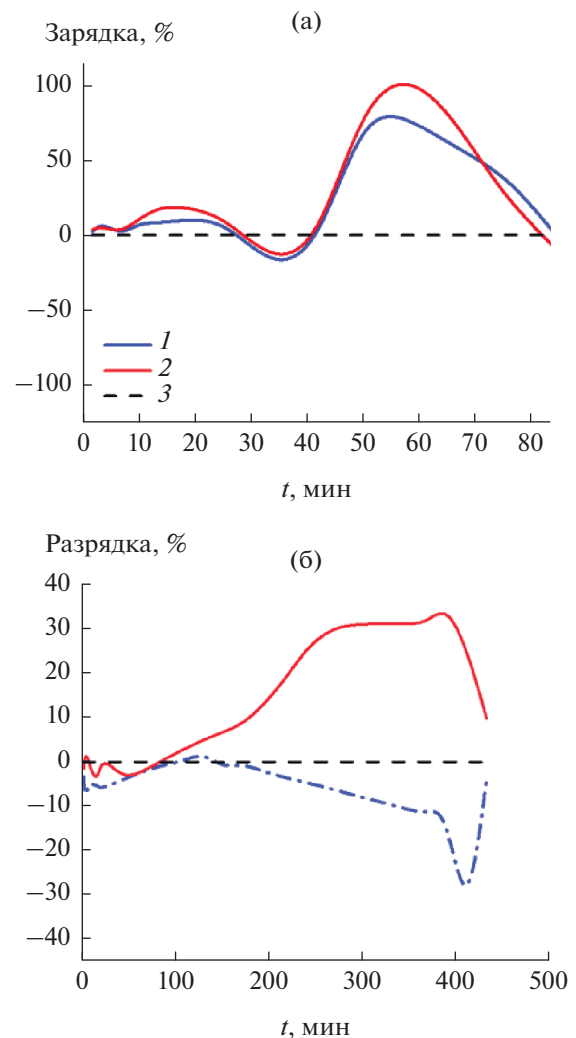


Рис. 9. Коэффициент интенсификации плавления и застывания: 1 – случай А, 2 – Б, 3 – В.

Влияние температуры рабочего тела на характеристики теплообмена РТ. Поскольку скорости зарядки и разрядки КБСТ зависят от конвекционной и кондуктивной теплопередачи, для дальнейшего понимания влияния температуры теплоносителя на характеристики теплопередачи введены числа Нуссельта Nu , Стефана Ste и Рэлея Ra . Nu определяется как отношение конвективной теплопередачи к кондуктивной, Ste как отношение явной теплоты к скрытой, а Ra как отношение сил плавучести к силам вязкости. Математически данные отношения можно записать так

$$\begin{aligned} Nu &= \frac{h_c D_t}{k_{PCM}}, \quad Ste = \frac{Cp_l (T_{HTF} - T_l)}{L_f}, \\ Ra &= \frac{g\beta (T_{HTF} - T_l) D_t^3}{\nu_l (a_{th})_l}. \end{aligned} \quad (5)$$

Изменения Ste и Ra для разных температур теплоносителя ($348 \leq T_{HTF} \leq 368$ К) показаны в табл. 3. Исследованы широкие диапазоны чисел Стефана ($0.038 \leq Ste \leq 0.395$) и Рэлея ($1.29 \times 10^6 \leq Ra \leq 1.34 \times 10^7$) при изменении температуры теплоносителя для Y-ребер.

На рис. 10а видно, что нелинейное уменьшение времени завершения плавления РТ произошло за счет увеличения числа Стефана. Первоначально для меньшего числа Стефана время плавления было очень большим из-за меньшего температурного градиента между теплоносителем и РТ. Однако при увеличении Ste градиент температуры также увеличился, что привело к резкому нелинейному уменьшению времени плавления. Скорость плавления замедлялась при

$Ste > 0.140$, потому что с увеличением Ste конвекционный поток в верхней части КБСТ также увеличился, однако скорость плавления в нижней части не растет, потому как фронт плавления движется против сил плавучести. В течение зарядки увеличение числа Стефана немного увеличило время затвердевания t_s . Скорость теплопередачи во время затвердевания зависела от конвекции и теплопроводности. Первоначально во время затвердевания наблюдались сильные конвекционные эффекты, но позже эффекты конвекции ослабевали. Таким образом, для разных чисел Стефана наблюдалось существенное увеличение разницы времен плавления и затвердевания.

Для дальнейшего исследования были изучены скорости теплообмена для процессов плавления и затвердевания в зависимости от среднего числа Нуссельта \overline{Nu} . Значения \overline{Nu} определяются по средней скорости накопления или извлечения энергии \overline{Q}_E так

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{h_c} D_t}{k_{PCM}} = \frac{\overline{Q}_E}{\pi k_{PCM} |T_{HTF} - T_{PCM}|}.$$

Значения \overline{Nu} при разных Ra при плавлении и застывании даны в табл. 3. Первоначально при плавлении, аналогично времени завершения плавления, \overline{Nu} также резко возрастает, но после $Ra > 4.74 \times 10^6$ меняется почти линейно. Число Нуссельта для процесса разрядки уменьшалось при больших значениях Ra . Причина такого поведения заключается в слабых эффектах естественной конвекции, поскольку скорость отбора энергии увеличивалась гораздо медленнее по сравнению

Таблица 3. Время плавления/затвердевания и числа Нуссельта при различных температурах рабочего тела

$T_{рт}$, К	Ste	Время, мин			Ra	\overline{Nu}_M	\overline{Nu}_S
		t_M	t_S	t_{cycle}			
340	0.038	237.27	241.66	478.93	1.29×10^6	6.28	6.17
343	0.076	175	243.46	418.46	2.59×10^6	8.07	5.80
348	0.140	123.35	246.66	369.81	4.75×10^6	10.50	5.25
353	0.204	98.33	248.42	346.75	6.90×10^6	12.38	4.90
358	0.268	83.3	250	333.3	9.06×10^6	14.15	4.57
363	0.331	68.34	253.33	321.67	1.12×10^7	15.84	4.27
368	0.395	59.71	255	314.71	1.34×10^7	17.26	4.04

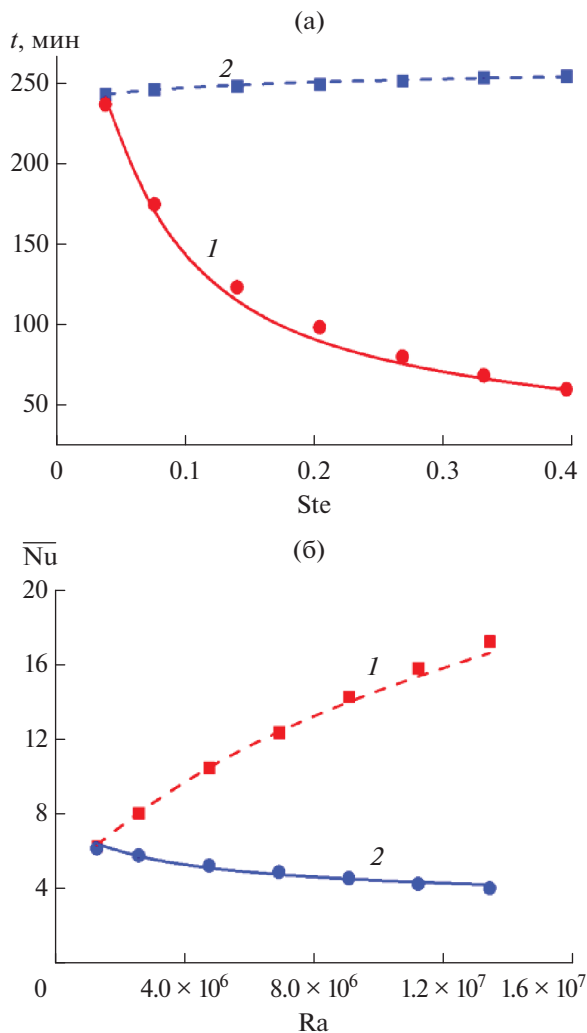


Рис. 10. Сравнение численных данных с результатами расчетов по полученным зависимостям для времени завершения плавления (а) и среднего числа Нуссельта (б): 1 – плавление, 2 – затвердевание; кривые – корреляции, маркеры – расчет.

с ростом Ra . Среднее число Нуссельта может быть представлено как $\overline{Nu} = C\overline{Q}_E/Ra$, где $C = (g\beta D_i^3)/(\pi k_{PT} \nu_i (a_{th})_i)$. Следовательно, в процессе плавления скорость увеличения \overline{Q}_E была намного выше, чем скорость увеличения Ra , что привело к росту \overline{Nu} . В то время как в процессе затвердевания скорость увеличения \overline{Q}_E была намного медленнее, чем скорость увеличения Ra , что привело к уменьшению \overline{Nu} .

Зависимости для КБСТ на стеариновой кислоте с Y-ребрами. Разработаны корреляции для времен плавления и затвердевания, а также для средних чисел Нуссельта. Чтобы уточнить влияние изменения температуры теплоносителя на процессы

плавления и затвердевания, времена завершения плавления были связаны с Ste . Поскольку установлено, что скорость теплообмена зависит от силы плавучести из-за разницы плотности РТ в процессе плавления и затвердевания, средние числа Нуссельта сопоставлены с Ra . Корреляции и численные результаты представлены на рис. 10. Время завершения плавления t_M и среднее число Нуссельта плавления сильно зависят от Ste и Ra , тогда как время затвердевания t_S и среднее число Нуссельта затвердевания \overline{Nu}_S зависят от них слабо. Поэтому при плавлении РТ роль плавучести была значительной, что усиливало конвективный теплообмен. Однако конвективный теплообмен во время затвердевания значительно снижен. Расхождение численных результатов с данными по коррекциям оказалась менее 10%:

$$t_M = 34.5(Ste)^{-0.6}, \quad t_S = 259(Ste)^{0.019};$$

$$\overline{Nu}_M = 0.013(Ra)^{0.44}, \quad \overline{Nu}_S = 81(Ra)^{-0.18}.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные и численные исследования интенсификации теплообмена в горизонтальном КБСТ. Проанализирована производительность зарядки и разрядки КБСТ для трех различных углов ориентации ребра, а именно λ -ребра с $\theta = 90^\circ$ (случай А), $\theta = 60^\circ$ (случай Б) и Y-ребра с $\theta = 30^\circ$ (случай В). Рассматривались такие показатели, как эффективность для выбранных ориентаций, полное время зарядки и разрядки, емкость накопления энергии и тепловые характеристики, основанные на скорости накопления и извлечения энергии. Экспериментальные и численные результаты показали, что Y-ориентация ребра является оптимальной как для зарядки, так и для разрядки КБСТ. Ребра с Y-ориентацией ускорили процесс плавления за счет улучшения теплообмена из-за больших энергичных вихрей в зоне конвекции. Полное время зарядки КБСТ с Y-ребрами уменьшается на 51% по сравнению с ориентацией λ . При температуре теплоносителя 358 К, Y-ориентации ребер аккумулялирование тепловой энергии выросло на 10% за счет увеличения средней температуры рабочего тела на 1.45%. Производительность зарядки, основанная на плотности теплового потока, для Y-образного ребра по сравнению с λ -расположением показала максимальное локальное усиление на 19.4% при плавлении РТ в верхней части и на 108% в нижней части из-за усиления конвекционных эффектов. Общая производительность зарядки КБСТ улучшена на 13.7%, а разрядки на 4.8%. Емкость накопления тепловой энергии и скорость ее накопления увеличены на 80 и 12.9% соответственно при увеличении температуры теплоносителя всего на 7.6%. Кроме того, для сте-

ариновой кислоты при Y-образной ориентации корреляции времени плавления и затвердевания показывают зависимость от чисел Стефана, среднего числа Нуссельта и числа Рэлея. Видно, что полученные корреляции при Y-ребрах являются сильной функцией числа Стефана для процесса плавления и слабой для процесса затвердевания. Корреляция среднего числа Нуссельта подтвердила, что плавучесть была движущим фактором увеличения теплопередачи при плавлении РТ, поскольку преимущественно зависит от числа Рэлея. При этом среднее число Нуссельта при застывании было обратно пропорционально, но слабо зависело от числа Рэлея.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sheikholeslami M., Lohrasbi S., Ganji D.D.* Response Surface Method Optimization of Innovative Fin Structure for Expediting Discharging Process in Latent Heat Thermal Energy Storage System Containing Nano-enhanced Phase Change Material // *J. Taiwan Inst. Chem. Eng.* 2016. V. 67. P. 115.
2. *Agyenim F., Hewitt N.* The Development of a Finned Phase Change Material (PCM) Storage System To Take Advantage of Off-peak Electricity Tariff for Improvement in Cost of Heat Pump Operation // *Energy Build.* 2010. V. 42. P. 1552.
3. *Du K., Calautit J., Wang Z., Wu Y., Liu H.* A Review of the Applications of Phase Change Materials in Cooling, Heating and Power Generation in Different Temperature Ranges // *Appl. Energy.* 2018. V. 220. P. 242.
4. *Farid M.M., Khudhair A.M., Ali S., Razack K.* A Review on Phase Change Energy Storage: Materials and Applications // *Energy Convers. Manag.* 2004. V. 45. P. 1597.
5. *Chaabane M., Mhiri H., Bournot P.* Thermal Performance of an Integrated Collector Storage Solar Water Heater (ICSSWH) with Phase Change Materials (PCM) // *Energy Convers. Manag.* 2014. V. 78. P. 897.
6. *Ortega-fernández I., Rodríguez-aseguinolaza J.* Thermal Energy Storage for Waste Heat Recovery in the Steelworks: The Case Study of the REslag Project // *Appl. Energy.* 2019. V. 237. P. 708.
7. *Oró E., De Gracia A., Castell A., Farid M.M., Cabeza L.F.* Review on Phase Change Materials (PCMs) for Cold Thermal Energy Storage Applications // *Appl. Energy.* 2012. V. 99. P. 513.
8. *De Gracia A., Cabeza L.F.* Phase Change Materials and Thermal Energy Storage for Buildings // *Energy Build.* 2015. V. 103. P. 414.
9. *Baby R., Balaji C.* Thermal Optimization of PCM Based Pin Fin Heat Sinks: An Experimental Study // *Appl. Therm. Eng.* 2013. V. 54. P. 65.
10. *Abdulateef A.M., Mat S., Abdulateef J., Sopian K., Al-abidi A.A.* Thermal Performance Enhancement of Triplex Tube Latent Thermal Storage Using Fins-nanophase Change // *Material Technique.* 2017. V. 7632.
11. *Yang X., Lu Z., Bai Q., Zhang Q. et al.* Thermal Performance of a Shell-and-tube Latent Heat Thermal Energy Storage Unit: Role of Annular Fins // *Appl. Energy.* 2017. V. 202. P. 558.
12. *Tay N.H.S., Bruno F., Belusko M.* Comparison of pinned and Finned Tubes in a Phase Change Thermal Energy Storage System Using CFD // *Appl. Energy.* 2013. V. 104. P. 79.
13. *Al-abidi A.A., Mat S., Sopian K., Sulaiman M.Y.* Internal and External Fin Heat Transfer Enhancement Technique for Latent Heat Thermal Energy Storage in Triplex Tube Heat Exchangers // *Appl. Therm. Eng.* 2013. V. 53. P. 147.
14. *Abdulateef A.M., Mat S., Abdulateef J., Sopian K.* Geometric and Design Parameters of Fins Employed for Enhancing Thermal Energy Storage Systems: A Review // *Renew. Sustain. Energy Rev.* 2018. V. 82. P. 1620.
15. *Agyenim F., Eames P., Smyth M.* A Comparison of Heat Transfer Enhancement in a Medium Temperature Thermal Energy Storage Heat Exchanger Using Fins // *Sol. Energy.* 2009. V. 83. P. 1509.
16. *Jmal I., Baccar M.* Numerical Study of PCM Solidification in a Finned Tube Thermal Storage Including Natural Convection // *Appl. Therm. Eng.* 2015. V. 84. P. 320.
17. *Zhai X.Q., Cheng X.W., Wang C., Wang R.Z.* Experimental Investigation and Performance Analysis of a Fin Tube Phase Change Cold Storage Unit for High Temperature Cooling Application // *Energy Build.* 2015. V. 89. P. 9.
18. *Rathod M.K., Banerjee J.* Thermal Performance Enhancement of Shell and Tube Latent Heat Storage Unit Using Longitudinal Fins // *Appl. Therm. Eng.* 2015. V. 75. P. 1084.
19. *Hosseini M.J., Ranjbar A.A., Rahimi M., Bahrampoury R.* Experimental and Numerical Evaluation of Longitudinally Finned Latent Heat Thermal Storage Systems // *Energy Build.* 2015. V. 99. P. 263.
20. *Kazemi M., Hosseini M.J., Ranjbar A.A., Bahrampoury R.* Improvement of Longitudinal Fins Configuration in Latent Heat Storage Systems // *Renew. Energy.* 2017.
21. *Khan L.A., Khan M.M.* Role of Orientation of Fins in Performance Enhancement of a Latent Thermal Energy Storage Unit // *Appl. Therm. Eng.* 2020. V. 175. P. 115408.
22. *Qaiser R., Mahabat M., Asip L., Irfan M.* Melting Performance Enhancement of PCM Based Thermal Energy Storage System Using Multiple Tubes and Modified Shell Designs // *J. Energy Storage.* 2021. V. 33. P. 102161.
23. *Deng S., Nie C., Wei G., Ye W.* Energy & Buildings Improving the Melting Performance of a Horizontal Shell-tube Latent-heat Thermal Energy Storage Unit Using Local Enhanced Finned Tube // *Energy Build.* 2019. V. 183. P. 161.
24. *Kamkari B., Shokouhmand H., Bruno F.* International Journal of Heat and Mass Transfer Experimental Investigation of the Effect of Inclination Angle on Convection-driven Melting of Phase Change Material in a Rectangular Enclosure // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2014. V. 72. P. 186.
25. *Kousha N., Hosseini M.J., Aligoodarzi M.R., Pakrouh R., Bahrampoury R.* Effect of Inclination Angle on the Performance of a Shell and Tube Heat Storage Unit – An Experimental Study // *Appl. Therm. Eng.* 2017. V. 112. P. 1497.

26. *Vogel J., Felbinger J., Johnson M.* Natural Convection in High Temperature Flat Plate Latent Heat Thermal Energy Storage Systems // *Appl. Energy*. 2016. V. 184. P. 184.
27. *Vogel J., Thess A.* Validation of a Numerical Model with a Benchmark Experiment for Melting Governed by Natural Convection in Latent Thermal Energy Storage // *Appl. Therm. Eng.* 2019. V. 148. P. 147.
28. *Voller V.R., Prakash C.* Fixed Grid Numerical Modelling Methodology for Convection Diffusion Mushy Region Phase Change Problems // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1978. V. 30. P. 1709.
29. *Pakrouh R., Hosseini M.J., Ranjbar A.A., Bahrapoury R.* Numerical Method for PCM-based Pin Fin Heat Sinks Optimization // *Energy Convers. Manag.* 2015. V. 103. P. 542.
30. *Vogel J., Felbinger J., Johnson M.* Natural Convection in High Temperature Flat Plate Latent Heat Thermal Energy Storage Systems // *Appl. Energy*. 2016. V. 184. P. 184.
31. *Al-abidi A., Mat S., Sopian K., Sulaiman Y.* Heat Transfer Enhancement for PCM Thermal Energy Storage in Triplex Tube Heat Exchanger // *Heat Transf. Eng.* 2015. V. 37. P. 705.

УДК 536.24, 536.423, 621.039

ТЕРМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ РАСПЛАВОВ С ЖИДКОСТЯМИ

© 2022 г. В. И. Мелихов^{1, 2, *}, О. И. Мелихов^{1, 2}, С. Е. Якуш³

¹Национальный исследовательский университет “Московский энергетический институт”, Москва, Россия

²Электрогорский научно-исследовательский центр по безопасности АЭС, Электрогорск, Россия

³Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*E-mail: vladimir.melikhov@erec.ru

Поступил в редакцию 31.05.2021 г.

После доработки 17.08.2021 г.

Принят к публикации 28.09.2021 г.

Выполнен обзор экспериментальных и расчетно-теоретических работ, посвященных изучению взаимодействия высокотемпературных расплавов с жидкостями, которые могут приводить к высвобождению механической энергии (паровые взрывы), что представляет потенциальную опасность для промышленных объектов, в первую очередь для АЭС. Рассмотрены как крупномасштабные паровые взрывы с участием десятков килограммов расплавов, так и маломасштабное взаимодействие одиночных капель расплава с жидкими охладителями. Отмечена важность режима неустойчивого пленочного кипения для определения условий инициирования парового взрыва. Проанализированы исследования влияния отвердевания поверхности расплава на термическое взаимодействие расплава с охладителем. Показана роль процессов окисления расплава в процессе развития парового взрыва.

DOI: 10.31857/S0040364422020284

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

1. Сценарии взаимодействия расплава с охладителем в ходе аварий на АЭС

1.1. Струя расплава—бассейн с охладителем

1.2. Слои охладителя—слои расплава

1.3. Струя охладителя—бассейн расплава

2. Крупномасштабные паровые взрывы

2.1. Схема протекания крупномасштабного парового взрыва

2.2. Крупномасштабные экспериментальные установки и исследовательские программы

2.3. Основные результаты экспериментальных исследований

2.4. Фрагментация струи расплава в охладителе — необходимое условие для крупномасштабного парового взрыва

2.5. Обсуждение

3. Маломасштабное взаимодействие расплава с охладителем

3.1. Фрагментация капли расплава

3.2. Неустойчивое пленочное кипение

3.3. Обсуждение

4. Влияние отвердевания поверхности расплава на термическое взаимодействие расплава с охладителем

4.1. Эксперименты по изучению отвердевания поверхности расплава

4.2. Теоретические модели отвердевания поверхности расплава

4.3. Обсуждение

5. Роль окисления расплава при термическом взаимодействии расплава с водой

5.1. Влияние окисления расплава

5.2. Существующие подходы

5.3. Обсуждение

Заключение

Список литературы

ВВЕДЕНИЕ

Быстрые фазовые переходы, в ходе которых происходит резкое увеличение удельного объема системы, встречаются в различных областях техники и в природных явлениях. Как правило, они являются результатом неконтролируемого выделения энергии и контакта высокотемпературных материалов с легко вскипающими жидкостями (охладителями) либо разрушения оболочки резервуара с содержащейся под высоким давлением жидкостью (сжиженным газом).

С точки зрения классической термодинамики, фазовый переход первого рода представляет собой изменение агрегатного состояния вещества, происходящее в определенных точках на диаграм-

ме давление–температура, совокупность которых образует так называемые кривые фазового перехода (кипения, плавления, сублимации). Фазовый переход сопровождается выделением или поглощением соответствующей энергии (скрытой теплоты фазового перехода). С точки зрения механики и теплофизики, однако, важнейшее значение имеет скорость, с которой происходит изменение агрегатного состояния вещества. В первую очередь это касается испарения, сопровождающегося значительным увеличением удельного объема вещества. Переход части выделяющейся энергии в кинетическую энергию и механическую работу расширения вещества может сопровождаться газодинамическими явлениями – распространением ударных волн, разлетом высокоскоростных струй и капель, представляющих собой значительный фактор опасности. Взрывы такого типа относят к “физическим”, поскольку их причины не связаны с протеканием экзотермических химических реакций.

Интерес к изучению гидродинамических и теплофизических аспектов взрывных явлений при быстрых фазовых переходах в значительной мере продиктован проблемами безопасности атомной энергетики, в особенности – необходимостью прогноза последствий тяжелых аварий с плавлением активной зоны реактора, выработкой мероприятий по предотвращению или снижению опасности таких аварий. При развитии тяжелой аварии на АЭС с реакторами на легкой воде типа ВВЭР/PWR вероятен прямой контакт расплава материалов активной зоны реактора (кориума) с теплоносителем (водой) в корпусе реактора или в шахте. При контакте двух жидкостей с существенно различными температурами, когда температура одной из жидкостей значительно превышает температуру кипения другой (например, высокотемпературный кориум и вода или натрия), при определенных условиях происходит быстрое вскипание холодной жидкости, сопровождающееся резким ростом давления в зоне термического взаимодействия и быстрым расширением многофазной смеси. Это явление, получившее название “паровой взрыв” (в англоязычной литературе – steam explosion или varog explosion), представляет значительную опасность, поскольку может приводить к существенным динамическим воздействиям на конструкции реактора и контейнента и создавать угрозу их целостности. В связи с возможным выходом радиоактивных продуктов деления в атмосферу и вызванными этим катастрофическими последствиями данное явление активно изучается последние полвека.

В западной литературе, начиная с 1970-х гг., достаточно регулярно выходят обзорные статьи, посвященные различным аспектам исследования парового взрыва [1–8]. В России освещению этой проблемы уделялось не столь много внимания –

сначала в [9] были обобщены и систематизированы зарубежные исследования парового взрыва на конец 1980-х гг., затем краткий обзор экспериментальных исследований был представлен в [10]. Наконец, в недавней монографии [11] была сделана попытка углубленно рассмотреть несколько важных направлений в этой области исследований, но ряд проблем (одиночные капли расплава, неустойчивое пленочное кипение, окисление и затвердевание расплава) при этом остался неохваченным.

В настоящем обзоре представлены и проанализированы результаты экспериментальных и теоретических исследований термического взаимодействия высокотемпературных расплавов с жидкостями, отражающие современное понимание проблемы парового взрыва.

1. СЦЕНАРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РАСПЛАВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ В ХОДЕ АВАРИЙ НА АЭС

1.1. Струя расплава–бассейн с охладителем. В ходе развития тяжелой аварии плавление ТВЭЛОВ происходит в центральной верхней части активной зоны, где их температура максимальна. Начальный состав расплава представляет собой смесь оксидов урана и циркония, которая в виде капель или ручейков стекает вниз по ТВЭлам и отвердевает в нижних частях ТВЭЛОВ, где их оболочка более холодная. Процесс аналогичен горению свечи: когда пламя растапливает воск, то он стекает вниз в виде капель или ручейков и затвердевает. Далее образуются закупорки или пробки из большого количества застывших капель расплава, а дальнейшее развитие этого процесса приводит к формированию застывшей корки расплава, служащей своеобразным днищем для удержания расплава. В ходе последующего развития аварии это образование разрушается, и расплав падает в нижнюю часть корпуса, где может находиться вода. Тем самым создаются условия для внутрикорпусного парового взрыва (рис. 1а). Если вода в нижней части реактора отсутствует или взаимодействие расплава с водой не носило взрывного характера, то расплав контактирует с днищем шахты, нагревая и проплавляя его, после чего оказывается в подреакторном пространстве. При наличии здесь воды создается возможность внекорпусного парового взрыва (рис. 1б).

1.2. Слой охладителя–слой расплава. При тяжелых авариях на АЭС с плавлением материалов активной зоны реактора возможны сценарии, когда образующийся кориум проливается в объем с водой, причем глубина слоя воды недостаточна для существенной фрагментации струи расплава. В этом случае расплав достигает дна бассейна и растекается по нему под слоем воды, образуя расслоенную (стратифицированную) конфигура-

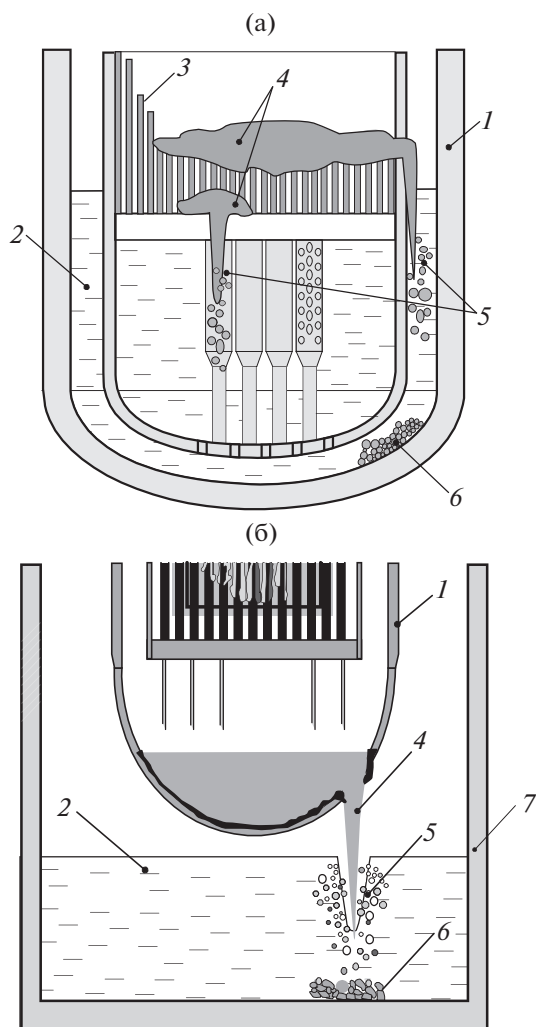


Рис. 1. Внутрикорпусное (а) и внекорпусное (б) взаимодействие кориума с водой: 1 – корпус реактора, 2 – охладитель, 3 – твэлы, 4 – расплав кориума, 5 – зона взаимодействия, 6 – дисперсные дебрисы, 7 – бассейн в подреакторном пространстве.

цию, схематически представленную на рис. 2. Такая же конфигурация расплава и воды может возникнуть в устройствах локализации расплава активной зоны (ловушках), когда растекающийся по днищу ловушки кориум заливается сверху слоем воды. До недавнего времени считалось, что при таком расположении паровой взрыв обладает недостаточным энергетическим потенциалом для того, чтобы вызвать серьезные разрушительные последствия. Однако недавние экспериментальные исследования стратифицированных паровых взрывов [12] продемонстрировали их значительную опасность, что свидетельствует о наличии механизмов предварительного перемешивания расплава с водой в процессе растекания.

1.3. Струя охладителя–бассейн расплава. В настоящее время большое внимание привлекают

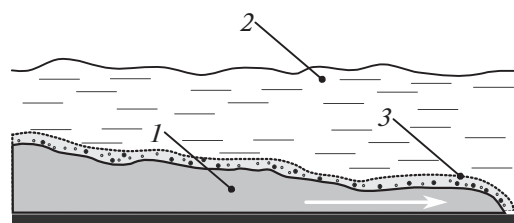


Рис. 2. Стратифицированная конфигурация при растекании слоя расплава по дну бассейна: 1 – расплав, 2 – охладитель, 3 – зона предварительного перемешивания.

реакторные установки нового поколения с жидким свинцом в качестве теплоносителя, для которых характерная температура на выходе из реактора составляет 813 К, а давление в парогенераторе – 0,8 МПа [13]. В теплообменных трубках парогенератора течет вода под давлением 18 МПа, температура воды на входе равна 613 К, на выходе – 778 К. Разрыв трубки парогенератора классифицируется как проектная авария (межконтурная неплотность), что предусматривает детальное исследование последствий разрыва. При истечении воды высокого давления в жидкий свинец образуется пароводяная каверна, на границе которой вследствие развития неустойчивостей происходит перемешивание с возникновением многофазной смеси свинец–вода–пар. Кроме того, паровой взрыв может возникать и при резком вскипании капель воды, захваченных свинцом (так называемый “обратный паровой взрыв”). Данные сценарии схематически представлены на рис. 3.

В настоящей обзорной статье рассматриваются результаты исследований, связанных с первым сценарием, приводящим к наиболее мощным паровым взрывам.

2. КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ПАРОВЫЕ ВЗРЫВЫ

2.1. Схема протекания крупномасштабного парового взрыва. Общее понимание схемы протекания крупномасштабного парового взрыва к настоящему времени является устоявшимся. Выде-

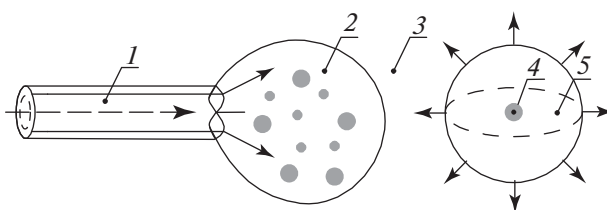


Рис. 3. Истечение вскипающей воды в расплав: 1 – дефектная трубка парогенератора, 2 – пароводяная каверна, 3 – расплав, 4 – водяная капля, 5 – область расширяющегося пара.

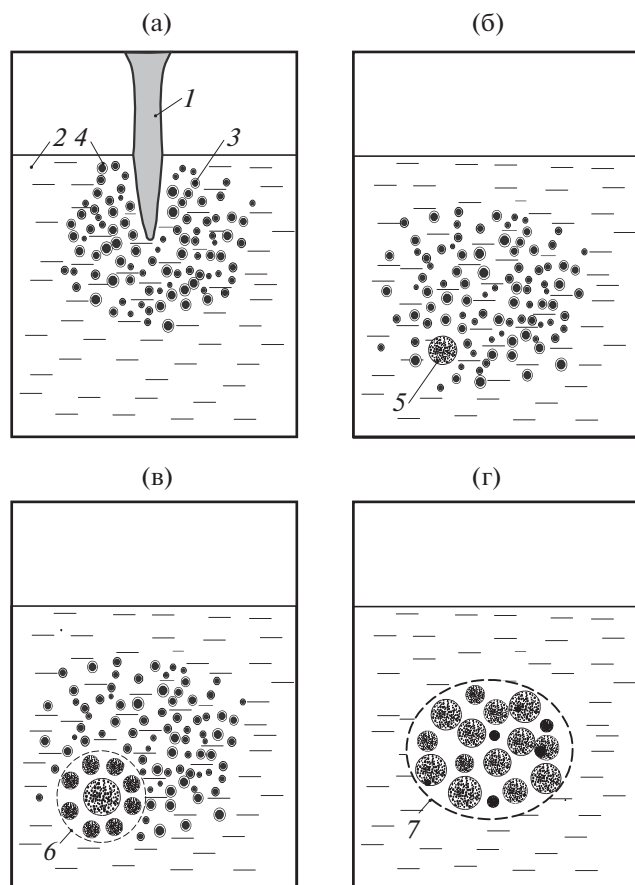


Рис. 4. Стадии парового взрыва: (а) – предварительное перемешивание при распаде струи расплава в охладителе, (б) – инициирование, (в) – распространение фронта термической детонации, (г) – расширение продуктов взрыва; 1 – струя расплава, 2 – охладитель, 3 – капли расплава, 4 – паровая пленка, 5 – область инициирования, 6 – фронт термической детонации, 7 – продукты термической детонации.

ляют следующие основные стадии процесса: 1) дробление струи расплава и перемешивание образовавшихся капель расплава с охладителем (создание смеси, потенциально способной к взрыву); 2) инициирование взрыва (внешний или самопроизвольный триггер); 3) распространение волны термической детонации и 4) расширение продуктов взрыва (рис. 4).

Для изучения закономерностей протекания сложных взаимосвязанных процессов при паровых взрывах выполнено несколько исследовательских программ с использованием в экспериментах десятков килограммов высокотемпературных расплавов. Наряду с этим выполнялись исследования на маломасштабных установках, где изучались фундаментальные вопросы фрагментации отдельных капель расплава в охладителе, физики взрыва таких капель, закономерно-

стей пленочного кипения на горячих поверхностях и его влияния на данные процессы и т.д.

Синтез полученных результатов и сформированных знаний осуществлялся в форме создания многомерных расчетных кодов, основанных на принципах механики многофазных сред, в состав которых входили разработанные модели отдельных явлений [5, 6, 14–16].

2.2. Крупномасштабные экспериментальные установки и исследовательские программы. Достаточно подробный анализ экспериментальных программ, посвященных исследованию парового взрыва, приведен в [8, 11]. В табл. 1 обобщены основные сведения о выполненных на сегодняшний день крупномасштабных экспериментах по взаимодействию струи расплава с охладителем. В этих экспериментах, как правило, последовательно реализовывались все упомянутые выше стадии парового взрыва.

Как видно из табл. 1, в экспериментах в качестве расплава использовались как реальные композиции (кориум), так и оксиды (Al_2O_3 , ZrO_2) и сплавы ($Fe-Al_2O_3$). Основными характеристиками парового взрыва являются пиковое давление в рабочей камере и коэффициент конверсии, представляющий собой отношение механической энергии (включающей кинетическую энергию продуктов и работу расширения) к запасенной тепловой энергии расплава.

2.3. Основные результаты экспериментальных исследований. 1. Экспериментальные исследования, выполненные на различных установках, однозначно подтверждают схему развития парового взрыва через следующие основные стадии: предварительное перемешивание расплава с охладителем, инициирование и последующее распространение взрывной волны, завершающееся расширением продуктов взрыва (см. рис. 4).

2. Энергетика парового взрыва сильно зависит от материала расплава. Наиболее мощные взрывы наблюдались для Al_2O_3-Fe и Al_2O_3 , коэффициент конверсии достигал 3–5%. Расплавы, содержащие материалы активной зоны ядерного реактора (UO_2 , ZrO_2 , Zr , сталь), взрываются хуже, коэффициент конверсии для них снижается на порядок, до 0.1–0.7%.

3. Наблюдается зависимость от давления окружающей среды. При увеличении давления окружающей среды самопроизвольный взрыв менее вероятен. Но использование внешнего триггера может позволить получить взрыв в области параметров, где не наблюдалось спонтанных взрывов. Также следует отметить, что более мощные паровые взрывы происходят при более высоком давлении окружающей среды.

4. Имеет место влияние температуры охладителя – чем она ближе к температуре насыщения,

Таблица 1. Основные сведения об экспериментах на крупномасштабных установках

Эксперименты	Материал расплава/число опытов	Расплав: масса, кг/температура, К	Вода: уровень, м/масса, кг	Давление, бар/недогрев воды, К	Основные результаты
SNL (США, 1979) Open Geometry, [17]	$UO_2-ZrO_2-Fe-NiO-Mo/10$ $Fe-Al_2O_3/50$	5–20/2800	0.3–1/175–840	1/80–0	1) Для кориума паровых взрывов не зафиксировано. 2) Для $Fe-Al_2O_3$ паровые взрывы наблюдались в большинстве опытов. Коэффициент конверсии – 0.2–1.4%. Пики давления амплитудой 20 МПа и длительностью менее 1 мс
SNL (США, 1981–1983) FITS A, B, [18]	$Fe-Al_2O_3/12$	2–19/2800	0.3–0.76/57–283	1/64–5	Паровой взрыв в девяти опытах. Коэффициент конверсии – 0.3–1.6%. Пики давления амплитудой 20 МПа и длительностью ~1 мс. Скорость взрывной волны – 200–600 м/с
ALPHA (Япония, 1991–1999), [19, 20]	$Fe-Al_2O_3/23$	10–20/2700	0.3–1/318–816	1–16/187–1	Паровой взрыв в 13 опытах. Коэффициент конверсии – 0.66–5.67%
FARO (ЕС, 1995–2000), [21, 22]	$UO_2-ZrO_2/12$	18–177/3000	0.9–2/нет данных	2–50/124–0	Паровой взрыв в одном опыте ($P = 4$ бар, $T_w = 294$ К, внешний триггер), коэффициент конверсии – 0.14–0.39%, пик давления – 10.5 МПа, скорость волны – 370 м/с
KROTOS (ЕС, 1995–2000), [23, 24]	$Al_2O_3/10$	1.4–1.75/2465–2750	~1.3/33–37	1–3.7/120–5	Паровой взрыв в шести опытах. Коэффициент конверсии – 0.9–2.5%, в одном опыте – 12.7%. Пик давления – 57–127 МПа, скорость волны ~1000 м/с
	$UO_2-ZrO_2/7$	3.1–5.4/3018–3129	~1.3/31–36	1–3.7/126–4	Паровой взрыв в одном опыте. Коэффициент конверсии – 0.15%. Пик давления – 25.8 МПа, скорость волны – 340 м/с

Таблица 1. Продолжение

Эксперименты	Материал расплава/число опытов	Расплав: масса, кг/температура, К	Вода: уровень, м/масса, кг	Давление, бар/недогрев воды, К	Основные результаты
KROTOS (CEA) KS-1-6 (2007-2011), [25]	UO ₂ -ZrO ₂ -(Zr)/6	0.8-3.9/2850-3049	1.1/~31	2-4/54-118	Паровой взрыв в пяти опытах. Коэффициент конверсии - 0.08-0.18%. Пик давления - 9.4-44.7 МПа
TROI 1-5 (2002), [26]	ZrO ₂ /5	2.9-5.5/>3373	0.67/283	1/81-8	Паровой взрыв в двух опытах. Пик давления - 0.9-2 МПа
TROI 9-15 (Корея, 2003), [27, 28]	UO ₂ -ZrO ₂ /6 ZrO ₂ /1	2.3-9.2/2600-3800	0.67-0.9/189	~1/88-75	Паровой взрыв в пяти опытах. Состав кориума: 70% UO ₂ + 30% ZrO ₂ (эвтектика). Пик давления для UO ₂ -ZrO ₂ - 0.8-7 МПа, для ZrO ₂ - 11.5
TROI 43-48 (Корея, 2006-2008), [29]	UO ₂ -ZrO ₂ -(Fe)/5 ZrO ₂ /1	5.5-13/2826-3302	0.95-1.3/269-468	~1/86-42	Паровой взрыв в двух опытах. Состав кориума: 70% UO ₂ + 30% ZrO ₂ (эвтектика). Пик давления для UO ₂ -ZrO ₂ - 5.7 МПа, для - ZrO ₂ 8.5
ФЭИ (2008), [30, 31]	Fe-ZrO ₂ /5	0.06-0.41/3100	Нет данных/11	1/80	Паровой взрыв в одном опыте. Коэффициент конверсии - 3.95%. Пик давления - 8.7 МПа, скорость волны - 200 м/с
TROI 51-59 (Корея, 2006-2008), [32-34]	UO ₂ -ZrO ₂ -(Zr, Fe)/6 ZrO ₂ /2	6.3-12.5/2500-2930	0.95-1.3/67-367	~1/93-74	Паровой взрыв в шести опытах. Кориум разного состава. Пик давления - 8-32 МПа. Коэффициент конверсии - 0.04-0.4%
TROI TS-1-6 (Корея, 2007-2011), [25]	UO ₂ -ZrO ₂ -(Zr, U, Fe ₂ O ₃)/6	9.3-17.9/~3000	1/~280	2-4/118-54	Паровой взрыв в пяти опытах. Кориум разного состава. Пик давления - 7-25 МПа. Коэффициент конверсии - 0.12-0.66%

тем меньше вероятность возникновения самопроизвольного парового взрыва.

5. Развитию парового взрыва препятствует выделение неконденсирующихся газов, в частности, водорода. Газы повышают устойчивость паровой пленки, препятствуя ее схлопыванию, и увеличивают объемное паро/газосодержание смеси.

6. Повышение температуры расплава, с одной стороны, препятствует его раннему затвердеванию, исключая возможность фрагментации, однако, с другой стороны, высокая температура расплава усиливает теплообмен излучением, вызывая более интенсивное испарение охладителя, что повышает паросодержание смеси и способствует формированию более толстой паровой пленки около капель расплава. Поэтому влияние данного фактора оказывается неоднозначным.

2.4. Фрагментация струи расплава в охладителе – необходимое условие для крупномасштабного парового взрыва. Струя расплава, проникая в жидкий охладитель, может дробиться под воздействием внутренних неустойчивостей, либо неустойчивостей, вызванных внешними воздействиями, а также в результате срыва и уноса вещества с поверхности струи. Разделяют первичный распад струи, в ходе которого от нее отделяются начальные образования (связки, кластеры и первые капли), и вторичный распад, когда происходит дальнейшее дробление этих образований. В процессе распада совместное действие сил различной природы на поверхность жидкости нарушает ее целостность, вызывая дробление. К этим силам относятся силы инерции, поверхностного натяжения, аэродинамические силы и силы вязкого трения. В зависимости от соотношения этих сил реализуются различные режимы дробления струи.

Процесс дробления струи высокотемпературного расплава в охладителе протекает более сложным образом по сравнению с достаточно хорошо изученным случаем дробления струи жидкости в газе из-за дополнительных явлений, возникающих вследствие особенностей свойств материалов и параметров этой системы. Среди таких явлений следует отметить следующие: 1) кипение охладителя, приводящее к возникновению паровой пленки около струи, 2) затвердевание поверхности струи расплава вследствие охлаждения, 3) окисление расплава при наличии в нем металлических компонент, с выделением неконденсирующегося газа (водорода), 4) захват струей воздуха на пути к бассейну с охладителем.

Основными количественными характеристиками процесса дробления струи являются длина распада, т.е. длина, на которой сохраняется когерентное ядро струи, и средний размер фрагментов, в качестве которого обычно рассматривается среднемассовый диаметр.

Для определения длины распада струи L_{brk} имеется несколько полуэмпирических корреляций, из которых наиболее часто используются корреляции Саито [35] и Эпштейна–Фауске [36]. Корреляция Саито получена в экспериментах со струями воды, вливаемыми во фреон-11 и жидкий азот. Около струй всегда присутствовала толстая пленка пара. Для длины распада струи было предложено следующее соотношение:

$$\frac{L_{brk}}{D_j} = 2.1\sqrt{\varepsilon Fr}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \frac{\rho_j}{\rho_l}$ – отношение плотностей расплава и охладителя, $Fr = \frac{V_j^2}{gD_j}$ – число Фруда, V_j – скорость струи, D_j – начальный диаметр струи.

В основе корреляции (1) лежит уравнение баланса энергии струи, записанное в интегральной форме и предполагающее, что кинетическая энергия струи, входящей в жидкость, тратится на работу силы плавучести и работу силы трения со стороны окружающей среды.

В работе Эпштейна и Фауске [36] было рассмотрено уравнение, связывающее скорость вовлечения в газовую струю окружающего газа другой плотности [37], и с помощью теории неустойчивости Кельвина–Гельмгольца было выполнено его обобщение на случай фрагментации струи жидкости, движущейся в другой жидкости или в газе. Это позволило, привлекая предположение В.Г. Левича о постоянстве скорости сплошной части фрагментирующей струи [38], в этой же работе [36] получить следующую формулу для длины распада струи жидкости большой плотности в газе или в другой жидкости в виде

$$\frac{L_{brk}}{D_j} = \frac{1}{2E_0}\sqrt{\varepsilon}, \quad (2)$$

где E_0 – коэффициент вовлечения ($E_0 = 0.05–0.1$).

Отметим, что в [38] на основании теории Кельвина–Гельмгольца была получена близкая к (2) формула для случая, когда плотность окружающего газа много меньше плотности струи. Несколько позже на основе анализа данных по распаду струй жидких металлов в воде схожую формулу получил Тейлор [39].

Основное различие корреляций (1) и (2) состоит в том, что корреляция Саито (1) предсказывает линейную зависимость длины распада от скорости струи, в то время как в корреляции Эпштейна–Фауске (2) такая зависимость отсутствует. Это объясняется тем, что наличие пленки пара замедляет дробление струи расплава (что подтверждает и линейный анализ [40]), при этом ско-

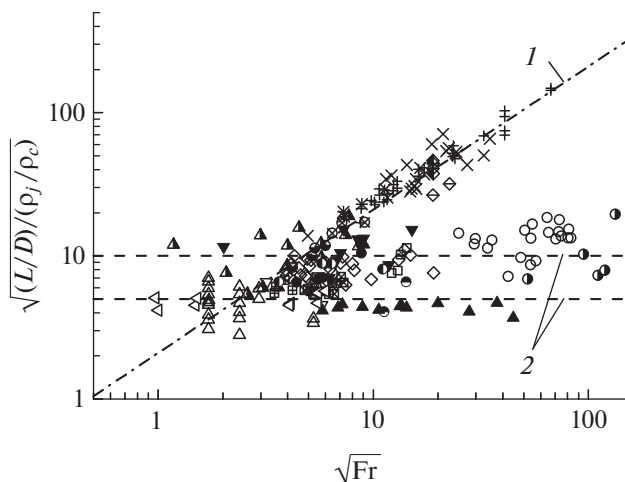


Рис. 5. Сравнение корреляций Сайто [35] (1) и Эпштейна–Фауске [36] (2) с экспериментальными данными (см. [11, 41]).

рость фрагментации определяется параметрами пара (плотность и скорость). Очевидно, что в данном случае увеличение скорости струи будет приводить к более глубокому проникновению струи и возрастанию длины распада. Если роль пленки мала (большие недогревы охладителя или малая температура расплава), то увеличение скорости струи, с одной стороны, способствует более глубокому проникновению струи в охладитель, а, с другой стороны, при этом возрастает скорость фрагментации струи по механизму Кельвина–Гельмгольца. В результате увеличение скорости струи в данном случае не приводит к изменению длины распада струи.

В [41] предпринята попытка нанести весь массив известных экспериментальных данных по длине распада струи на один график, имеющий безразмерные координаты $\frac{L_{brk}}{D_j \sqrt{\epsilon}} - \sqrt{Gr}$ вместе с зависимостями (1), (2) для того, чтобы выявить степень близости к той или другой корреляции (рис. 5). Получено, что почти все экспериментальные значения близки к корреляции Эпштейна–Фауске (2), однако в экспериментах с летучими жидкостями (фреон и азот) и охладителем с температурой вблизи насыщения длина распада струи хорошо описывается корреляцией Сайто (1). Также имеются данные, которые не укладываются в такую, на первый взгляд, логичную закономерность.

Все экспериментальные исследования по дроблению струй расплава сопровождаются анализом распределения образующихся фрагментов по размерам и определением среднemasсового диаметра. Установлено, что основное влияние на процесс дробления оказывает гидродинамический механизм фрагментации, также в определенных

условиях имеют значения эффекты, связанные с тепловым взаимодействием (возникновение термических напряжений, захват расплавом охладителя с последующим быстрым испарением). Термические эффекты влияют, в первую очередь, на форму образующихся фрагментов. Если их роль невелика, то фрагменты имеют гладкую форму, близкую к сферической, в противном случае образуются осколки с острыми краями и пористой структурой [42]. Также следует отметить, что существенное влияние на процесс дробления струи может оказывать затвердевание поверхности расплава, взаимодействующего с охладителем.

Среднемассовый диаметр фрагментов по порядку величины достаточно удовлетворительно предсказывается теорией неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Отметим, что иногда в зарубежной литературе по этому предмету, особенно в работах китайских исследователей, встречается термин “теория критического числа Вебера”, который по существу обозначает ту же теорию Кельвина–Гельмгольца для предельного случая, когда плотность одной из фаз много меньше плотности другой. При этом трактовка исследуемых процессов выражается в терминах критического числа Вебера We_{cr} , которое соответствует неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, и по нему определяются характерные размеры образую-

щихся фрагментов $d = \frac{We_{cr} \sigma_j}{\rho_c V_j^2}$ (здесь ρ_c – плот-

ность окружающей жидкости, σ_j – коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела, V_j – скорость струи). В отличие от теории Кельвина–Гельмгольца, теория неустойчивости Рэля–Тейлора, согласно которой длина наиболее быстрорастущей длины

волны $\lambda_{RT} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma_j}{(\rho_j - \rho_c)g}}$ (где g – ускорение силы тяжести), значительно завышает размер фрагментов.

Было выполнено большое количество экспериментальных исследований процесса дробления струи расплава (без дальнейшего парового взрыва). Подробный перечень экспериментов по дроблению струй, выполненных до 2018 г., приведен в обзорной статье [41]. В табл. 2 даны основные сведения о недавних экспериментальных программах в этой области, проведенных в 2014–2021 гг.

2.5. Обсуждение. Анализ табл. 2 позволяет констатировать, что выполненные в последнее время исследования подтверждают ранее выявленные тенденции и закономерности фрагментации струй расплавов в охладителях. Прежде всего это относится к размерам образующихся фрагментов, которые хорошо описывает теория Кельвина–Гельмгольца. Доминирующий механизм фраг-

Таблица 2. Основные сведения об экспериментах по дроблению струи расплава в охладителе

Эксперименты	Расплав		Охладитель		Основные результаты
	материал/диаметр струи, мм/скорость, м/с/температура, °С (перегрев, °С)/плотность, г/см ³		вещество/давление, бар/температура, °С/уровень, м		
MISTEE-Jet (Швеция, 2014–2018), [43–46]	WO ₃ –Bi ₂ O ₃ /5; 10/1–2/1000; 1200 (130; 330)/6.2		Вода/1/20–90/0.465		1) Для всех расплавов безразмерная длина распада струи пропорциональна корню квадратному из отношения плотностей расплава и охладителя, но не зависит от скорости струи и недогрева воды, т.е. описывается корреляцией Эпштейна–Фауске. 2) Для легкоплавких эвтектик при малых недогревах воды образующиеся фрагменты имели в основном гладкую форму, при больших недогревах преобладали тресканые фрагменты с острыми краями. Размер фрагментов: 1) WO ₃ –ZrO ₂ – 4–6 мм; 2) WO ₃ –Bi ₂ O ₃ – 1–3 мм. 3) Фрагменты металлов – гладкие продолговатые частицы для струй малого диаметра, а для струй большого диаметра – частицы с шероховатыми краями. Размер фрагментов – 5–8 мм
	WO ₃ –ZrO ₂ /5; 10/1–2/1390 (160)/5.6				
	Металл Вуда/5; 10/1–2/90–107 (20–37)/9.7				
JEBRA (Швеция, 2017–2018), [45, 46]	Металл Вуда/20; 30/1–5/90–103 (20–33)/9.7		Вода/1/10/2.4		
COLDJET (Корея, 2016–2018), [47–50]	Металл Вуда/50/1–4/85 (15)/9.7		Вода/1/40/1		1) Размер фрагментов уменьшается при увеличении скорости струи: 1 м/с – 4.7–9.5 мм; 3 – 1–9.5; 4 – 1–2.8. 2) Размер фрагментов хорошо предсказывает теория Кельвина–Гельмгольца. 3) Длина распада струи хорошо описывается корреляцией Эпштейна–Фауске
METRIC (КНР, 2017), [51]	Олово/10; 40/3.8–4.5/390–990 (159–759)/7.3		Вода/1/22–24/1		1) Безразмерная длина распада струи увеличивается вместе с числом Фруда и лучше всего описывается корреляцией ИКЕМИХ. 2) Размер фрагментов сильно уменьшается с ростом температуры расплава (снижается влияние затвердевания) – от 7.7 до 4.1 мм. 3) Размеры фрагментов коррелируют со значениями, которые предсказывает теория Кельвина–Гельмгольца

Таблица 2. Продолжение

Эксперименты	Расплав	Охладитель		Основные результаты
		материал/диаметр струи, мм/скорость, м/с/температура, °С (перегрев, °С)/плотность, г/см ³	вещество/давление, бар/температура, °С/уровень, м	
VTMSI (КНР, 2020), [52]	Сплав Bi–Sn–In–5–30/1.98–3.43/473–773 (112–412)/8.6	Вода/1/25–80/0.2–0.6		<p>1) Основные факторы, определяющие поведение струи расплава, – температуры расплава и воды. Повышение температур воды и расплава приводит к более полной фрагментации струи с образованием большего количества мелких сферических частиц.</p> <p>2) Увеличение скорости струи способствует фрагментации расплава в воде, но не влияет на форму частиц и пористость образующейся подложки.</p> <p>3) Увеличение диаметра струи обеспечивает большую глубину проникновения струи, но не влияет на другие характеристики процесса.</p> <p>4) Уменьшение глубины воды ограничивает процесс фрагментации струи.</p> <p>5) Размеры фрагментов коррелируют со значениями теории Кельвина–Гельмгольца, учитывающей затвердевание</p>
Institute of Nuclear Energy Safety Technology (КНР, 2015–2017), [53, 54]	Эвтектика свинец–висмут/5; 8/2–3/300–600 (175–475)/10.38	Вода/1/20–80/нет данных		<p>1) Размер фрагментов – 2.8–6.7 мм хорошо коррелирует с теорией Кельвина–Гельмгольца.</p> <p>2) С увеличением температуры воды форма фрагментов становится более округлой</p>
University of Tsukuba (Япония, 2019), [55]	Эвтектика висмут–олово/15; 20/1.7–3.2/150–350 (12–212)/8.56	Вода/1/20–80/0.8–1.2		<p>1) Изучалось влияние затвердевания на дробление струи расплава.</p> <p>2) Выявлено четыре режима дробления: а) полная фрагментация, б) частичная фрагментация, в) деформация, г) затвердевание.</p> <p>3) Предложена карта режимов, основанная на двух безразмерных параметрах – модифицированное число Стефана и число Вебера</p>

Таблица 2. Продолжение

Эксперименты	Расплав	Охладитель		Основные результаты
	материал/диаметр струи, мм/скорость, м/с/температура, °С (перегрев, °С)/плотность, г/см ³	вещество/давление, бар/температура, °С/уровень, м		
City University of Hong Kong (КНР, 2021), [56]	1) Бензилбензоат/5/1.3–2.1/комнатная температура (–)/1.118 2) Ртуть/5/1.4–2.2/комнатная температура (–)/13.6	Вода/1/комнатная температура/нет данных		1) Изучалось влияние захвата воздуха на дробление струи расплава. 2) Воздуха захватывается больше струей расплава, имеющего меньшую плотность. 3) Наличие воздуха около струи снижает развитие неустойчивости, что приводит к увеличению длины распада. 4) Предложена новая корреляция на основе корреляции Эпштейна–Фауске, учитывающая влияние захваченного воздуха
TIMELCO (КНР, 2020), [57]	Олово/25/5/660–690 (428–458)/7.29	Вода/1/26–72/1		1) Изучалось влияние кипения на дробление струи расплава. 2) Наблюдались три режима: устойчивое пленочное кипение, неустойчивое пленочное кипение и пузырьковое/переходное кипение. 3) Кипение сильно влияет на длину распада струи; изменение от устойчивого пленочного кипения до пузырькового/переходного кипения сильно уменьшает длину распада. 4) Средний размер фрагментов 6–8 мм хорошо коррелирует с теорией Кельвина–Гельмгольца с учетом того, что поверхность струи омывается высокоскоростным потоком пара
Национальный ядерный центр, (Казахстан, 2016), [58]	Оксид алюминия/40–63/6–9/2200 (128)/3.95	Натрий/3.5/400/1.3		1) Средний размер фрагментов – 0.3 мм, что соотносимо со значениями по теории Кельвина–Гельмгольца. Однако в эксперименте размер фрагментов не зависит от числа Вебера. 2) Длина распада струи на 60–70% ниже значений, которые дает корреляция Саито. Сделано предположение, что на процесс дробления струи влияют не только гидродинамические факторы, но и тепловое взаимодействие, ускоряющее дробление

Таблица 2. Окончание

Эксперименты	Расплав	Охладитель		Основные результаты
		материал/диаметр струи, мм/ скорость, м/с/температура, °С (перегрев, °С)/плотность, г/см ³	вещество/давление, бар/температура, °С/уровень, м	
MELT (Япония, 2016–2021), [59, 60]	1) Алюминий/20/нет данных/ 1200 (540)/2.7 2) Сталь/<50/нет данных/ 1700 (273)/7.9	Натрий/3.5/ 300–400/1	Алюминий: 1) Средний размер фрагментов – 2 мм. 2) Длина фрагментации ~100 мм. 3) Длина распада составляет ~10% от значения по корреляции Саито. Сталь: С помощью новой системы визуализации установлена качественная картина дробления струи, в частности, зафиксирована термическая фрагментация струи из-за быстрого вскипания охладителя, захваченного расплавом	
MATE (Корея, 2019), [61]	Эвтектика висмут–олово/14–35/ 3.3–4.2/248–306 (110–168)/8.75	Вода/1/57–99/1.25; 1.5; 1.6	Проведен тщательный анализ неопределенностей, возникающих при определении диаметра струи расплава на входе в воду и длины распада струи. Показано, что тщательное определение этих величин позволяет лучше упорядочить экспериментальные данные. Предложена модификация корреляции Саито	
University of Tsukuba (Япония, 2014–2019), [62, 63]	Флюоринерт/3, 5, 7, 10/0.9–3.7/ комнатная температура (–)/1.83	Вода/1/комнатная температура/нет данных	Анализировался размер капель, срывающихся с поверхности струи. Предложена корреляция, основанная на рассмотрении срыва гребней волн за счет касательных напряжений (Катаока и др.)	
University of Tsukuba (Япония, 2016–2017), [64, 65]	1) Флюоринерт/3, 5, 7, 10/0.03– 3.0/комнатная температура (–)/1.68 2) Вода/3, 5, 7, 10/0.03–3.5/ком- натная температура (–)/0.997	1) Вода/1/комнатная температура/нет данных 2) силиконовое масло (плотность – 0.76)/1/ком- натная температура/нет данных	Изучалось дробление жидкой (более тяжелой) струи в объеме более легкой жидкости. На основе визуальных наблюдений выделены различные режимы дробления: I – варикозный, IIa – волнообразный без срыва капель, IIb – волнообразный со срывом капель, III – распыл. В координатах число Онезорге–число Рейнольдса составлена карта этих режимов	

ментации струи – развитие неустойчивости ее поверхности вследствие разности скоростей струи и окружающей среды, который достаточно легко описывать с помощью расчетных кодов. Современные расчетные коды, разрабатываемые для численного моделирования различных стадий парового взрыва, как правило, описывают струю расплава и окружающий ее охладитель отдельными фазами (континуумами), имеющими свои скорости и температуры, что позволяет для произвольного локального участка поверхности струи вычислять характеристики самого быстрорастущего возмущения поверхности и определять параметры образующихся на этом участке фрагментов расплава. Таким образом, можно определять пространственно-временное распределение образующихся в ходе дробления струи фрагментов расплава.

Длина распада струи является интегральным параметром, зависящим от многих факторов в исследуемой системе. Поэтому с точки зрения разработки комплексной математической модели парового взрыва эта величина служит одним из параметров для валидации такой модели и анализа адекватности математических моделей отдельных явлений и процессов при паровом взрыве.

Поскольку перегревы расплавленного коридора при тяжелых авариях на АЭС сравнительно невелики, то особый интерес вызывают исследования фрагментации струй расплава с небольшими перегревами, в частности работа [55]. Быстрое отвердевание расплава при таких перегревах достаточно много изучалось для капель, поскольку теплоотвод на единицу массы расплава в этом случае больше, чем для струи. В [55] были зафиксированы как полная фрагментация струи, так и ее отвердевание. С помощью введения модифицированных чисел Вебера и Стефана, учитывающих начальный перегрев расплава и образующуюся на струе приповерхностную корку, был выполнен перенос полученных результатов на параметры быстрого натриевого реактора и показано, что в этом случае происходит полная фрагментация струи.

В целом же складывается впечатление вторичности многих исследований, представленных в табл. 2, что, с одной стороны, свидетельствует об исчерпанности используемых для исследований методов и подходов, а с другой стороны, говорит о достаточности накопленного уровня знаний для практических приложений.

Выполненные программы экспериментальных исследований крупномасштабных паровых взрывов позволили определить и изучить последовательные стадии развития этого сложного комплексного явления. Были получены уникальные опытные данные для разработки, валидации и усовершенствования математических моделей явлений и процессов, которые реализуются в ходе развития парового взрыва и определяют его зако-

номерности и характеристики. Разработанные при этом многомерные расчетные коды, основанные на методах механики многофазных сред и валидированные на опытных данных выполненных экспериментальных исследований, способны моделировать сложные многомерные неравновесные процессы, сопровождающие паровые взрывы, и выполнять оценки характеристик взрывов.

Отмеченные выше достижения не отменяют необходимости продолжения исследований ввиду исключительной сложности данного явления, связанной с неравновесностью и неомогенностью анализируемых многофазных процессов, когда каждая фаза требует для учета ее вклада в общий процесс введения отдельного поля скорости и отдельного поля температуры. Прежде всего, необходимы углубленные исследования отдельных факторов, существенно влияющих на общее протекание процесса, таких как окисление расплава, его отвердевание, взаимодействие паровой пленки, расплава и охладителя, влияющее на фрагментацию расплава и т.п. Такие исследования не требуют крупномасштабных установок и значительного бюджета.

3. МАЛОМАСШТАБНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАСПЛАВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ

3.1. Фрагментация капли расплава. Термическое взаимодействие капли высокотемпературного расплава с охладителем при определенных условиях может протекать взрывным образом, при этом капля дробится на весьма мелкие фрагменты. Образующиеся вследствие локального взрыва волны давления могут послужить триггером для взрыва/фрагментации соседних капель расплава и стать причиной возникновения крупномасштабного парового взрыва. Поэтому исследование термического взаимодействия одиночной капли расплава важно для понимания причин возникновения самопроизвольного крупномасштабного парового взрыва (другой причиной парового взрыва может явиться внешнее воздействие на систему в виде импульса давления, ударной волны и т.п.). Было выполнено довольно много экспериментальных исследований термической фрагментации капли расплава, которые, как правило, сопровождались видеорегистрацией процесса (оптической и рентгенографической), фиксацией возникающих импульсов давления и измерением температуры расплава и охладителя. В ряде случаев оценивались характеристики паровой пленки, возникающей около капли. В табл. 3 приведены краткие сведения об основных экспериментальных программах.

Принципиальная схема указанных выше экспериментов одинакова: капля расплава свободно падает в охладитель, при этом размеры капель вы-

Таблица 3. Основные сведения об экспериментах по дроблению капли расплава

Эксперименты	Расплав	Охладитель	Триггер		Основные результаты
			вещество/давление, бар/температура, °С	внешний (давление, МПа)/спонтанный	
УКАЕА (Великобритания, 1975), [66]	Олово/12/300–1000	Вода/1/10–95	Спонтанный		1) Проведено 300 экспериментов, результаты классифицированы по процентной доле фрагментированного металла. 2) Периодические осцилляции парового пузыря с фрагментацией расплава при его схлопывании. 3) При повышении температуры расплава от 400 до 1000°С предельный перегрев воды для спонтанного взрыва снижается от 80 до 50°С
Sandia Nat. Lab. (США, 1982–2005), [67–69]	Оксид железа/6.7/1957	Вода/0.83–12/24–77	Внешний (0.6)	1) Для оксида железа обнаружен минимум необходимо для взрыва давления в инициируемой триггером волне в диапазоне давлений в системе 0.2–0.8 МПа. 2) В опытах с алюминием и его сплавами спонтанных паровых взрывов не наблюдалось. 3) При 1500°С один из опытов привел к неожиданному взрыву со свечением, по всей вероятности связанному с воспламенением алюминия	
	Алюминий, сплав Al–Li/1–10/1000–1800	Вода/0.83–0.88/20–25	Внешний (плоские и сходящиеся ударные волны)		
	Металлический кремний/0.8–1.0/1410	Вода/1/8, 20, 80	Внешний (удар импактора по стальному корпусу сосуда)		
	Ферросилиций FeSi75 (75% Si масс.)/1.34/1320	Вода/1/20		1) Спонтанных паровых взрывов не наблюдалось для обоих материалов. 2) Триггеринг вызывал паровой взрыв капель расплавов, минимальное давление в создаваемой волне, необходимое для взрыва, равно 2.1 МПа для расплава кремния, 0.6 МПа для ферросилиция. 3) Проведены измерения генерации водорода при окислении кремния водяным паром: для кремния – 2–3 мл при грубой фрагментации и 5 мл при паровом взрыве, для ферросилиция – 0.2 мл при отвердевании и 2–4 мл при взрыве	

Таблица 3. Продолжение

Эксперименты	Расплав материал/масса капли, г/температура, °С	Охладитель вещество/давление, бар/температура, °С	Триггер		Основные результаты
			внешний (давление, МПа)/ спонтанный		
McGill Univ. (Канада, 1994), [70]	Олово/0.5/300–1000 Сплав SnPb (темп. плавления – 49°С)/0.5/300–1000	Вода/1/60–65	Внешний (10)		<p>1) Скоростная видео-, киносъемка с частотой кадров до 25000 кадр/с одновременно с рентгеновской съемкой.</p> <p>2) Эксперименты при низких температурах (для сплава SnPb) и высоких температурах (олово и SnPb), изучено влияние скорости потока на фрагментацию капли расплава. Получены времена первичного и вторичного схлопывания парового пузырька, показано образование всплесков расплава с поверхности капли.</p> <p>3) Скорость потока существенно влияет на взаимодействие расплава с водой. При скоростях ~40 м/с коллапс пузырька не происходит, он приобретает выраженную асимметричную форму и контакт расплава с водой происходит в лобовой части капли</p>
SIGMA-2000 (США, 1999), [71]	Сталь/1/1550–1650	Вода/68–265/20 Вода с газом (об. доля 0.06)/265/20	Внешний (ударная волна)		<p>1) Высокоскоростная киносъемка с частотой кадров до 50000 кадр/с одновременно с рентгеновской съемкой.</p> <p>2) Эксперименты проводились в гидродинамической ударной волне в чистой воде и воде с пузырьками газа. Отличительная черта экспериментов – высокие давления и скорости потока.</p> <p>3) При низких давлениях расплав был фрагментирован в мелкие дебрисы субмиллиметрового размера, полновинные дебрисы размером <200 мкм. При высоких давлениях дебрисы имели больший размер (порядка миллиметра), но были пористыми</p>

Таблица 3. Продолжение

Эксперименты	Расплав материал/масса капли, г/температура, °С	Охладитель вещество/давление, бар/температура, °С	Триггер		Основные результаты
			внешний (давление, МПа)/ спонтанный		
Univ. Tsukuba (Япония, 2002), [72]	Олово/5/400–680 Свинец/5/400–530 Цинк/5/420–650 Алюминий/5/660–950	Вода/1/30–70	Внешний (0.3, 0.5)		1) Высокоскоростная киносъемка с частотой кадров до 40500 кадр/с. 2) Получены временные диаграммы давления, демонстрирующие два выраженных пика давления (триггер и взрыв). Для экспериментов со свинцом паровой взрыв не наблюдался. Наибольшее пиковое давление взрыва 0.8 МПа наблюдалось для системы алюминий–вода при инициирующем давлении 0.5 МПа. 3) Для каждого материала определены границы области взрыва на плоскости температура расплава–температура воды
Оуама Nat. Coll. Tech (Япония, 2008), [73]	Олово/1–4/630–650	Вода/1/20	Спонтанный		1) Высокоскоростная киносъемка с частотой кадров до 8000 кадр/с. 2) Как правило, спонтанное инициирование произошло после трансформации изначально сферической капли в грибовидную на краю капли расплава. После коллапса парового пузыря происходила быстрая фрагментация расплава. 3) Мелкомасштабные всплески расплава на поверхности капли не приводят к спонтанному паровым взрывам. Прямой контакт воды с металлом, вызывающий затвердение поверхности, также необязательно приводит к взрыву, паровая пленка может восстанавливаться. Спонтанные паровые взрывы инициируются либо в нижней части капли, либо на ее краю сбоку

Таблица 3. Окончание

Эксперименты	Расплав материал/масса капли, г/температура, °С	Охладитель вещество/давление, бар/температура, °С	Триггер		Основные результаты
			внешний (давление, МПа)/ спонтанный		
KAUST (Сауд. Аравия, 2016), [74]	Олово/5/250–550 Сплав Филдса/5/ 250–550	Вода/1/20	Спонтанный		1) Высокоскоростная киносъемка с частотой кадров до 50000 кадр/с. 2) Для олова (температура плавления – 230°C) паровой взрыв наблюдался при температурах >350°C, для сплава Филдса (температура плавления – 60°C) при температурах >400°C. 3) Для олова в результате парового взрыва формировались дебрисы в виде пористого материала, поскольку перегревы расплава невелики. Для сплава Филдса формировалось большое количество мелкодисперсных дебрисов в диапазоне 5–500 мкм
	Олово/0.5–0.7/1000 WO ₃ –CaO/0.84–1.5/ 1235–1335 WO ₃ –Bi ₂ O ₃ /1.2–8/1300 WO ₃ –ZrO ₂ /0.9–1/1231 Оксид алюминия/1/2071–2265 Цирконий/2/2005	Вода/1/20–80	Спонтанный, Внешний (0.15)		1) Большая серия экспериментов с одновременной фиксацией процесса при помощи видеосъемки (до 100000 кадр/с) и рентгеновской съемки (до 8000 кадр/с). 2) Паровой взрыв происходит после трех колебаний парового пузыря, в ходе которых наблюдаются сильные возмущения расплава. 3) Для бинарных смесей оксидов обнаружена зависимость энергетики взрыва от состава, максимальный коэффициент конверсии достигается для эвтектики. 4) Для расплава оксида алюминия получены более высокие значения коэффициента конверсии (0.3–0.7%), чем для низкотемпературных композиций; динамический пик давления достигал 0.5–1 МПа. 5) Для циркония спонтанные взрывы не наблюдались вследствие генерации неконденсирующегося газа (водорода) при окислении водяным паром

бираются достаточно малыми для предотвращения дополнительного дробления капель при ударе о поверхность жидкости и, как правило, не превышают нескольких миллиметров. Параметрами, изменяемыми в экспериментах, обычно являются температуры расплава и охладителя, внешнее давление, высота, с которой падают капли (скорость входа в охладитель). Исследуются как самопроизвольные паровые взрывы, так и взрывы, индуцированные внешним источником ударной волны. В качестве регистрирующих устройств используются датчики давления жидкой и газовой фаз, а также высокоскоростные видеокамеры и рентгеновская съемка.

В экспериментах наблюдалась качественно примерно одинаковая картина дробления капли расплава в охладителе. В качестве примера можно привести данные, полученные на установке MISTEE [81]. Использовалась видеосъемка, позволяющая наблюдать эволюцию паровой пленки вокруг падающей капли, а также съемка в рентгеновских лучах для регистрации фрагментации капли. После входа капли в воду на ее поверхности возникает паровая пленка, которая затем дестабилизируется под действием внешней волны давления. Из-за возникшего контакта воды с расплавом на части поверхности капли в течение примерно 3.1 мс расплав “разбухает”, а паровая пленка растет, при этом пар охлаждается в недогретой до температуры насыщения воде. После этого расширившийся паровой объем быстро в течение ~0.9 мс схлопывается, что приводит к контакту воды с расплавом на всей поверхности капли. Далее процесс вскипания воды повторяется, однако, в отличие от первого цикла, наряду с ростом основного пузыря вокруг центра капли происходят микровзрывы и рост паровых пузырей вокруг мелких фрагментов, возникших после предыдущего цикла. Мелкие пузыри затем сливаются с основным в единую растущую паровую область значительно большего диаметра, чем в первом цикле. Соответственно, коллапс этой области приводит к еще большему воздействию на каплю. Обычно полное разрушение капли происходит за 2–3 цикла.

На основе подобного рода визуальных наблюдений в [66, 82–85] фрагментация расплава связывается с возникновением при схлопывании паровых полостей холодных водяных струй окружающей жидкости. Эти струи проникают в горячую каплю и взрывным образом вскипают в ней, что приводит к дроблению горячей жидкости. Для каждой стадии процесса (коллапс пленки, образование струй, проникновение струй в расплав и их захват, взрывное испарение жидкости, попавшей в расплав) были предложены относительно простые способы их описания. Сравнение расчетов по этой модели с результатами экспериментов показало приемлемое совпадение, однако ряд параметров модели требует настройки. В [86] феноменология

протекающих процессов интерпретируется несколько по-другому, исследователи не увидели в своих экспериментах высокоскоростных водяных струй и предположили, что вследствие схлопывания паровой пленки возникают возмущения поверхности капли расплава, которые приводят к возникновению прямого контакта расплав–вода, который обеспечивает дальнейшую фрагментацию капли. Детальные исследования процесса фрагментации и характера фрагментов взрыва капли [87], проведенные в том числе и с применением электронного микроскопа, показали, что процесс фрагментации на определенном этапе можно интерпретировать как в [86], но в целом схема фрагментации ближе к предложенной в [66, 82–85], в частности, на поверхности фрагментов были зафиксированы следы воздействия микроструй воды.

Авторы недавней работы [88], обсуждая механизмы тонкой фрагментации горячего расплава в холодной воде, обращают внимание на по их мнению незаслуженно забытую кавитационно-акустическую модель дробления [89]. Согласно этой модели, при вскипании охладителя на поверхности горячей жидкометаллической капли вследствие роста и схлопывания паровых пузырей генерируются высокоинтенсивные звуковые или ударные волны. Эти волны распространяются в том числе и в объеме капли, а их отражение изнутри от ее поверхности приводит к возникновению в расплаве череды импульсов разрежения. Подобные импульсы отрицательного давления по своей амплитуде и длительности могут достигать значений, достаточных для возникновения кавитационных полостей внутри капли горячего теплоносителя и ее фрагментации при их схлопывании. В [88] экспериментально показано существование акустических знакопеременных волн, генерируемых при взрывном росте пузырей на горячей поверхности, которые распространяются в твердом теле, моделирующем каплю расплава. Действительно, на наш взгляд, эта модель вполне имеет право на существование, однако некоторые моменты нуждаются в уточнении. Пороговое давление, при котором возможно возникновение кавитационных пузырьков, согласно [89], для жидких металлов огромное ~10³ МПа. Это давление значительно снижается до ~1 МПа, только если допустить существование в металле примесей или растворенных газов. Следующий вопрос связан с тем, что даже если допустить, что пузырек может зародиться, то надо обосновать, что он способен расти в условиях знакопеременного поля давления, т.е. скорость роста должна превышать скорость сжатия пузырька с тем, чтобы пузырек достиг значительных размеров и смог вызвать фрагментацию. Также следует отметить, что кавитационно-акустическая модель не противоречит модели проникновения струй, а естественным образом дополняет. Очевидно, что в процессе цикличес-

ской фрагментации капли расплава всегда присутствуют осцилляции давления, в том числе и внутри капли. Если условия для возникновения и роста кавитационных пузырьков внутри капли будут соблюдены, то это будет способствовать фрагментации, при этом поверхность капли будет подвергаться воздействию водяных струй.

Результаты экспериментов по фрагментации капли расплава в охладителе, как правило, представляют на координатной плоскости – начальные температуры расплава и охладителя – с целью определить так называемую зону взрывного взаимодействия (ЗВВ), вне этой зоны капли медленно охлаждаются без фрагментации. На рис. 6 показана характерная карта режимов взаимодействия, полученная в [66] и подтвержденная впоследствии другими экспериментами. Левая вертикальная граница ЗВВ определяется так называемой температурой гомогенного зародышеобразования, выше которой начинается быстрое образование пузырьков в перегретом слое охладителя вблизи поверхности расплава, приводящее к локальному повышению давления и возникновению ударной волны. Для воды эта величина составляет около 300°C . Наклонная граница ЗВВ отделяет область устойчивого пленочного кипения, в которой расплав медленно охлаждается и фрагментации капли не происходит, от области, в которой пленочное кипение дестабилизируется и реализуются режимы с более интенсивным теплообменом (переходное кипение, неустойчивое пленочное кипение), характеризующиеся возникновением локальных прямых контактов расплава с охладителем и фрагментацией капли. Хорошо видно, что взрывное взаимодействие наблюдается только при значениях недогрева жидкости более 20°C .

3.2. Неустойчивое пленочное кипение. Представленные выше результаты свидетельствуют о важности изучения закономерностей пленочного кипения на горячей капле расплава, погруженной в недогретую до температуры насыщения жидкость. Важные сведения о пленочном кипении, проливающие свет в том числе и на механизм фрагментации расплава, можно получить с помощью анализа более простой ситуации, когда капля расплава заменяется горячей металлической сферой или цилиндром. Несмотря на то, что сам процесс фрагментации исключается при этом из рассмотрения, сохраняются многие существенные тепловые и гидродинамические характеристики взаимодействия охладителя с горячим расплавом. Использование металлической сферы дает возможность установить термпары как внутри сферы, так и на ее поверхности, что позволяет фиксировать характеристики теплообмена охладителя с горячей поверхностью.

Экспериментов по пленочному кипению на сферах на сегодняшний день выполнено достаточ-

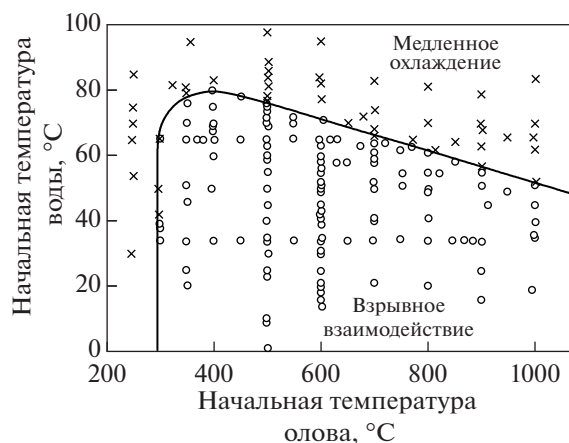


Рис. 6. Результаты экспериментов [66] по взаимодействию капли олова с водой.

но много, в этой статье затронуты исследования, касающиеся широко обсуждаемой в последние годы темы, связанной с потенциальной возможностью прямого контакта охлаждающей жидкости с поверхностями, имеющими температуру выше температуры предельного перегрева, и его влияния на процесс фрагментации расплава, а также работы, в которых изучалось взрывное разрушение паровой пленки. В табл. 4 приведены основные сведения об экспериментах, в той или иной мере относящиеся к упомянутому выше вопросам.

Достаточно давно [94] было экспериментально установлено, что при пленочном кипении воды при достаточно больших недогревах до температуры насыщения ($>20^{\circ}\text{C}$ для атмосферного давления) возникает режим интенсивного охлаждения (другие распространенные названия этого режима “микробульбовое кипение” или “неустойчивое пленочное кипение”), при котором характерные плотности теплового потока составляют $1\text{--}10\text{ МВт/м}^2$, что на порядок выше, чем при устойчивом пленочном кипении насыщенной/слабо недогретой жидкости. Несмотря на очевидную важность этого явления для многочисленных технических приложений должного внимания исследованию фундаментальных механизмов неустойчивого нестационарного пленочного кипения до недавнего времени не уделялось. Лишь чуть более 10 лет назад на кафедре инженерной теплофизики МЭИ под руководством профессора В.В. Ягова были развернуты систематические экспериментальные и теоретические исследования пленочного кипения недогретых жидкостей [110–125].

Основные результаты, полученные этой научной группой, состоят в следующем. В широком диапазоне параметров были проведены экспериментальные исследования охлаждения металлических шаров в воде и других жидкостях (см. табл. 4).

Таблица 4. Основные сведения об экспериментах с нагретыми сферами/цилиндрами

Эксперименты	Расплав		Охладитель		Основные результаты
	форма/материал/диаметр, см/температура, °С	вещество/давление, бар/недогрев, К/скорость, м/с			
University of California (США, 1954–1957), [90, 91]	Цилиндр/графит/0.98, 1.26, 1.62/350–1300	Бензол, тетрахлоорметан, этанол, тексан/1/11–44/0.9–4			Установлено, что коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении заметно возрастает при увеличении недогрева жидкости и при определенных условиях сопоставим со значениями коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении
Argonne National Laboratory (США, 1971), [92, 93]	Сфера/тантал/2.54, 1.905, 1.27/1529–2360	Натрий/1/8–683/0			Проведено 23 успешных эксперимента по охлаждению неподвижной горячей сферы в жидком натрии. Построены кривые кипения, включающие в себя режимы устойчивого пленочного кипения, переходного и пузырькового. Наибольшее влияние оказывает значение недогрева натрия до температуры насыщения, по мере увеличения недогрева кривые кипения сдвигаются в сторону больших тепловых потоков и больших температурных напоров
Technion, Imperial College, Oxford University (Израиль–Великобритания, 1990), [94]	Сфера/медь с никелевым покрытием/0.16–0.32/150–720	Вода/1/0–40/1.6–2.7			Изучалось пленочное кипение при падении медных шаров в воде. При недогреве воды >20 К наблюдались дестабилизация паровой пленки и возникновение микропузырькового кипения, при котором интенсивность теплообмена значительно выше по сравнению с пленочным кипением насыщенной жидкости
Kyushu University (Япония, 1992–1995), [95, 96]	Цилиндр/платина/0.3–0.5/600–1400	Вода/1/50–100/0.1–1.5			Горячая платиновая проволока с постоянной скоростью опускалась в воду. Получены кривые кипения, включающие в себя режимы пленочного кипения, переходного и пузырькового. Наблюдались два подрежима пленочного кипения: устойчивое и неустойчивое. Существованию устойчивого пленочного кипения способствуют высокая температура проволоки, малые недогревы, низкие скорости и малые диаметры

Таблица 4. Продолжение

Эксперименты	Расплав форма/материал/диаметр, см/температура, °С	Охладитель		Основные результаты
		бар/недогрев, К/скорость, м/с	вещество/давление,	
University of California (США, 1996), [97])	Сфера/сталь, латунь/ 0.6–1.9/573–1273	Вода/1/0–40/0–2.3		1) В широком диапазоне параметров проведены эксперименты по пленочному кипению воды на сферах. 2) Выполнены эксперименты по пленочному кипению двухфазного потока на сфере, объемное паросодержание 0.2–0.65 (подъемное течение) и 0.7–0.95 (опускное). 3) Экспериментальные результаты легли в основу разработанной авторами корреляции для коэффициента теплообмена
CEA (Франция, 2009), [98]	Цилиндр/вольфрам/ 0.001–0.25/1080–2630	Вода/1–210/0–350/0.2–46		Изучалось пленочное кипение на тонких раскаленных проволоках, охлаждаемых потоком воды. Из-за ограниченной экспериментальной установки длительность процесса составляла несколько миллисекунд, после этого началось влияние теплоотвода через боковые электроды. Во всех экспериментах наблюдалось устойчивое пленочное кипение. Тепловой поток увеличивается: 1) с ростом температуры проволоки, 2) возрастанием недогрева, 3) уменьшением диаметра проволоки и 4) увеличением скорости жидкости. В диапазоне 100–200 бар давление слабо влияет на процесс, заметное увеличение теплового потока наблюдается в диапазоне 1–5 бар
Granfield University (Великобритания, 2012), [99]	Сфера/медь, алюминий, сталь/1.6, 3.2/600	Вода/1/0–40/0		Установлено, что выше определенной степени недогрева паровая пленка разрушается взрывным образом, после чего начинается интенсивное охлаждение сферы. Для алюминиевой сферы диаметром 32 мм получена “двугорбая” зависимость, свидетельствующая о наличии двух режимов пленочного кипения: устойчивого и неустойчивого

Таблица 4. Окончание

Эксперименты	Расплав форма/материал/диаметр, см/температура, °С	Охладитель		Основные результаты
		вещество/давление, бар/недогрев, К/скорость, м/с		
School of Energy (Китай, 2020), [100]	Сфера/сталь/0.3/800	Вода/1/35.6–63.9/0.035–0.098		Изучался процесс разрушения (схода) паровой пленки в условиях вынужденной конвекции. На поверхности сферы устанавливались три термопары, помимо этого велась видеофиксация процесса. Скорость разрушения пленки увеличивается с ростом недогрева
ОИВТ РАН (2001–2015), [101–109]	Полусфера/сталь, медь, латунь/0.3–2/300–700	Вода/1/5–85/0		Изучался процесс взрывного разрушения паровой пленки. При недогревах воды менее ~20°С имеют место стабильные колебания паровой пленки. При меньших температурах воды разрушение пленки происходит взрывным образом
ИТФ НИУ «МЭИ» (2009–2021), [110–125]	Сфера/сталь, медь, никель/3–5.1/450–750	Вода/1–10/10–170/0		Доказано возникновение интенсивного режима пленочного кипения для всех материалов сферы и при всех давлениях. Характерные плотности теплового потока в этом режиме – 3–10 МВт/м ² . Необходимое условие – наличие недогрева более 25 К
		Изопропанол/1–10/82–160/0		
		Этанол/1–10/33–153/0		
		Перфторгексан/1–10/70–130/0		Режим неустойчивого пленочного кипения не возникает даже при высоких недогревах во всем изученном диапазоне давлений
		Смесь воды и изопропанола различной концентрации/1/50/0		Режимы интенсивного пленочного кипения наблюдаются лишь при массовых концентрациях изопропанола <50%. Плотности теплового потока – 2.5–5 МВт/м ²

В насыщенной или слабо недогретой воде процесс охлаждения от начальной однородной температуры 700–800°C проходит в основном в режиме устойчивого пленочного кипения. При недогревах воды выше 25 К наблюдаются режимы интенсивного теплообмена, которые начинаются, когда температура поверхности намного превышает критическую. Охлаждение в неводных жидкостях (этанол, изопропанол, перфторгексан) даже при самых больших недогревах протекало в режиме устойчивого пленочного кипения.

На основе анализа режимов охлаждения образцов из разных металлов и сопоставления со стационарным пленочным кипением в потоке недогретой воды был сделан вывод о том, что режимы интенсивного теплообмена характерны только для нестационарных процессов пленочного кипения. В этом случае тепловой поток к области поверхности охлаждаемого тела, в которой возникает контакт с жидкостью, определяется тепловой активностью материала и характерным температурным напором. Сами локальные контакты обусловлены наличием выступов на твердой поверхности и волновым свободноконвективным движением недогретой жидкости на границе с паровой пленкой. На границе жидкости, контактирующей с горячей поверхностью, т.е. на линии контакта трех фаз, происходит испарение с огромной интенсивностью. На основе оценки баланса тепловых потоков, один из которых подводится к зоне интенсивного охлаждения, а другой отводится от нее, в [119, 120] было получено выражение для расчета температуры поверхности шара, при которой начинается режим интенсивного пленочного кипения. При этом характерный масштаб времени (период колебаний волн) определялся из анализа свободноконвективного течения недогретой жидкости на границе с паровой пленкой и результатов известного решения П.Л. Капицы задачи о волновом течении гравитационной пленки. Показано, что расчетные температуры перехода находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными значениями ($\pm 30\%$). Полученный авторами критерий позволил в том числе прояснить влияние теплофизических свойств жидкости на возможность возникновения перехода в режим интенсивного пленочного кипения. Скорость охлаждения выступа в основном определяется произведением двух параметров: теплоты парообразования и поверхностного натяжения. Значение этой величины для воды намного превосходит аналогичные параметры для спиртов и особенно перфторгексана, что объясняет отсутствие режима интенсивного пленочного кипения в этих жидкостях в отличие от воды.

В недавней работе [124] представлена корректировка модели [119, 120], необходимая из-за того, что учет в ней свободной конвекции недогретой жидкости на границе с паровой пленкой не

дает правильной оценки влияния недогрева на условия перехода к режиму интенсивного теплообмена, кроме того, в модели не учитывается шероховатость охлаждающей поверхности. Детали корректировки не излагаются, однако приводится общая форма уравнения для перегрева поверхности, соответствующего началу режима интенсивного теплообмена, в которую входит в том числе высота неровностей поверхности и неопределенный коэффициент, который, видимо, надо определять из сравнения с экспериментами.

Следует отметить, что определение условий возникновения режима интенсивного пленочного кипения безусловно важно для анализа фрагментации высокотемпературного расплава в охладителе. Однако для обоснованного применения модели, разработанной для неподвижной металлической сферы, к процессам термического взаимодействия расплава с водой эта модель требует, на наш взгляд, учета дополнительных факторов. Во-первых, капли расплава, как правило, движутся относительно охладителя, поэтому модель должна учитывать не только движение, вызванное свободной конвекцией, но и вынужденной конвекцией тоже. Во-вторых, поверхность капли нельзя рассматривать как твердую поверхность, на которой имеются выступы. Вероятно, на поверхности капли будут возникать волны (аналог твердых выступов), что также требует корректного учета в модели.

Вопросы неустойчивого пленочного кипения затрагиваются в работах французских и японских ученых. При анализе собственных экспериментов TREPAM [98], в которых всегда наблюдалось устойчивое пленочное кипение, авторы провели сопоставление с данными близких по постановке экспериментов японских исследователей [95, 96], в которых было получено два подрежима пленочного кипения: устойчивое (низкий тепловой поток) и неустойчивое (высокий тепловой поток). Отсутствие режима неустойчивого пленочного кипения в эксперименте TREPAM объясняется тем, что из-за ограничений экспериментальной установки длительность процесса составляла несколько миллисекунд, после этого начиналось сказываться искажающее влияние теплоотвода через боковые электроды, поэтому кривых кипения вплоть до полного охлаждения проволоки получено не было, а был зафиксирован только начальный этап охлаждения, характеризующийся наличием устойчивой паровой пленки. В [95, 96] процесс изучался до полного охлаждения проволоки. В качестве возможной причины возникновения неустойчивого пленочного кипения в [95, 96] указывается, что при развитии неустойчивости на межфазной границе жидкость–пар появляются периодические контакты жидкости с поверхностью, усиливающие теплообмен. В последующем был проведен анализ устойчивости

пленочного кипения к возникающим стоячим волнам на поверхности жидкость–пар [126], который позволил определить критическую толщину пленки, ниже которой начинается неустойчивость.

В [127] была разработана модель пленочного кипения, учитывающая высокий перегрев поверхности цилиндра, и подтверждена хорошими результатами сравнения с экспериментами ТРЕРАМ [98], в которых использовалась проволока с очень высокой температурой. Однако анализ экспериментов [95, 96] с меньшей температурой поверхности проволоки показал, что модель хорошо описывает область устойчивого пленочного кипения, но сильно занижает тепловой поток в области неустойчивого пленочного кипения. Тем самым еще раз косвенно подтверждается факт, что при неустойчивом пленочном кипении существует дополнительный механизм теплопередачи, отличный от “классического” пленочного кипения. Авторы также выполнили анализ экспериментов [90, 91, 97] с использованием своей модели и достаточно убедительно показали, что в экспериментах [90, 91] имели место два подрежима пленочного кипения: устойчивый и неустойчивый, а в экспериментах [97] во всех опытах реализовывалось неустойчивое пленочное кипение.

Интересный анализ старых экспериментов [92, 93] по исследованию пленочного кипения натрия на сфере приведен в [128]. Авторы сумели получить доступ к исходным экспериментальным данным и установили, что в [92, 93] приводятся сглаженные кривые кипения, в то время как кривые кипения, построенные по исходным экспериментальным данным, свидетельствуют о наличии как режима устойчивого пленочного кипения, так и режима неустойчивого пленочного кипения.

В [128] был предложен критерий перехода между режимами устойчивого и неустойчивого пленочного кипения на основе довольно простого подхода, при котором приближенно оценивается толщина пленки в зависимости от недогрева жидкости для различных температур сферы и полагается, что переход происходит при некоторой условной смене “толстой” пленки на “тонкую” (неустойчивую). Применение этого критерия к экспериментам [66] и [92, 93] показало довольно неплохие предсказательные возможности этого критерия. В [129] предложена комбинация из нескольких полуэмпирических корреляций для числа Нуссельта, позволяющая учитывать два режима теплообмена при пленочном кипении: устойчивый и неустойчивый.

Таким образом, можно констатировать, что в отличие от работ В.В. Ягова с соавторами, направленных на изучение фундаментальных характеристик неустойчивого пленочного кипения

и создание модели явления исходя из анализа теплофизических и гидродинамических процессов, в работах зарубежных ученых превалирует более практический подход, при котором основной целью является получение полуэмпирических корреляций для числа Нуссельта без углубления в конкретные механизмы процесса.

В цикле работ сотрудников ОИВТ РАН – МЭИ [101–109] выполнены экспериментальные исследования, направленные на выяснение в конечном счете причин фрагментации капли расплава. Однако подавляющее большинство экспериментов было выполнено с использованием твердой нагретой полусферы. Авторы объясняют это тем, что в отличие от экспериментов с каплями жидкого металла эксперименты с твердотельной нагретой поверхностью более просты в проведении и условия их проведения намного лучше контролируются, тем самым выше повторяемость результатов. Были изучены локальные тепловые и гидродинамические процессы, протекающие при смене режимов кипения на горячих поверхностях.

Экспериментально показано, что при малых (менее $\sim 20^\circ\text{C}$) недогревах воды до температуры насыщения имеют место стабильные низкочастотные колебания поверхности раздела “паровая пленка–жидкость”. Эти колебания не приводят к контакту жидкости с греющей поверхностью, поскольку одновременно существенно возрастает толщина пленки. Из этого результата делается вполне обоснованное предположение, что отсутствие фрагментации капель при малых недогревах охладителя связано с увеличением толщины парового слоя, исключающим контакт холодной жидкости с каплей.

Показано, что взрывному сходу паровой пленки предшествует прямой контакт жидкости с греющей поверхностью, после которого с выдержкой в несколько десятков микросекунд возникает импульс (пакет импульсов) давления. В течение этой временной задержки происходит прогрев тонкого пристенного слоя жидкости до температуры предельного перегрева (кинетический переход в метастабильное состояние) и его гомогенное взрывное вскипание.

Важным, на наш взгляд, результатом является определение влияния окислов на поверхности на характер разрушения пленки, поскольку поверхность капли расплавленного металла, как правило, является окисленной. Было установлено, что для поверхностей без окислов или с толстым (несколько мкм и выше) малотеплопроводным покрытием характерен спокойный переход от пленочного кипения к пузырьковому. На слабо окисленных поверхностях или поверхностях с тонким (менее 1 мкм) малотеплопроводным покрытием имеет место взрывное разрушение паровой обо-

лочки, сопровождающееся выбросом струй и значительными импульсами давления.

Важно отметить, что полученные экспериментальные данные стимулировали углубленное исследование вопросов, связанных с изучением образования волн на межфазной границе, динамики и устойчивости парового слоя [130–135]. Основным результатом, полученный в этих работах, состоит в обнаружении волн нового типа, развивающихся на межфазной поверхности при воздействии стационарного теплого потока. Показано, что основное влияние на волновые процессы на границе раздела фаз оказывает явление, связанное с тем, что деформация фазовой поверхности при наличии потока теплоты приводит к изменению температуры кипения и зависящего от нее давления насыщения. Вариации температуры кипения и давления насыщения приводят к генерации поверхностных волн, которые отличаются от известных гравитационно-капиллярных волн. Фазовая скорость этих волн при интенсивных потоках теплоты может намного превышать скорость капиллярно-гравитационных волн и приводить к возникновению “ряби”, не связанной с поверхностным натяжением. Эти явления играют определяющую роль в волновых процессах на границе раздела жидкости и ее пара. В работе [136] проведенный вейвлет-анализ экспериментальных данных показал, что периодические колебания электрического сопротивления, связанные с колебаниями пленки пара, могут быть вызваны волнами этого типа.

3.3. Обсуждение. Если не вдаваться в неизбежные детали и индивидуальные особенности рассмотренных исследований термической фрагментации капли расплава, находящейся при пленочном кипении в жидком охладителе, то в качестве обобщающего вывода можно утверждать, что фрагментация начинается в результате кратковременного прямого контакта охладителя и расплава (в той или иной форме), который вызывает последующие динамические процессы в капле и ее близлежащей окрестности, приводящие в конечном итоге к ее дроблению на отдельные фрагменты.

Углубленные исследования физики неустойчивого пленочного кипения – процесса, определяющего в том числе и возможную фрагментацию капли расплава, привели к формированию новых представлений о данном режиме кипения, при этом уже сформулирована качественная картина процесса и разрабатывается его количественное описание.

Отдавая важность разработке и совершенствованию фундаментальных представлений о процессе термической фрагментации капли расплава, отметим, что с точки зрения приложений, связанных с анализом безопасности АЭС и требующих

анализа последствий крупномасштабных паровых взрывов, всегда постулируется некое триггерное событие, инициирующее последующую волну термической детонации. В самой же мощной волне у капли расплава, попадающей в область высокого давления, паровая пленка схлопывается, и капля дробится высокоскоростным потоком охладителя по механизму обдирки, который достаточно хорошо изучен.

4. ВЛИЯНИЕ ОТВЕРДЕВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ РАСПЛАВА НА ТЕРМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАСПЛАВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ

4.1. Эксперименты по изучению отвердевания поверхности расплава. В табл. 5 приведены основные сведения об экспериментах, посвященных исследованию влияния отвердевания поверхности расплава на фрагментацию.

4.2. Теоретические модели отвердевания поверхности расплава. Сначала остановимся на работах, в которых изучалась неустойчивость поверхности раздела двух сред с учетом ее возможного отвердевания. Подход к исследованию этой проблемы был заложен в [150]. Была рассмотрена линейная задача об устойчивости двух полубесконечных жидкостей, разделенных тонкой упругой перегородкой (твердая корка) и находящихся в поле силы тяжести. Были определены характерные времена разрушения и длины волн, при которых начинается неустойчивость. Показано, что полученные теоретические результаты достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В [151] предложена приближенная теория нелинейного роста наиболее быстрорастущей длины волны (согласно линейной теории) на первоначально плоской поверхности. Амплитуда определялась энергетическим методом с использованием квазилагранжевой системы координат в условиях затвердевания и без него. Было получено выражение для критической толщины корки затвердевающей капли, при толщинах больше критического значения рост неустойчивости невозможен.

В [142] выполнен линейный анализ устойчивости затвердевшей поверхности, близкий к [150]. Рассматривались две жидкости, движущиеся друг относительно друга (обобщение задачи Кельвина–Гельмгольца), на границе раздела которых располагается упругая затвердевшая корка. Был определен критический модифицированный критерий аэроупругости, равный 20 000, при превышении которого фрагментация капли происходит даже при наличии корки, а при значениях этого критерия меньше критического фрагментации не происходит.

В обзоре [41] подробно изложены результаты работ его авторов по исследованию неустойчивости струи расплава в охладителе, поверхность ко-

Таблица 5. Эксперименты по исследованию отвердевания расплава

Организация/ссылки	Расплав/охладитель	Тип и параметры экспериментов	Основные результаты
IKE (Штутгарт, Германия, 1985–1986), [137, 138]	Металл Вуда/вода	Впрыск капли в движущийся поток воды. Диаметр капли 3.2–5.8 мм; температура расплава 75–160 °С; температура воды 10–75 °С; скорость воды 0.9–40.7 м/с	Сделано 65 экспериментов. Использовалась высокоскоростная видеосъемка. Толщина твердой корки оценивалась расчетным путем в предположении, что форма капли сферическая и коэффициент теплообмена расплава к воде определяется по формуле для вынужденной конвекции. Найдено, что в случае тонких корок поведение капли такое же, как для полностью жидких капель. Лишь достаточно толстые корки снижают фрагментацию. Переход от тонких к толстым коркам происходит в достаточном узком диапазоне 105–120 мкм. Для тонких корок при скоростях воды < 5 м/с происходит грубое дробление капелек путем деформации капли, при скоростях < 10 м/с – тонкая фрагментация из-за обдирки погранслоя. Для толстых корок при таких скоростях не происходит ни деформации, ни дробления капелек. Локальное разрушение капелек с толстой коркой начинает происходить при скоростях > 10 м/с, а полное разрушение – при > 15 м/с
Northwestern University (США, 1987), [139]	Металл Вуда/вода	Впрыск капли в ударную трубу, заполненную водой. Диаметр капли – 2.3–9.0 мм; температура расплава – 104–125 °С; температура воды – 30–50 °С; паросодержание – 0.8–4.8%; отношение давлений на ударной волне – 7.95–12.42	Изучалось влияние затвердевания поверхности капли расплава на фрагментацию, вызванную воздействием ударной волны. Выполнено 30 экспериментов. Использовалась высокоскоростная видеосъемка. В семи экспериментах капля жидкая и фрагментирована. В остальных 23 экспериментах наблюдалась частично затвердевшая капля, при этом фрагментация капли наблюдалась только в трех экспериментах. Результаты сравнения с теорией неустойчивости Рэлея–Тейлора, учитывающей наличие затвердевания поверхности капли, показали хорошее согласие
JAERI (Япония, 1999), [140]	Цинк, олово/вода	Пролив струи расплавленного цинка (температура 430–470 °С) и олова (250–270 °С) в недогретую воду (15 °С) при атмосферном давлении. Масса расплава – 100 г. Диаметр струи – 6.5 мм	Использовалась высокоскоростная видеосъемка. В экспериментах струя дробилась с образованием крупномасштабных конических структур, в которых в ряде случаев наблюдалось термическое взаимодействие расплава с водой (для цинка достаточно редко, для олова намного чаще). В качестве причины возникновения термического взаимодействия авторы указывают захват воды через отверстия в затвердевшей поверхности струи, приводящий к контакту с жидким расплавом, находящимся в центре струи. Различия в поведении материалов авторы связывают с низким значением кинематической вязкости олова, что дает возможность возникновения большего количества отверстий в твердой корке и большему проникновению воды

Таблица 5. Продолжение

Организация/ссылки	Расплав/охладитель	Тип и параметры экспериментов	Основные результаты
КТН (Швеция, 1998–2001), [141, 142]	Металл Вуда, свинцово-висмутовый сплав/вода	Впрыск капли расплава в недогретую воду при атмосферном давлении. Температура металла Вуда – 85°C, температура сплава Pb–Bi – 145–335°C. Температура воды – 10–85°C	Выделено два режима фрагментации капли: 1) определяющее влияние затвердевания (крупные фрагменты неправильной формы), 2) влияние затвердевания слабое/отсутствует (несколько крупных фрагментов и множество мелких сферических фрагментов). Установлено сильное замедление фрагментации в сплаве Pb–Bi неэвтектического состава из-за наличия переходной зоны ликвидус–солидус, в которой резко возрастает вязкость. На основе линейного анализа устойчивости получен модифицированный критерий аэроупругости, который хорошо предсказывает режимы фрагментации капли
CRIEPI (Япония, 2002–2010), [143–145]	Медь, серебро/натрий	<p>Три серии экспериментов:</p> <p>1) впрыск струи расплава в натрий. Масса расплава – 20 г, температура меди – 1100–1280, температура натрия – 280°C, диаметр сопла – 6 мм.</p> <p>2) Масса меди – 40–300 г, серебра – 50 г. Диаметр струи меди – 6.9–18, серебра – 9.7–17.7 мм. Температура меди – 1099–1249, серебра – 966–1202, натрия – 206–500°C.</p> <p>3) Масса меди – 20–300 г. Диаметр струи – 7.6–18 мм. Температура расплава – 1095–1249°C.</p> <p>Перегрев расплава – 11–165°C. Температура натрия – 248–300°C. Число Вебера – 5–1534</p>	<p>При числах Вебера <200 (низкие скорости струи) наблюдается термическая фрагментация струи расплавленной меди, поверхность которой затвердела. Причина фрагментации – проникновение натрия внутрь жидкой сердцевинной струи благодаря особенностям деформации струи и течения окружающего натрия, быстрое вскипание натрия вызывает рост давления и фрагментацию. Увеличение перегрева расплава относительно температуры плавления приводит к повышению доли более мелких фрагментов.</p> <p>При числах Вебера >200 (высокоскоростные струи) размеры фрагментов не зависят от перегрева расплава, что свидетельствует о переходе от термического к гидродинамическому механизму фрагментации. На основе экспериментальных данных предложена зависимость размера образующихся фрагментов от числа Вебера</p>

Таблица 5. Окончание

Организация/ссылки	Расплав/охладитель	Тип и параметры экспериментов	Основные результаты
<p>Hokkaido University (Япония, 2009–2012), [146–149]</p>	<p>Медь, сталь/натрий</p>	<p>Впрыск капли в натрий. Четыре серии экспериментов: 1) медь. Масса капли – 1–5 г. Диаметр капли – 5.5–10.6 мм. Температура расплава – 1084–1718, натрия – 249–314°C. Число Вебера – 52–114. 2) Сталь, медь. Масса капли стали – 1.5–5.2, капли меди – 1–5 г. Температура стали – 1470–1820, меди – 1084–1718°C. Температура натрия – 249–227°C. Число Вебера капли стали – 56–95, капли меди – 52–114. 3) Сталь. Масса капли – 5 г. Диаметр капли – 13–23 мм. Температура расплавленной стали – 1450–1703, натрия – 300–313°C. Число Вебера – 199–586. 4) Медь. Масса капли – 1–5 г. Диаметр капли – 5.6–14.1 мм. Температура расплавленной меди – 1098–1657, натрия – 298–355°C. Число Вебера – 102–614</p>	<p>В целом картина процесса примерно одинаковая и для меди, и для стали. Интенсивная фрагментация капли расплава, даже при температурах контакта двух сред меньше температуры плавления, наблюдается при достаточно больших числах Вебера (>200–250), когда гидродинамические эффекты преобладают над термическими. При высоких числах Вебера или высоких перегревах над термическими. При высоких числах Вебера или высоких перегревах капель или струй расплава различной массы, имеют близкие значения. При низких числах Вебера или низких перегревах спектр размеров фрагментов намного больше. В зависимости от числа Вебера авторы выделили два механизма фрагментации: гидродинамический и термический. При входе в натрий передняя поверхность капли затвердевает и одновременно начинает замедляться из-за возросшего сопротивления. Если капля имеет большую инерцию (большое число Вебера), то расплавленное ядро капли может пробить эту замедляющуюся переднюю поверхность, покрытую тонкой твердой коркой, и вступить в непосредственный контакт с натрием, при этом происходит фрагментация этой прорвавшейся через корку части расплава из-за роста неустойчивости Рэлея–Тейлора. Если инерция небольшая (малые числа Вебера), то твердая корка на передней части капли сохраняется, а фрагментация происходит по термическому механизму путем попадания микроструй натрия в расплавленную часть капли</p>

торой затвердела. (Оригинальные статьи с этими исследованиями были опубликованы на японском языке.) Подход, который здесь использовался, аналогичен [142, 150]. Показано, что полученная теоретически длина наиболее быстрорастущей волны с учетом затвердевания достаточно неплохо согласуется с экспериментальными данными по размерам фрагментов дробящихся струй расплава.

В серии работ [152–158] разрабатывалась модель затвердевания капель расплава для использования в расчетных кодах, моделирующих процессы парового взрыва. Для описания неравномерного распределения температуры в затвердевающей капле использовался приближенный подход, основанный на разбиении капли на три зоны: 1) жидкое ядро капли, в котором температура сохраняет исходное значение, 2) наружная затвердевшая корка, в которой температура меняется линейно, и 3) промежуточная жидкая область, где температура меняется по параболе от температуры ядра до температуры плавления на границе с твердой коркой. Эти профили температуры срабатывались между собой с помощью соответствующих граничных условий. Было принято, что возникающая твердая корка представляет собой упругую оболочку, которая способствует устойчивому существованию капли и препятствует фрагментации. В качестве критерия фрагментации авторы используют число Вебера, при этом если капля жидкая, то в качестве стабилизирующей силы, как обычно, рассматривается поверхностное натяжение, но если поверхность капли затвердевает, то вместо поверхностного натяжения используется стабилизирующая механическая сила образовавшейся твердой оболочки. Модифицированное таким образом число Вебера имеет вид

$$We^* = \frac{\rho_c v_{rel}^2 D^3}{E \delta_s^3} (1 - \mu^2),$$

где ρ_c – плотность охладителя, v_{rel} – относительная скорость между каплей и охладителем, D – диаметр капли, E – модуль Юнга, δ_s – толщина корки, μ – коэффициент Пуассона.

На основе анализа экспериментальных данных было установлено, что критическое значение модифицированного числа Вебера находится в диапазоне от 1 до 5. При превышении критического значения происходит фрагментация частично отвердевшей капли.

В ряде работ [159–164] быстрый процесс затвердевания рассматривался не как фактор, стабилизирующий поверхность капли/струи, а, наоборот, как источник возмущений, приводящих к фрагментации. Модели, предложенные в этих работах, предполагают, что в результате разрушения паровой оболочки, расположенной вокруг

отдельной капли, происходит интенсивный контакт охладителя с горячей поверхностью. В итоге поверхностный слой расплава быстро остывает и затвердевает, что сопровождается возникновением в нем растягивающих механических напряжений и сильным всесторонним обжатием жидкого ядра капли твердой оболочкой. В результате происходит образование трещин в затвердевшем поверхностном слое и выбросы дробящихся струй горячей жидкости в охладитель. В работах [165–167] исследовалось влияние образующейся на поверхности расплава твердой корки на фрагментацию частиц расплава. Было установлено, что скорость роста корки существенно зависит от свойств материала расплава, в первую очередь таких как температура плавления, теплопроводность и коэффициент поглощения. Сравнительные расчеты для натурального кориума, оксида алюминия и стали показали, что наиболее прочная корка образуется на частицах из натурального кориума, что затрудняет их фрагментацию по сравнению с частицами из оксида алюминия или стали. Этот результат подтверждается экспериментальными данными, упоминавшимися выше, свидетельствующими о плохой взрываемости кориума.

Основной недостаток упомянутых выше предположений состоит в том, что результаты численных оценок, основанных на термомеханических гипотезах дробления, показывают, что время протекания процесса фрагментации капли значительно больше значений, регистрируемых в эксперименте. Кроме того, эти гипотезы не позволяют описать цепной характер процесса дробления. Поэтому можно предположить, что подобный сценарий развития маловероятен для процесса тонкого диспергирования горячих капель.

4.3. Обсуждение. Большинство экспериментов по влиянию затвердевания на фрагментацию расплава проводилось с чистыми металлами, только в КТН (Швеция) рассматривался свинцово-висмутовый сплав. При этом было установлено сильное влияние состава сплава на затвердевание и тем самым на фрагментацию из-за возникновения в неэвтектических сплавах переходной зоны “ликвидус–солидус” (затвердевание протекает в некотором интервале температур), в которой резко возрастает вязкость. Этот важный факт требует продолжения дальнейших исследований в данном направлении, поскольку в реальных ситуациях расплав, скорее всего, будет представлять смесь различных компонент, например, при плавлении активной зоны реактора образуется расплав диоксидов урана и циркония с возможным присутствием чистого циркония и нежелезистой стали.

В теоретических работах затвердевшая поверхность рассматривается как упругая оболочка, препятствующая фрагментации расплава. На ос-

нове этого была обобщена теория Кельвина–Гельмгольца и полученные с помощью нее характерные значения диаметров фрагментов неплохо согласуются с экспериментальными данными.

Отметим плодотворность введения модифицированного числа Вебера, учитывающего упругость образовавшейся застывшей корки, что позволяет эффективно описывать ее влияние на фрагментацию расплава в рамках общей модели развития парового взрыва, реализованной в расчетных кодах.

Термомеханический механизм фрагментации капли расплава представляется маловероятным, поскольку не воспроизводит экспериментальные наблюдения. Модель дробления под действием проникновения в расплав водяных струй, дополненная кавитационно-акустическим механизмом, рассмотренная в разделе 3.1, выглядит намного убедительнее. Несмотря на это, качественные выводы, сделанные в [158–160], о причинах плохой взрываемости кориума из-за особенностей характеристик его теплофизических свойств и многокомпонентности состава безусловно имеют важное значение, но требуют, возможно, некоторого количественного уточнения.

5. РОЛЬ ОКИСЛЕНИЯ РАСПЛАВА ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РАСПЛАВА С ВОДОЙ

5.1. Влияние окисления расплава. В [168] отмечается, что проблема точного моделирования процесса окисления является на данный момент наиболее важной для реалистичной оценки последствий термического взаимодействия расплава с охладителем. Экспериментальные данные свидетельствуют о противоречивом влиянии выделяющегося водорода на энергетику парового взрыва – в экспериментах, описанных в разделе 2.2, наличие водорода снижало вероятность возникновения парового взрыва и его мощность, но в экспериментах SIGMA [169] по взаимодействию капель алюминия с водой в ударных волнах и экспериментах ZREX [170–172] по взаимодействию расплава, содержащего цирконий, с водой, напротив, процесс окисления значительно усиливал мощность взрыва.

Проблема описания окисления трудна по нескольким причинам. Во-первых, окисление происходит в весьма специфических условиях, когда расплав имеет очень высокую температуру и, как правило, находится в жидком состоянии. Во-вторых, процесс окисления вызывает разнонаправленное воздействие на протекание парового взрыва: 1) образование водорода (неконденсируемый газ) увеличивает объемное газосодержание смеси, что ослабляет взрывное взаимодействие, 2) выделение тепла в результате экзотермической реакции разогревает расплав и замедляет отвердевание поверхности, что способствует более интенсивной

фрагментации расплава и усилению взрывной способности смеси, 3) в результате окисления меняются теплофизические свойства расплава, что также может привести либо к ослаблению, либо к усилению взрывной способности.

5.2. Существующие подходы. В настоящее время имеется несколько основных моделей, позволяющих описать процессы окисления высокотемпературного расплава.

В [173] предложена модель окисления низкотемпературных фрагментов (микросфер) расплавленного алюминия в воде в процессе парового взрыва. Эксперименты по взаимодействию расплавленного алюминия массой около 1 кг с водой показали, что окисление алюминия происходит при довольно низких температурах расплава ~1150 К (температура плавления алюминия – 933 К), однако для инициирования взрывного взаимодействия необходимо применять достаточно мощный триггер. Такая температура окисления значительно ниже диапазона температур 1700–2300 К, в котором наблюдалось окисление алюминиевых проволок и частиц в неподвижной атмосфере окислителя. Эпштейн и Фауске на основе теории Оствальда предположили [173], что химическая трансформация жидкого расплавленного алюминия в твердый оксид алюминия проходит через три стадии: 1) химическая реакция между растворенным кислородом и расплавленным алюминием с образованием метастабильного расплавленного оксида алюминия (температура плавления оксида алюминия – 2320 К); 2) образование твердых кристаллов оксида алюминия в метастабильном расплаве; 3) рост кристаллов и образование отвердевшего оксида алюминия. Во время первых двух стадий полагается, что скорость, с которой кислород поглощается растущим жидким слоем оксида алюминия, достаточно высокая для быстрого окисления фрагментов расплава в зоне парового взрыва. Завершение третьей стадии сопровождается резким уменьшением скорости поглощения кислорода, т.е. окончанием химической реакции, после чего начинается охлаждение фрагмента. Таким образом, согласно данной теории окисление алюминия определяется соотношением скоростей химической реакции и кристаллизации оксида алюминия. Эта модель была подтверждена сопоставлением с экспериментальными данными, полученными на установке SIGMA [174].

В [175] излагается модель химического взаимодействия капель расплава с водой в основном применительно к алюминию, однако также обсуждается и цирконий. Рассматривается капля расплава, движущаяся в воде. Движение реагентов, кислорода и металлов к фронту химической реакции ограничивается диффузионным транспортом через слой оксида металла и через газовую смесь

пар–водород. Сначала рассматривается слой оксида металла на поверхности капли. Скорость диффузии химических компонент (металл и кислород) через конденсированную фазу оксида металла зависит от особенностей металла и его оксида. Для циркония реакция в основном протекает на границе раздела металл/оксид металла. Возможная причина этого состоит в том, что атомам кислорода легче диффундировать через оксид циркония. Для алюминия ситуация противоположная – гетерогенная реакция имеет место на границе оксид металла/газ. Модель определяет диффузию расплавленного металла через слой оксида металла и диффузию кислорода через газовую смесь пар–водород и слой оксида металла. Для того, чтобы определить количество перенесенного кислорода через газовую смесь пар–водород, нужно вычислить концентрацию пара на границе раздела вода/пар и поверхности слоя оксида. Величина вычисляется на основе значения давления пара на поверхности пар–жидкость (показывается, что концентрация водорода там пренебрежимо мала). Концентрация кислорода на поверхности оксидного слоя определяется из уравнения сохранения массы кислорода, диффундирующего через слой оксида металла и газовую смесь пара и водорода. Диффузия кислорода и металла через оксидный слой рассчитывается с использованием эмпирической зависимости Аррениуса. Уравнения переноса массы записываются, исходя из аналогии между массо- и теплопереносом. Модель не учитывает в явном виде влияние диффузии на профили температуры и концентрации пара в паровой пленке. Детальное сравнение данной модели с более полной моделью [173] показало, что указанный выше эффект не оказывает заметного влияния на результаты.

Было также установлено, что твердый оксид алюминия настолько стабилен, что диффузия реагентов через него практически отсутствует. Следовательно, химическая реакция ограничивается временем, в течение которого оксидный слой является жидким. Это время достаточно малое, поскольку оксид быстро охлаждается и замерзает. Масштаб времени определяется процессом кристаллизации, который превращает жидкий оксид в твердый. Этот масштаб времени может быть достаточен для нагрева металла до точки его воспламенения вследствие повышения температуры слоя оксида до его расплавления из-за энергии, выделяющейся в результате химической реакции. Для расчета этого масштаба времени использовалась модель [173]. Время, в течение которого объем кристаллических частиц растёт до такой величины, что частицы начинают касаться друг друга, полагалось искомым временем, когда жидкий переохлажденный оксид металла превращается в твердую фазу.

В [176] предложена модель окисления капель расплавленного циркония и проведено сравнение с результатами экспериментов ZREX. Предполагается, что расплав состоит из двух компонентов: циркония Zr и диоксида циркония ZrO_2 . Цирконий способен реагировать с водяным паром с образованием водорода и выделением тепла. Ход этой реакции определяется физико-химическими процессами как внутри самой капли кориума, так и снаружи вблизи ее поверхности. Кислород, необходимый для окисления циркония, поступает в каплю извне в составе молекул водяного пара, которые диффундируют к поверхности капли сквозь газообразный слой смеси пар–водород. От капли во внешнюю среду через этот же слой движется встречный диффузионный поток водорода. Таким образом, скорость подвода водяного пара к поверхности капли является одним из факторов, определяющих скорость пароциркониевой реакции. При приближении молекул водяного пара к поверхности капли происходит их абсорбция и диссоциация. Далее кислород диффундирует внутри капли к неокисленному цирконию через приповерхностный оксидный слой и вступает в реакцию с цирконием. Оксидный слой увеличивается со временем из-за окисления циркония, усиливая тем самым сопротивление поступлению кислорода в зону реакции. В экспериментальных работах по данной тематике определяется суммарное влияние всех этих процессов на ход протекания пароциркониевой реакции при обеспечении неограниченного подвода пара к поверхности капли. Полученные опытные данные достаточно хорошо описываются степенной зависимостью от времени и уравнением Аррениуса. Рассматривается окисление как капли чистого циркония, так и капли, исходящей из циркония и диоксида циркония. При этом полагалось, что площадь поверхности, на которой происходит реакция окисления, пропорциональна объемной доле циркония.

Другой лимитирующий процесс – подвод молекул водяного пара к поверхности капли расплава, что делает необходимым анализ процесса диффузии водяного пара через газовый слой пар–водород к поверхности капли. Массовый поток кислорода через газовый слой пропорционален разности концентраций на внешней границе парогазовой пленки и на поверхности капли. Коэффициент массопередачи определяется при помощи аналогии между процессами массо- и теплопередачи, протекающими около капли. Возможны две типичные ситуации: 1) капля находится в воде в условиях пленочного кипения, 2) капля находится в парогазовой несущей среде. Коэффициенты теплоотдачи для этих случаев достаточно хорошо изучены. Зная коэффициенты теплоотдачи, можно определить соответствующие коэффициенты массопередачи.

Величины скоростей и температур капель расплава и воды, необходимые для замыкания модели, наряду с другими характеристиками движущейся многофазной среды, состоящей из расплава, водяного пара, воды и неконденсирующихся газов (водород, азот), определяются численным решением с помощью кода VAPEX уравнений сохранения массы, импульса и энергии для каждой фазы, сопряженных с моделью окисления капель циркония.

С помощью кода VAPEX, в который была внедрена эта модель, был выполнен анализ экспериментов ZREX по взаимодействию расплавленного циркония с водой. Показано, что код VAPEX удовлетворительно предсказывает количество водорода, образующегося в ходе этого взаимодействия, при значении критического числа Вебера, определяющем процесс дробления капель и равном 14.

В [177] разработана макроскопическая модель окисления для кода MC3D, основанная на предположении о том, что лимитирующим механизмом является диффузия водорода к поверхности капли расплава. Капля считается жидкой, при этом полагается, что диффузия в расплаве протекает очень быстро и не является лимитирующим процессом. Рассматривается два случая: 1) капля расплава в атмосфере газа, что характерно для процесса окисления на стадии предварительного перемешивания; 2) капля расплава в условиях пленочного кипения, что более вероятно для условий взрыва. Верификация разработанной модели осуществлялась путем сравнения с расчетами по более детальной модели, а также с доступными экспериментальными данными.

Следует отметить работы [178–181], в которых детально анализировались химические реакции, протекающие в расплаве, контактирующем с водяным паром. Использовался термодинамический подход, основанный на минимизации энергии Гиббса системы, в результате определялся химический состав расплава и газовой фазы при заданных температуре и давлении. В частности, было показано, что высокотемпературный оксид урана при взаимодействии с водяным паром выделяет водород, при этом состав расплава становится нестехиометрическим (переокисленным). Явление генерации водорода при взаимодействии натурального кориума (смесь оксидов урана и циркония) с водой наблюдалось в экспериментах FARO, KROTOS, TROI.

В [182, 183] расчетным путем изучалось влияние теплофизических свойств кориума на внекорпусной паровой взрыв. Для этого использовался один из самых продвинутых на сегодняшний день кодов – MC3D, разработанный для моделирования парового взрыва. Получено, что существенное значение на протекание парового взрыва имеет состав расплава: представляет ли он

собой смесь оксидов или в нем есть металлические компоненты. Среди теплофизических параметров наибольшее влияние на закономерности протекающих процессов оказывает поверхностное натяжение расплава.

5.3. Обсуждение. Возможное наличие в расплаве неокисленных металлов и присутствие кислорода в воде и водяном паре, а также химически высокие температуры материалов, участвующих в рассматриваемых процессах, актуализируют вопрос о влиянии окисления расплава на его термическое взаимодействие с водой. Можно согласиться с мнением, высказанным в обзоре [168], что действительно проблема точного моделирования процесса окисления является на данный момент наиболее важной для реалистичной оценки последствий термического взаимодействия расплава с охладителем. Трудность решения этой проблемы заключается в многообразии форм реализации процесса окисления в условиях многофазного течения, когда компоненты смеси имеют разные фазовые состояния (газовое, жидкое, твердое), различные температуры и скорости. Успешные примеры учета процесса окисления в термическом взаимодействии расплава с охладителем остаются единичными. Общий подход к решению проблемы состоит в последовательном внедрении моделей физико-химических процессов в комплексные математические модели развития парового взрыва, что само по себе является очень непростой задачей, а кроме того, потребуются обширные экспериментально-расчетные работы по получению новых опытных данных, валидации и усовершенствованию созданных моделей.

Следует отметить работы [178–181], в которых наконец-то было получено ясное объяснение генерации водорода при взаимодействии натурального кориума (смесь оксидов урана и циркония) с водой, наблюдавшейся в экспериментах FARO, KROTOS, TROI.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Явление парового взрыва, интерес к которому возник в середине XX в., до сих пор привлекает внимание исследователей во всем мире. Во многих случаях паровой взрыв способен привести к возникновению значительных импульсных и ударных нагрузок с ростом давления до уровня, представляющего опасность целостности промышленных объектов, в первую очередь – АЭС. Определение вероятности возникновения и возможных последствий паровых взрывов является неотъемлемой частью анализа безопасности существующих и проектируемых атомных электростанций.

Паровой взрыв как теплофизическое и гидродинамическое явление интересен тем, что в нем сочетается целый ряд взаимосвязанных нестационарных процессов, а взаимодействия в трехфаз-

ной системе “расплав–пар–жидкий охладитель” охватывают такие разделы классической гидродинамики, теплофизики и механики многофазных сред, как течения со свободной поверхностью, развитие неустойчивостей и распад струй и капель, волновые явления в многофазных средах, быстрые фазовые переходы, ударные воздействия и детонация. Эти явления описываются целым спектром пространственно-временных масштабов – от микромасштабов (микросекунды, микрометры), характеризующих гомогенную нуклеацию и вскипание перегретой жидкости, до глобальных масштабов (доли секунды, метры) на стадии предварительного перемешивания и при инерционном разлете продуктов термической детонации.

Неудивительно, что для исследования паровых взрывов и построения соответствующих теорий широко применяются математический аппарат и физические представления, наработанные в смежных, а зачастую – и далеких областях знания. Так, отдельные явления при паровом взрыве исследуются методами линейного анализа устойчивости (дробление струй и капель, в том числе при наличии двух жидких фаз с паровой прослойкой), анализ пленочного кипения на поверхности капли расплава выполняется для более простых, хотя и во многом аналогичных систем (кипение недогретой жидкости вблизи нагретых сфер и твердых поверхностей). Другим примером является применение метода адиабат Гюгонио для анализа волны термической детонации, которая, однако, существенно отличается от химической детонации.

Однако в целом анализ литературы по паровым взрывам приводит к выводу о том, что значительные успехи в понимании отдельных физических явлений, сопровождающих паровые взрывы, до сих пор не объединены общей теорией, обладающей возможностью предсказывать всю цепочку событий в едином ключе. Так, исследования взрыва отдельных капель расплава проливают свет на фундаментальные механизмы коллапса паровой пленки, прямого контакта расплава с охладителем и последующей фрагментации капли расплава. При этом существующие теории фрагментации капель и струй не в полной мере объясняют такие экспериментальные факты, как зависимость длины распада струи от ее скорости (числа Фруда), сильная зависимость характеристик взрыва от материала расплава и т.д. И достаточно далеки от своего решения на удовлетворительном уровне многие практически важные вопросы, например, в какой степени интегральные характеристики паровых взрывов при взаимодействии с охладителем десятков и сотен килограмм расплава зависят от процессов микровзрывов отдельных капель, в том числе какую роль играют коллективные эффекты, приводящие к распространению самоподдерживающейся волны термической детонации.

В настоящей работе выполнен обзор экспериментальных и теоретических исследований термического взаимодействия высокотемпературных расплавов с жидкими охладителями, температура кипения которых существенно ниже температуры расплавов. Рассмотрен основной сценарий взаимодействия расплава с охладителем, реализующийся при вливании струи расплава в охладитель с ее последующей фрагментацией, вторичным дроблением капель расплава, перемешиванием, распространением волны термической детонации и расширением продуктов парового взрыва. Рассмотрены как крупномасштабные интегральные эксперименты, так и исследования отдельных процессов, протекающих при паровом взрыве (фрагментация, одиночные капли, отвердевание и окисление расплава). При этом за рамками рассмотрения остался целый ряд принципиальных вопросов, касающихся термического взаимодействия расплавов с охладителями (стратифицированный паровой взрыв, струйное проникновение охладителя в расплав, влияние свойств материала расплава). Намеренно не затрагивались вопросы численного моделирования паровых взрывов и создания расчетных кодов для моделирования термического взаимодействия расплава с охладителем в ходе тяжелой аварии на АЭС. Эта тема является обширной, динамично развивающейся, несомненно заслуживающей отдельного обзора, поскольку именно вычислительные модели являются центром имплементации как экспериментальных данных и эмпирической информации, так и теоретических моделей и подходов.

В заключение сформулируем наиболее актуальные задачи для будущих исследований.

1) Все крупномасштабные интегральные эксперименты на сегодняшний день выполнены со свободным проливом струи расплава в центр сосуда с охладителем. Такой сценарий маловероятен при тяжелой аварии на АЭС, скорее всего, реализуется боковой несимметричный пролив струи. Как повлияет подобная конфигурация на силу воздействия парового взрыва на окружающие конструкции, не очень ясно, для этого нужны соответствующие расчеты с помощью трехмерных кодов. Поскольку эти расчетные коды должны быть валидированы на экспериментальных данных, то возникает потребность в проведении экспериментов по изучению влияния места подачи струи расплава в сосуд с охладителем.

2) Большинство экспериментов по влиянию затвердевания на фрагментацию расплава проводилось с чистыми металлами. Однако в реальных ситуациях расплав, скорее всего, будет представлять смесь различных компонент. Например, при плавлении активной зоны реактора образуется расплав диоксидов урана и циркония с возможным присутствием чистого циркония и нержавеющей

ющей стали. При этом отклонение от эвтектического состава ведет к возникновению температурного интервала (ликвидус—солидус), в котором происходит затвердевание. Очевидно, что для оценки этого эффекта необходимо провести эксперименты по систематическому изучению влияния состава многокомпонентного расплава на процесс затвердевания.

3) Процесс окисления жидких металлов наименее изучен экспериментально, что затрудняет валидацию имеющихся математических моделей. Необходимы как маломасштабные эксперименты с высокотемпературными каплями, контактирующими с паром, для исследования кинетики окисления, так и интегральные эксперименты с жидкими металлами, которые позволят установить общее воздействие окисления на мощность парового взрыва (ослабление/усиление).

4) С точки зрения фундаментального описания инициирования взрывного взаимодействия необходимо обобщение имеющихся моделей возникновения неустойчивого пленочного кипения на твердых нагретых сферах для учета дополнительных факторов (вынужденное движение охладителя, свободная поверхность жидкой капли расплава).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-18-50098.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Witte L.C., Cox J.E. Thermal Explosion Hazard // *Advances in Nuclear Science and Technology*. 1973. V. 7. P. 329.
2. Zyszkowsky W. Thermal Explosion Hazard in (Fast) Nuclear Reactors // *Atomic Energy Review*. 1978. V. 16 (1). P. 3.
3. Corradini M.L., Kim B.J., Oh M.D. Vapor Explosions in Light Water Reactors: A Review of Theory and Modeling // *Prog. Nucl. Energy*. 1988. V. 22. № 1. P. 1.
4. Berthoud G. Vapor Explosions // *Ann. Review Fluid Mech*. 2000. V. 32. P. 573.
5. Meignen R., Picchi S., Lamome J., Raverdy B., Escobar S.C., Nicaise G. The Challenge of Modeling Fuel-Coolant Interaction: Part I – Premixing // *Nucl. Eng. Design*. 2014. V. 280. P. 511.
6. Meignen R., Raverdy B., Picchi S., Lamome J. The Challenge of Modeling Fuel-Coolant Interaction: Part II – Steam Explosion // *Nucl. Eng. Design*. 2014. V. 280. P. 528.
7. Meignen R., Raverdy B., Buck M. et al. Status of Steam Explosion Understanding and Modelling // *Ann. Nucl. Energy*. 2014. V. 74. P. 125.
8. Shen P., Zhou W., Cassiaut-Lois N., Journeau C., Piluso P., Liao Y. Corium Behavior and Steam Explosion Risks: A Review of Experiments // *Ann. Nucl. Energy*. 2018. V. 121. P. 162.
9. Степанов Е.В. Физические аспекты явления парового взрыва. Препринт № 5450/3. М.: ИАЭ, 1991. 97 с.
10. Ефанов А.Д., Загорюлько Ю.Н., Ремизов О.В., Козлов Ф.А., Сорокин А.П., Богатырев И.Л. Паровые взрывы: анализ экспериментальных исследований // *Теплоэнергетика*. 1997. № 8. С. 17.
11. Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е. Гидродинамика и теплофизика паровых взрывов. М.: Изд-во ИПМех РАН, 2020. 276 с.
12. Kudinov P., Grishchenko D., Konovalenko A., Karbojian A. Premixing and Steam Explosion Phenomena in the Tests with Stratified Melt-Coolant Configuration and Binary Oxidic Melt Simulant Materials // *Nucl. Eng. Design*. 2017. V. 314. P. 182.
13. Безносков А.В., Бокова Т.А. Оборудование энергетических контуров с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями в атомной энергетике. Н. Новгород: Нижегород. гос. техн. ун-т им. П.Е. Алексеева, 2012. 536 с.
14. Kolev N.I. The Code IVA3 for Modelling of Transient Three-Phase Flows in Complicated 3D Geometry // *Kerntechnik*. 1993. V. 58 (3). P. 147.
15. Morita K., Kondo Sa., Tobita Y., Brear D.J. SIMMER III Applications to Fuel-Coolant Interactions // *Nucl. Eng. Design*. 1999. V. 189. P. 337.
16. Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е. Анализ крупномасштабных экспериментов по взаимодействию корюма с водой с помощью кода VAPEX // *TBT*. 2007. Т. 45. С. 565.
17. Corradini M.L. Analysis and Modeling of Large-scale Steam Explosions Experiments // *Nucl. Sci. Eng.* 1982. V. 82. P. 429.
18. Corradini M.L. Molten Fuel/Coolant Interactions: Recent Analysis of Experiments // *Nucl. Sci. Eng.* 1984. V. 86. P. 372.
19. Yamano N., Maruyama Y., Kudo T., Hidaka A., Sugimoto J. Phenomenological Studies on Melt-Coolant Interactions in the ALPHA Program // *Nucl. Eng. Design*. 1995. V. 155. P. 369.
20. Moriyama K., Yamano N., Maruyama Y., Kudo T., Sugimoto J. ALPHA Visual Data Collection STX005-025: Melt Drop Steam Explosion Experiments. JAERI – Data/Code, 99-017, 1999.
21. Magallon D., Huhtiniemi I., Hohmann H. Lessons Learnt from FARO/TERMOS Corium Melt Quenching Experiments // *Nucl. Eng. Design*. 1999. V. 189. P. 223.
22. Magallon D., Huhtiniemi I. Corium Melt Quenching Tests at Low Pressure and Subcooled Water in FARO // *Nucl. Eng. Design*. 2001. V. 204. P. 369.
23. Huhtiniemi I., Magallon D., Hohmann H. Results of Recent KROTOS FCI Tests: Alumina vs. Corium Melts // *Nucl. Eng. Design*. 1999. V. 189. P. 379.
24. Huhtiniemi I., Magallon D. Insight into Steam Explosions with Corium Melts in KROTOS // *Nucl. Eng. Design*. 2001. V. 204. P. 391.
25. OECD/SERENA Project Report. Summary and Conclusions. NEA/CSNI/R(2014) 15, February 2015. <https://www.oecd-nea.org/upload/docs/application/pdf/2020-01/csni-r2014-15.pdf>
26. Song J.H., Park I.K., Chang Y.J., Shin Y.S., Kim J.H., Min B.T., Hong S.W., Kim H.D. Experiments on the Interactions of Molten ZrO₂ with Water Using TROI Facility // *Nucl. Eng. Design*. 2002. V. 213. Iss. 2–3 (April 2002). P. 97.
27. Song J.H., Park I.K., Shin Y.S., Kim J.H., Hong S.W., Min B.T., Kim H.D. Fuel Coolant Interaction Experi-

- ments in TROI Using a UO_2/ZrO_2 Mixture // Nucl. Eng. Design. V. 222. Iss. 1 (May 2003). P. 1.
28. *Song J.H., Hong S.W., Kim J.S. et al.* Insights from the Recent Steam Explosion Experiments in TROI // Nucl. Sci. Technol. 2003. V. 40. № 10. P. 783.
 29. *Kim J.H., Park I.K., Hong S.W. et al.* Steam Explosion Experiments with Iron-Added Corium in the TROI Facility // Trans. Korean Nuclear Society Spring Meeting. Chuncheon, Korea, May 25–26, 2006.
 30. *Загорулько Ю.И., Жмурин В.Г., Волов А.Н., Ковалев Ю.П.* Экспериментальные исследования термического взаимодействия кориума с теплоносителями // Теплоэнергетика. 2008. № 3. С. 48.
 31. *Загорулько Ю.* Фрагментация кориума в теплоносителях // Росэнергоатом. 2008. № 8. С. 38.
 32. *Kim J.H., Min B.T., Park I.K. et al.* Steam Explosion Experiments Using Partially Oxidized Corium // Mech. Sci. Technol. 2008. V. 22. P. 2245.
 33. *Kim J.H., Min B.T., Park I.K. et al.* Triggered Steam Explosions with Corium Melts of Various Compositions in a Narrow Interaction Vessel in the TROI Facility // Nucl. Technol. 2010. V. 169:3. P. 239. <https://doi.org/10.13182/NT169-239>
 34. *Kim J.H., Min B.T., Park I.K. et al.* Triggered Steam Explosions with the Corium Melts of Various Compositions in a Two-Dimensional Interaction Vessel in the TROI Facility // Nucl. Technol. 2011. V. 176:3. P. 372. <https://doi.org/10.13182/NT11-A13314>
 35. *Saito M., Sato K., Imahori S.* Experimental Study on Penetration Behaviors of Water Jet into Freon-11 and Liquid Nitrogen // ANL Proc.: National Heat Transfer Conference. 1988. P. 173.
 36. *Epstein M., Fauske H.K.* Applications of the Turbulent Entrainment Assumption to Immiscible Gas-Liquid and Liquid-Liquid Systems // Chem. Eng. Res. Des. 2001. V. 79(4). P. 453.
 37. *Ricou F.B., Spalding D.B.* Measurements of Entrainment of Axisymmetrical Turbulent Jets // J. Fluid Mech. 1961. V. 11. P. 21.
 38. *Левич В.Г.* Физико-химическая гидродинамика. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1959. 699 с.
 39. *Taylor G.I.* The Dispersion of Jets of Metals at Low Melting Point in Water. In: The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor / Ed. G.K. Batchelor. Cambridge University Press. 1963. V. 3. P. 304.
 40. *Мелихов О.И.* Определение устойчивости и длины распада струи расплава в воде // ПМТФ. 1995. Т. 36. № 1. С. 99.
 41. *Iwasawa Y., Abe Y.* Melt Jet-Break-up and Fragmentation Phenomena in Nuclear Reactors: A Review of Experimental Works and Solidification Effects // Prog. Nucl. Energy. 2018. V. 108. P. 188.
 42. *Kudinov P., Karbojian A., Weimin M., Dinh T.N.* The DEFOR-S Experimental Study of Debris Formation with Corium Simulant Materials // Nucl. Technol. 2010. V. 170. P. 219.
 43. *Manickam L., Thakre S., Ma W., Bechta S.* Simultaneous Visual Acquisition of Melt Jet Breakup in Water by High Speed Videography and Radiography // Proc. 10th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-10). December 14–18, 2014. Okinawa, Japan. P. 1.
 44. *Manickam L., Kudinov P., Ma W., Bechta S., Grishchenko D.* On the Influence of Water Subcooling and Melt Jet Parameters on Debris Formation // Nucl. Eng. Design. 2016. V. 309. P. 265.
 45. *Manickam L., Bechta S., Ma W.* On the Fragmentation Characteristics of Melt Jets Quenched in Water // Int. J. Multiphase Flow. 2017. V. 91. P. 262.
 46. *Manickam L.* An Experimental Study on Melt Fragmentation, Oxidation and Steam Explosion during Fuel Coolant Interactions. Doctoral thesis. Stockholm, Sweden: Royal Institute of Technology, 2018. 99 p.
 47. *Kim H.T., Bang K.H.* Composition of Jet Breakup in Fully-Flooded and Partially Flooded Reactor Cavity // Proc. 11th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-11). October 9–13, 2016. Gyeongju, Korea. P. 1.
 48. *Bang K.H., Kim H.T.* Experiment and Modeling of Jet Breakup in Fuel-Coolant Interactions // Proc. 8th European Review Meeting on Severe Accident Research (ERMSAR-2017). May 16–18, 2017. Warsaw, Poland. P. 1.
 49. *Bang K.H., Kim H.T., Tan V.D.* Jet Breakup of a Simulant Melt in Water with and without Free Fall in Air // Trans. Korean Nuclear Society Spring Meeting. May 17–18, 2018. Jeju, Korea.
 50. *Bang K.H., Kim H.T., Tan V.D.* Experiment and Modeling of Jet Breakup in Fuel-Coolant Interactions // Ann. Nucl. Energy. 2018. V. 118. P. 336.
 51. *Li Y., Wang W., Lin M., Zhong M., Zhou Y., Yang Y.* Experimental Studies on Breakup and Fragmentation Behavior of Molten Tin and Coolant Interaction // Sci. Technol. Nucl. Install. 2017. V. 2017. 4576328.
 52. *Ye Y., Chen X., Cheng S.* Experimental Study on Melt-Jet Behavior during SFR Core Disruptive Accidents Using Simulant Materials // Ann. Nucl. Energy. 2020. V. 148. 107705.
 53. *Huang W.L., Sa R.Y., Zhou D.N. et al.* Experimental Study on Fragmentation Behaviors of Molten LBE and Water Contact Interface // Nucl. Sci. Technol. 2015. V. 26. 060601.
 54. *Huang W., Zhou D.N., Sa R., Jiang H.* Experimental Study on Thermal-Hydraulic Behaviour of LBE and Water Interface // Prog. Nucl. Energy. 2017. V. 99. P. 1.
 55. *Iwasawa Y., Abe Y.* Scaling Analysis of Melt Jets and Solidification Modes // Ann. Nucl. Energy. 2019. V. 125. P. 231.
 56. *Chen J., Zhou Y., Zhao J., Cai J., Gong H.* Experimental and Theoretical Study of Jet Hydrodynamic Breakup Behavior with Air Entrainment // Ann. Nucl. Energy. 2021. V. 151. 107900.
 57. *He L., Liu P., Zhang X., Kuang B., Hu W., Wei L.* Experimental Study on the Effects of Boiling During Molten Jet and Coolant Interactions // Ann. Nucl. Energy. 2020. V. 143. 107392.
 58. *Matsuba K., Kamiyama K., Toyooka J., Tobita Y., Zuev V.A., Kolodeshnikov A.A., Vasilyev Y.S.* Experimental Discussion on Fragmentation Mechanism of Molten Oxide Discharged into a Sodium Pool // Bulletin of the JSME. Mech. Eng. Journal. 2016. V. 3. № 3. P. 1.
 59. *Matsuba K., Isozaki M., Kamiyama K., Tobita Y.* Distance for Fragmentation of a Simulated Molten-Core Material Discharged into a Sodium Pool // J. Nucl. Sci. Technol. 2016. V. 53. № 5. P. 707.
 60. *Johnson M., Journeau C., Matsuba K., Emura Y., Kamiyama K.* Characterization of High-temperature Nuclear Fuel–Coolant Interactions Through X-ray Visu-

- alization and Image Processing // *Ann. Nucl. Energy*. 2021. V. 151. 107881.
61. *Jung W.H., Park H.S., Moriyama K., Kim M.H.* Analysis of Experimental Uncertainties in Jet Breakup Length and Jet Diameter During Molten Fuel-Coolant Interaction // *Nucl. Eng. Design*. 2019. V. 344. P. 183.
 62. *Saito R., Abe Y., Yoshida H.* Experimental Study on Breakup and Fragmentation Behavior of Molten Material Jet in Complicated Structure of BWR Lower Plenum // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2014. V. 51. № 1. P. 64.
 63. *Narushima Y., Saito S., Yoshida H., Abe Y.* Experimental Investigation of Jet Fragment Diameter in BWR Complicated Structures Using Image Processing Techniques // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2019. V. 56. № 12. P. 1157.
 64. *Saito S., Abe Y., Kaneko A., Kanagawa T., Iwasawa Y., Koyama K., Nariai H.* Jet Breakup and Droplet Formation in Immiscible Liquid-Liquid System // *Proc. 24th Int. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE24)*. June 26–30, 2016, Charlotte, North Carolina, USA.
 65. *Saito S., Abe Y., Koyama K.* Flow Transition Criteria of a Liquid Jet into a Liquid Pool // *Nucl. Eng. Design*. 2017. V. 315. P. 128.
 66. *Dullforce T.E., Buchanan D.J., Perckover R.S.* Self-triggering of Small-scale Fuel–Coolant Interactions: I. Experiments // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1976. V. 9. № 9. P. 1295.
 67. *Nelson L.S., Duda P.M.* Steam Explosions of Molten Iron Oxide Drops: Easier Initiation at Small Pressurizations // *Nature*. 1982. V. 296. P. 844.
 68. *Nelson L.S.* Steam Explosions of Single Drops of Pure and Alloyed Molten Aluminum // *Nucl. Eng. Design*. 1995. V. 155. P. 413.
 69. *Nelson L.S., Brooks P.W., Bonazza R., Corradini M.L., Hildal K., Bergstrom T.H.* Steam Explosions of Single Drops of Molten Steam Explosions of Single Drops of Molten Silicon-rich Alloy // *Ninth Int. Ferroalloys Congr.* 2005. P. 338.
 70. *Ciccarelli G., Frost D.L.* Fragmentation Mechanisms Based on Single Drop Steam Explosion Experiments Using Flash X-ray Radiography // *Nucl. Eng. Design*. 1994. V. 146. P. 109.
 71. *Chen X., Luo R., Yuen W.W., Theofanous T.G.* Experimental Simulation of Microinteractions in Large Scale Explosions // *Nucl. Eng. Design*. 1999. V. 189. P. 163.
 72. *Abe Y., Nariai H., Hamada Y.* The Trigger Mechanism of Vapor Explosion // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2002. V. 39. P. 845.
 73. *Takashima T.* Observations of Initiation Stage of Spontaneous Vapor Explosions for Droplet Scale // *Heat Transf. Res.* 2008. V. 37. P. 41.
 74. *Kouraytem N., Li E.Q., Thoroddsen S.T.* Formation of Microbeads During Vapor Explosions of Field's Metal in Water // *Phys. Rev. E*. 2016. V. 93. P. 063108.
 75. *Park H.S., Hansson R.C., Sehgal B.R.* Fine Fragmentation of Molten Droplet in Highly Subcooled Water due to Vapor Explosion Observed by X-ray Radiography // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2005. V. 29. P. 351.
 76. *Hansson R.C., Park H.S., Dinh T.-N.* Dynamics and Preconditioning in a Single-Droplet Vapor Explosion // *Nucl. Technol.* 2009. V. 167. P. 223.
 77. *Hansson R.C., Park H.S., Dinh T.-N.* Simultaneous High Speed Digital Cinematographic and X-ray Radiographic Imaging of a Intense Multi-fluid Interaction with Rapid Phase Changes // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2009. V. 33. P. 754.
 78. *Zambaux J.A., Manickam L., Meignen R., Ma W.M., Bechta S., Picchi S.* Study on Thermal Fragmentation Characteristics of a Superheated Alumina Droplet // *Ann. Nucl. Energy*. 2018. V. 119. P. 352.
 79. *Manickam L., Qiang G., Ma W., Bechta S.* An Experimental Study on the Intense Heat Transfer and Phase Change During Melt and Water Interactions // *Exp. Heat Transf.* 2019. V. 32. P. 251.
 80. *Manickam L., Guo Q., Komlev A., Ma W., Bechta S.* Oxidation of Molten Zirconium Droplets in Water // *Nucl. Eng. Design*. 2019. V. 354. P. 110225.
 81. *Manickam L.* An Experimental Study on Melt Fragmentation, Oxidation and Steam Explosion During Fuel Coolant Interaction. Doctoral Thesis. Stockholm, Sweden: KTH Royal Institute of Technology, 2018.
 82. *Buchanan D.J.* A Model for Fuel–Coolant Interactions // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1974. V. 7. № 10. P. 1441.
 83. *Buchanan D.J.* Penetration of a Solid Layer by a Liquid Jet // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1973. V. 6. № 15. P. 1762.
 84. *Kim B., Corradini M.L.* Modeling of Small-scale Single Droplet Fuel Coolant Interactions // *Nucl. Sci. Eng.* 1988. V. 98. № 2. P. 16.
 85. *Bang K.H., Corradini M.L.* Vapor Explosions in a Stratified Geometry // *Nucl. Sci. Eng.* 1991. V. 108. № 1. P. 88.
 86. *Ciccarelli G., Frost D.* Fragmentation Mechanisms Based on Single Drop Steam Explosion // *Nucl. Eng. Design*. 1994. V. 146. P. 109.
 87. *Hansson R.* An Experimental Study on the Dynamics of a Single Droplet Vapor Explosion. Doctoral Thesis. Stockholm, Sweden: KTH Royal Institute of Technology, 2018.
 88. *Ивочкин Ю.П., Зейгарник Ю.А., Кубриков К.Г.* Механизмы тонкой фрагментации горячего расплава, погруженного в холодную воду // *Теплоэнергетика*. 2018. № 7. С. 64.
 89. *Kazimi M.S.* Theoretical Studies of Some Aspects of Molten Fuel-Coolant Thermal Interactions. Science Doctorate Thesis. Cambridge, Massachusetts: MIT, 1973.
 90. *Motte E.I.* Film Boiling of Flowing Subcooled Liquids. M.S. Thesis. University of California, Berkeley, 1954.
 91. *Motte E.I., Bromley L.A.* Film Boiling of Flowing Subcooled Liquids // *Industrial and Engineering Chemistry*. 1957. V. 49. № 11. P. 1921.
 92. *Farahat M.M.K.* Transient-boiling Heat Transfer from Spheres to Sodium. Report ANL-7909, 1972.
 93. *Farahat M.M.K., Eggen D.T., Armstrong D.R.* Pool Boiling in Subcooled Sodium at Atmospheric Pressure // *Nuclear Science and Engineering*. 1974. V. 53 : 2. P. 240.
 94. *Zvirin Y., Hewitt G.R., Kenning D.B.R.* Boiling on Free-falling Spheres: Drag and Heat Transfer Coefficients // *Experimental Heat Transfer*. 1990. V. 3 : 3. P. 185.
 95. *Honda H., Takamatsu H., Yamashiro H.* Heat Transfer Characteristics During Rapid Quenching of a Thin Wire in Water // *Heat Transfer Japanese Research*. 1992. V. 21. № 8. P. 773.
 96. *Honda H., Takamatsu H., Yamashiro H.* Minimum Heat Flux Point and Liquid-solid Contacts During

- Rapid Quenching of a Thin Wire // Heat Transfer Japanese Research. 1995. V. 24. № 6. P. 517.
97. Liu C., Theofanous T.G. Film Boiling on Spheres in Single- and Two-Phase Flows. Report DOE/ER/12933-3, DOE/ID-10499. 1996.
 98. Berthoud G., Gros D'Aillon L. Film Boiling Heat Transfer Around a very High Temperature Thin Wire Immersed into Water at Pressure from 1 to 210 bar: Experimental Results and Analysis // Int. J. Thermal Sciences. 2009. V. 48. P. 1728.
 99. Sher I., Harari R., Reshef R., Sher E. Film Boiling Collapse in Solid Spheres Immersed in a Sub-cooled Liquid // Applied Thermal Engineering. 2012. V. 36. P. 219.
 100. Ni P., Wen Z., Su F., Huang J., Liu X., Lou G., Dou R. Film Boiling Collapse in a Solid Hot Sphere Immersed in Subcooled Forced Convection // Applied Thermal Engineering. 2020. V. 166. 114630.
 101. Ивочкин Ю.П. Исследование механизмов термодинамических и МГД-процессов с жидкометаллическими рабочими телами. Дис. ... докт. техн. наук. М.: НИУ "МЭИ", 2015. 407 с.
 102. Глазков В.В., Жилин В.Г., Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Синкевич О.А., Цой В.Р. Взрывной режим развития неустойчивости, приводящий к разрушению паровой пленки на твердой полусферической поверхности // Доклады РАН. 2001. Т. 376. № 3. С. 328.
 103. Григорьев В.С., Жилин В.Г., Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Глазков В.В., Синкевич О.А. Поведение паровой пленки на сильно перегретой поверхности, погруженной в недогретую воду // ТВТ. 2005. Т. 43. № 1. С. 100.
 104. Глазков В.В., Григорьев В.С., Жилин В.Г., Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Кубриков К.Г., Медведская Н.В., Оксман А.А., Синкевич О.А. Об одном возможном механизме инициирования (триггеринга) парового взрыва // ТВТ. 2006. Т. 44. № 6. С. 913.
 105. Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Григорьев В.С., Оксман А.А. Заметки о некоторых аспектах парового взрыва // ТВТ. 2008. Т. 46. № 5. С. 797.
 106. Жилин В.Г., Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Оксман А.А., Белов К.И. Экспериментальное исследование характеристик взрывного вскипания недогретой воды на горячей поверхности при смене режимов кипения // ТВТ. 2009. Т. 47. № 6. С. 891.
 107. Белов К.И., Ивочкин Ю.П., Пузина Ю.Ю. Исследование процесса соприкосновения охладителя с горячей поверхностью при вскипании недогретой жидкости // Вестник МЭИ. 2010. № 3. С. 44.
 108. Ивочкин Ю.П., Вавилов С.Н., Зейгарник Ю.А., Кубриков К.Г. К вопросу об отсутствии фрагментации горячей капли при малых недогревах охладителя // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19. № 4. С. 475.
 109. Ивочкин Ю.П., Зейгарник Ю.А., Вавилов С.Н., Ковалев С.А. Оценка влияния температурных импульсов на показания пьезоэлектрических датчиков давления // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 764.
 110. Лексин М.А., Ягов В.В., Варава А.Н. Экспериментальное исследование теплоотдачи в условиях интенсивного охлаждения металлического шара // Вестник МЭИ. 2009. № 2. С. 28.
 111. Забиров А.Р., Лексин М.А., Ягов В.В. Закономерности теплообмена в процессах закалки // Вестник МЭИ. 2015. № 1. С. 51.
 112. Ягов В.В., Забиров А.Р., Лексин М.А. Нестационарный теплообмен при пленочном кипении недогретой жидкости // Теплоэнергетика. 2015. № 11. С. 70.
 113. Забиров А.Р., Ягов В.В., Кабаньков О.Н., Лексин М.А., Канин П.К. Влияние давления на устойчивое пленочное кипение недогретой жидкости // ИФЖ. 2016. Т. 89. № 6. С. 1487.
 114. Yagov V.V., Leksin M.A., Zabiroy A.R., Denisov M.A. Film Boiling of Subcooled Liquids. Part I: Leidenfrost Phenomenon and Experimental Results for Subcooled Water // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 100. P. 908.
 115. Yagov V.V., Leksin M.A., Zabiroy A.R., Denisov M.A. Film Boiling of Subcooled Liquids. Part II: Steady Regimes of Subcooled Liquids Film Boiling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 100. P. 918.
 116. Забиров А.Р., Ягов В.В., Канин П.К. Влияние недогрева до насыщения и давления на пленочное кипение воды // Тепловые процессы в технике. 2017. Т. 9. № 2. С. 50.
 117. Ягов В.В., Забиров А.Р., Канин П.К., Денисов М.А. Теплообмен при пленочном кипении недогретой жидкости: новые опытные результаты и расчетные уравнения // ИФЖ. 2017. Т. 90. № 2. С. 287.
 118. Yagov V.V., Zabiroy A.R., Kabankov O.N., Minko M.V. Heat Transfer During Cooling of High Temperature Spheres in Subcooled Water at Different Pressures // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. V. 110. P. 219.
 119. Ягов В.В., Забиров А.Р., Канин П.К., Лексин М.А. Приближенная модель возникновения режима интенсивного теплообмена при пленочном кипении недогретой жидкости // Труды седьмой Российской национальной конференции по теплообмену, 2018. С. 561.
 120. Yagov V.V., Zabiroy A.R., Kanin P.K. Heat Transfer at Cooling High-temperature Bodies in Subcooled Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 126. P. 823.
 121. Ягов В.В. Кипение жидкостей: основные направления научных исследований (по материалам ИНТС-16 и РНКТ-7) // Теплоэнергетика. 2019. № 11. С. 16.
 122. Дедов А.В., Забиров А.Р., Слива А.П., Федорович С.Д., Ягов В.В. Влияние углеродистого покрытия поверхности на теплообмен при нестационарном пленочном кипении // ТВТ. 2019. Т. 57. № 1. С. 72.
 123. Zabiroy A., Yagov V., Kanin P., Ryzantsev V., Vinogradov M., Molotova I. Pressure Influence on Unsteady Film Boiling of Water-ethanol Mixtures // Experimental Thermal and Fluid Science. 2020. V. 118. 110130.
 124. Лексин М.А., Ягов В.В., Забиров А.Р., Канин П.К., Виноградов М.М., Молотова И.А. Исследование интенсивного охлаждения высокотемпературных тел в бинарной смеси вода–изопропанол // ТВТ. 2020. Т. 58. № 3. С. 393.
 125. Yagov V.V., Minko K.B., Zabiroy A.R. Two Distinctly Different Modes of Cooling High-temperature Bodies in Subcooled Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2021. V. 167. 120838.

126. *Honda H., Makishi O., Yamashiro H.* Generalized Stability Theory of Vapor Film in Subcooled Film Boiling on a Sphere // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2007. V. 50. P. 3390.
127. *De Malmazet E., Berthoud G.* Convection Film Boiling on Horizontal Cylinders // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2009. V. 52. P. 4731.
128. *Berthoud G., Le Belguet A., Zabiego M.* The Farahat Sodium Natural Convection Film Boiling Experiment Revisited // *Experimental Thermal and Fluid Science.* 2017. V. 91. P. 117.
129. *De Malmazet E.* New Film Boiling Correlations for Drops and Fragments in Fuel-coolant Interaction Codes // NURETH-18. Portland, Oregon, US. August 18–22, 2019.
130. *Синкевич О.А.* Взрывное разрушение паровой пленки при интенсивных тепловых потоках // *ТВТ.* 2007. Т. 45. № 2. С. 243.
131. *Синкевич О.А.* Нелинейные колебания паровой пленки при интенсивных тепловых потоках // *Изв. РАН. МЖГ.* 2010. № 5. С. 66.
132. *Синкевич О.А., Глазков В.В., Киреева А.Н.* Обобщенное уравнение Рэлея–Ламба // *ТВТ.* 2012. Т. 50. № 4. С. 565.
133. *Sinkevich O.A., Glazkov V.V., Ivochkin Yu.P. et al.* Films under Influence of High Heat Fluxes: Nongravity Surface Waves and Film Explosive Disintegration // *Int. J. Nonlinear Sciences and Numerical Simulation.* 2013. V. 14. № 1. P. 1.
134. *Синкевич О.А.* Волны на поверхности кипящей жидкости при различных стратификациях сред // *ЖЭТФ.* 2015. Т. 148. Вып. 2(8). С. 169.
135. *Синкевич О.А.* Паровая пленка на плоской горячей вертикальной поверхности // *ТВТ.* 2021. Т. 59. № 1. С. 86.
136. *Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Кубриков К.Г., Синкевич О.А., Тепляков И.О.* Экспериментальные исследования соприкосновения воды с горячей металлической поверхностью // *Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену.* Москва, 22–26 октября 2018. С. 510.
137. *Bürger M., Cho S.H., Kim D.S., Carachalios C., Müller K., Fröhlich G.* Effect of Solid Crust on the Hydrodynamic Fragmentation of Melt Droplets. Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart. Report No. IKE 2 TF-74, 1985.
138. *Bürger M., Cho S.H., Carachalios C., Müller K., Unger H., Jacobs H.* Effect of Solid Crusts on the Hydrodynamic Fragmentation of Melt Drops. In: *Science and Technology of Fast Reactor Safety.* London, Great Britain, 1986. P. 503.
139. *Yang J.W., Bankoff S.G.* Solidification Effects of the Fragmentation of Molten Metal Drops Behind a Pressure Shock Wave // *J. Heat Transfer.* 1987. V. 109. P. 226.
140. *Sugiyama K., Sotome F., Ishikawa M.* Thermal Interaction in Crusted Melts Jets with Large-Scale Structures // *Nucl. Eng. Design.* 1999. V. 189. P. 329.
141. *Li H.X., Haraldsson H.Ó., Dinh T.N., Green J.A., Sehgal B.R.* Fragmentation Behaviour of Melt Drop in Coolant: Effect of Melt Solidification // *Proc. 3rd Int. Conf. on Multiphase Flows (ICMF3).* June 8–12 1998. Lyon, France.
142. *Haraldsson H.Ó., Li H.X., Yang Z.L., Dinh T.N., Sehgal B.R.* Effect of Solidification on Drop Fragmentation in Liquid-Liquid Media // *Heat Mass Transfer.* 2001. V. 37. P. 417.
143. *Nishimura S., Kinoshita I., Sugiyama K., Ueda N.* Thermal Fragmentation of a Molten Metal Jet Dropped into a Sodium Pool at Interface Temperatures Below its Freezing Point // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2002. V. 39. P. 752.
144. *Nishimura S., Kinoshita I., Sugiyama K., Ueda N.* Thermal Interaction Between Molten Metal Jet and Sodium Pool: Effect of Principal Factors Governing Fragmentation of the Jet // *Nucl. Technol.* 2005. V. 149. P. 189.
145. *Nishimura S., Sugiyama K., Kinoshita I., Itagaki W., Ueda N.* Fragmentation Mechanism of a Single Molten Copper Jet Penetrating a Sodium Pool – Transition from Thermal to Hydrodynamic Fragmentation in Instantaneous Contact Interface Temperatures Below Its Freezing Point // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2010. V. 47. P. 219.
146. *Zhang Z.G., Sugiyama K., Itagaki W., Nishimura S., Kinoshita I., Narabayashi T.* Fragmentation of a Single Molten Metal Droplet Penetrating Sodium Pool. I. Copper Droplet and the Relationship with Copper Jet // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2009. V. 46. P. 453.
147. *Zhang Z.G., Sugiyama K.* Fragmentation of a Single Molten Metal Droplet Penetrating Sodium Pool. II. Stainless Steel and the Relationship with Copper Droplet // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2010. V. 47. P. 169.
148. *Zhang Z.G., Sugiyama K.* Fragmentation of a Single Molten Metal Droplet Penetrating into Sodium Pool: Thermal and Hydrodynamic Effects on Fragmentation in Stainless Steel // *Nucl. Technol.* 2011. V. 175. P. 619.
149. *Zhang Z.G., Sugiyama K.* Fragmentation of a Single Molten Metal Droplet Penetrating into Sodium Pool. IV. Thermal and Hydrodynamic Effects on Fragmentation in Copper // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2012. V. 49. P. 602.
150. *Epstein M.* Stability of a Submerged Frozen Crust // *ASME J. Heat Transfer.* 1977. V. 99. P. 527.
151. *Cooper F., Dienes J.* The Role of Rayleigh-Taylor Instabilities in Fuel-Coolant Interactions // *Nucl. Sci. Eng.* 1978. V. 68. P. 308.
152. *Uršič M., Leskovar M.* Modelling of Solidification Influence on Steam Explosion Efficiency in MC3D // *Int. Conf. “Nuclear Energy for New Europe 2009”,* Bled, Slovenia, September 14–17, 2009.
153. *Uršič M., Leskovar M., Mavko B.* Material Properties’ Influence in Fuel-Coolant Interaction Codes // *J. Eng. Gas Turbines and Power.* 2010. V. 132. Iss. 7. 072901.
154. *Ursic M., Leskovar M., Mavko B.* Improved Solidification Influence Modelling for Eulerian Fuel-Coolant Interaction Codes // *Nucl. Eng. Design.* 2011. V. 241. P. 1206.
155. *Ursic M., Leskovar M., Mavko B.* Simulations of KROTOS Alumina and Corium Steam Explosion Experiments: Applicability of the Improved Solidification Influence Modelling // *Nucl. Eng. Design.* 2012. V. 246. P. 163.
156. *Ursic M., Leskovar M.* Temperature Profile Modelling in Fuel-coolant Interaction Codes // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2012. V. 55. P. 5350.
157. *Ursic M., Leskovar M., Burger M., Buck M.* Hydrodynamic Fine Fragmentation of Partly Solidified Melt

- Droplets During a Vapour Explosion // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2014. V. 76. P. 90.
158. *Ursic M., Leskovar M., Meignen R.* Eulerian Modelling of Melt Solidification Impact During Fuel-Coolant Interaction // *Ann. Nucl. Energy*. 2015. V. 78. P. 130.
159. *Langford D.* The Freezing of Spheres // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1966. V. 9. № 8. P. 827.
160. *Schins H., Lamain L.* Break up Time of Fragmentating – Solidifying UO₂ Spheres When Quenched in Sodium // *Nucl. Eng. Design*. 1984. V. 80. № 1. P. 19.
161. *Cronenberg A.W., Chawla T.C., Fauske H.K.* A Thermal Stress Mechanism for the Fragmentation on Molten UO₂ upon Contact with Sodium Coolant // *Nucl. Eng. Design*. 1974. V. 30. № 3. P. 433.
162. *Corradini M., Todreas N.E.* Prediction of Minimum UO₂ Particle Size Based on Thermal Stress Initiated Fracture Model // *Nucl. Eng. Design*. 1979. V. 53. № 1. P. 105.
163. *Cronenberg A.W.* Solidification Phenomena for UO₂, UC and UN Relative to Quenching in Sodium Coolant // *Nucl. Eng. Design*. 1976. V. 36. № 2. P. 261.
164. *Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Король Е.З.* Термомеханический механизм тонкой фрагментации жидких капель при паровом взрыве // *ТВТ*. 2004. Т. 43. № 3. С. 491.
165. *Dombrowsky L.A.* An Estimate of Stability of Large Solidifying Droplets in Fuel-Coolant Interaction // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2007. V. 50. P. 3832.
166. *Dombrowsky L.A., Dinh T.N.* The Effect of Thermal Radiation on the Solidification Dynamics of Metal Oxide Melt Droplets // *Nucl. Eng. Design*. 2008. V. 238. P. 1421.
167. *Dombrowsky L.A.* Steam Explosion in Nuclear Reactors: Droplets of Molten Steel vs Core Melt Droplets // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2017. V. 107. P. 432.
168. *Meignen R., Picchi S., Lamome J., Raverdy B., Castrillon Escobar S., Nicaise G.* The Challenge of Modeling Fuel-Coolant Interaction: Part I – Premixing // *Nucl. Eng. Design*. 2014. V. 280. P. 511.
169. *Theofanous T.G., Chen X., Di Piazza P., Epstein M., Fauske H.K.* Ignition of Aluminum Droplets Behind Shock Waves in Water // *Phys. Fluids*. 1994. V. 6. P. 3513.
170. *Cho D.H., Armstrong D.R., Gunther W.H., Basu S.* Experiments on Interactions Between Zirconium-Containing Melt and Water (ZREX): Hydrogen Generation and Chemical Augmentation of Energetics // *Proc. OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions. NEA/CSNI/R(97)26, Part II, Tokai-Mura, Japan, 1997*. P. 595.
171. *Cho D.H., Armstrong D.R., Gunther W.H., Basu S.* Experiments on Explosive Interactions Between Zirconium-Containing Melt and Water (ZREX) // *Proc. 6th Int. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE-6). San Diego, USA, 1998*.
172. *Cho D.H., Armstrong D.R., Gunther W.H.* Experiments on Interactions between Zirconium-containing Melt and Water. NUREG/CR-5372, 1998.
173. *Epstein M., Fauske H.K.* A Crystallization Theory of Underwater Aluminum Ignition // *Nucl. Eng. Design*. 1994. V. 146 P. 147.
174. *Epstein M., Fauske H.K., Theofanous T.G.* On the Mechanism of Aluminum Ignition in Steam Explosions // *Nucl. Eng. Design*. 2000. V. 201. P. 71.
175. *Corradini M.L., Farahani A., Uludogan A.* Chemical Assisted Vapor Explosions in a Shock Tube Geometry // *Proc. Multidisciplinary International Seminar on Intense Multiphase Interactions. Santa Barbara, USA, 1995*. P. 256.
176. *Мелихов О.И., Мелихов В.И., Ртищев Н.А., Тарасов А.Е.* Численное моделирование процесса выделения водорода при взаимодействии расплава циркония с водой // *ТВТ*. 2016. Т. 54. № 4. С. 553.
177. *Loisel V., Zambaux J.-A., Hadj-Achour M., Picchi S., Goidreau O., Meignen R.* Oxidation During Fuel-Coolant Interaction: Advances and Modeling // *Nucl. Eng.* 2019. V. 346. P. 200.
178. *Tyrpekl V., Piluso P.* Analysis of Material Effect in Molten Fuel-Coolant Interaction, Comparison of Thermodynamic Calculations and Experimental Observations // *Ann. Nucl. Energy*. 2012. V. 46. P. 197.
179. *Tyrpekl V., Piluso P., Bakardjieva S., Niznansky D., Rehspringer J.-L., Bezdicka P., Dugne O.* Prototypic Corium Oxidation and Hydrogen Release During the Fuel-Coolant Interaction // *Ann. Nucl. Energy*. 2015. V. 75. P. 210.
180. *Tyrpekl V., Piluso P., Bakardjieva S., Dugne O.* Material Effect in the Nuclear Fuel-Coolant Interaction: Analyses of Prototypic Melt Fragmentation and Solidification in the KROTOS Facility // *Proc. Int. Meeting on Severe Accident Assessment and Management 2012: Lessons Learned from Fukushima Dai-ichi. San Diego California, November 11–15, 2012*. P. 130.
181. *Tyrpekl V., Piluso P., Bakardjieva S., Dugne O.* Material Effect in the Nuclear Fuel-Coolant Interaction: Analyses of Prototypic Melt Fragmentation and Solidification in the KROTOS Facility // *Nucl. Technol.* 2014. V. 186. P. 229.
182. *Skobe T., Leskovar M.* Influence of Corium Composition on Ex-vessel Steam Explosion // *Ann. Nucl. Energy*. 2019. V. 133. P. 359.
183. *Brayer C., Le Monnier A., Chikni N.* Impact of Corium Thermophysical Properties on Fuel-Coolant Interaction // *Ann. Nucl. Energy*. 2020. V. 147. 107613.

**РЕЦЕНЗИЯ НА КНИГУ О.Ф. ШЛЕНСКОГО,
С.И. АНТОНОВА, К.В. ХИЩЕНКО
“АКУСТИКА ВЫСОКИХ ЧАСТОТ И БОЛЬШИХ ЧИСЕЛ МАХА”**

DOI: 10.31857/S0040364422020168

Книга О.Ф. Шленского, С.И. Антонова, К.В. Хищенко “Акустика высоких частот и больших чисел Маха” содержит предисловие, заключение, 20 глав и 15 приложений.

В предисловии указана основная задача книги: “моделирование звуковых волн без упрощений и допущений, некоторые из которых [авторы] сочли ошибочными”. Авторы пишут, что в книге “приведены принципиально новые доказательства невозможности моделирования бегущей звуковой волны однородным дифференциальным уравнением второго порядка”. Авторы считают, что “развитие техники гиперзвуковых полетов, изучение термоядерной детонации, лазерных технологий поставило перед акустикой проблему моделирования бегущих волн с [огромными] скоростями и энергиями”. Особое внимание авторы уделяют “эффекту повышения жесткости и анизотропии воздуха, возникающих при сверх- и гиперзвуковых полетах летательных аппаратов”.

Отдельные главы посвящены способам описания бегущей и стоячей звуковых волн, различным источникам звука (мембрана, ратруб патефона, духовые музыкальные инструменты, голоса певцов, движение крыльев насекомых, возбуждение звука воздушным потоком и т.п.). Рассмотрены вопросы анизотропии плотности газа, ударные волны, представлено моделирование термоядерных детонационных волн.

В заключение сформулированы основные результаты работы.

От книги сложилось двоякое впечатление.

Во-первых, утверждение авторов о невозможности моделирования бегущей звуковой волны однородным дифференциальным уравнением второго порядка ни в коей мере не доказано. Авторы не сочли необходимым компактно представить свои претензии к описанию бегущей звуковой волны однородным дифференциальным уравнением второго порядка, но разбросали их по всей книге.

Несколько примеров. На с. 8 сказано, что вывод дифференциальных уравнений для скорости частиц и звукового давления сделан при допущении постоянства плотности среды, “что лишает уравнения физического смысла”. Пренебрежение “отличием фактической плотности от невоз-

мущенного значения [плотности]” действительно используется при линеаризации уравнений движения частиц среды (см., например, [1]). При этом в [1] обсуждаются границы применения подобного упрощения. Как мне представляется, при любых допущениях критерием правомерности модельного представления является его соответствие экспериментальным результатам. Такого сравнения, когда авторы указывают, в каких случаях использование в волновом уравнении плотности невозмущенной среды становится недопустимым, в книге нет. Авторы указывают на отсутствие физического смысла, но этот критерий непонятен и, на мой взгляд, субъективен. Например, при описании геометрической оптики практически не используется понятие длины волны – это лишает данный раздел оптики физического смысла? Другой пример: в электрокардиографии, моделируя работу сердца электрическим диполем, В. Эйнховен (получивший за свои исследования Нобелевскую премию по медицине) предположил, что организм человека является однородной токопроводящей средой, что очевидно не так. Что же, электрокардиография лишена физического смысла? Еще один пример: закон Рэлея–Джинса, описывающий тепловое излучение, выведенный исходя из равномерного распределения энергии по степеням свободы, согласуется с экспериментальными данными в низкочастотной части спектра и приводит к абсурдному результату на высоких частотах. Этот закон тоже лишен физического смысла и с его помощью нельзя моделировать тепловое излучение на низких частотах?

На с. 19 сказано, что “волновые уравнения и их решения без учета импульса силы, получаемого от генератора звука, ... не описывают бегущей звуковой волны”. В волновых уравнениях генератор обычно представляется как граничное условие. Что же имели в виду авторы: что при нулевых начальных и граничных условиях волны не будет? Это очевидно. Что использование для задания генератора граничных условий не создаст бегущей волны? Понятно, что это не так.

На с. 116 приведено решение однородного волнового уравнения при нулевых начальных условиях и граничном условии, заданном в виде гар-

монической функции. Авторы обращают внимание на то, что интегральный за период импульс равен нулю, и делают вывод о том, что “энергия волны нулевая ... она [волна] является не звуковой (т.е. не бегущей – *прим. рец.*), а стоячей волной без транспорта энергии звука”. Воспользуюсь материалами учебного пособия [2], где рассмотрен аналогичный пример, описывающий продольную акустическую волну, генерируемую поршнем: “если ... поршень вернулся в исходное положение, то суммарный импульс равен нулю”. При этом из равенства нулю импульса за период никак не следует невозможность существования бегущей волны и “транспорта энергии”.

Авторы, описывая использование однородных волновых уравнений в акустике, приводят сравнения с героем книги Р.Э. Распе “Приключения барона Мюнхаузена” (например, с. 39). Для меня подобная аргументация говорит о слабости доказательной базы авторов.

У меня нет оснований сомневаться в компетенции уважаемых авторов. Представляется, что авторы стали жертвами ситуации, описанной во введении учебного пособия [3], автор которого указывал, что его учебное пособие “способствует созданию “акустической интуиции”, ... далеко не совпадающей, а зачастую даже противоречащей “механической интуиции”, укоренившейся в нас ... в результате изучения механики материальных тел”.

Таким образом, утверждение авторов о невозможности моделирования бегущей звуковой волны однородным дифференциальным уравнением второго порядка не представляет научного интереса.

Отмечу положительные моменты в книге.

На с. 32 авторы вводят источник непосредственного в волновое уравнение. Мне представля-

ется, что данный подход можно использовать для описания теплового акустического излучения, причиной которого является хаотическое тепловое движение атомов среды [4]. Тогда мощность источника должна определяться температурой среды.

Также подобный подход может быть эффективен для описания распространения акустических солитонов по нервному волокну. Общепринятая точка зрения описывает передачу информации по нервному волокну как распространение электрического импульса, однако в настоящее время проводятся исследования, в которых рассматривается возможность передачи информации с помощью акустических волн [5].

Повторюсь, в книге рассмотрены вопросы анизотропии плотности газа, ударные волны, представлено моделирование термоядерных детонационных волн. Не являясь специалистом в данных вопросах, я не могу качественно отрецензировать эти разделы книги.

Зав. каф. медицинской и биологической физики
Первого МГМУ им. И.М. Сеченова,
проф., д.ф.-м.н. А.А. Аносов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Исакович М.А.* Общая акустика: учеб. пособие. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973. С. 37.
2. *Исакович М.А.* Общая акустика: учеб. пособие. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973. С. 65.
3. *Исакович М.А.* Общая акустика: учеб. пособие. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973. С. 7.
4. *Varabanenkov Y.N., Passechnick V.I.* Fluctuation Theory of Thermal Acoustic Radiation // The Journal of the Acoustical Society of America. 1966. V. 99(1). P. 65.
5. *Heimburg T., Jackson A.D.* On Soliton Propagation in Biomembranes and Nerves // Proc. National Academy of Sciences. 2005. V. 102(28). P. 9790.