

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КРАСНОЯРСКИЙ
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК» (ФИЦ КНЦ СО РАН)

УДК 519.63:519.64

Рег. № НИОКТР АААА-А18-
118011890024-5

Рег. № ИКРБС

УТВЕРЖДАЮ

Врио директора ФИЦ КНЦ СО РАН
д.с.-х.н.

_____ А.А. Шпедт
«27» января 2021 г.

ОТЧЕТ

О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
РАЗРАБОТКА ИНФОРМАЦИОННО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ
СЛОЖНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ И ПРОЦЕССОВ В БЛИЖНЕМ
КОСМОСЕ (заключительный)

Направление фундаментальных исследований
IV.36 Системы автоматизации, CALS-технологии, математические модели и
методы исследования сложных управляющих систем и процессов
(0356-2019-0014)

Руководитель НИР
руководитель научного
направления,
член-корреспондент РАН

_____ В.В. Шайдуров

Красноярск, 2021

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

| | | |
|---|------------------------------|--------------------------------|
| Руководитель темы член-корреспондент РАН | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | В.В. Шайдуров (Раздел 1, 3) |
| Исполнители: | | |
| зам. директора по научной работе ИВМ СО РАН, к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | Д.А. Нестеров (Раздел 1) |
| зав. отд., д.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | Н.В. Еркаев (Раздел 2) |
| зав. отд., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | Е.Д. Каропова (Раздел 1) |
| в.н.с., д.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | В.В. Денисенко (Раздел 2) |
| в.н.с., д.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | И.В. Краснов (Раздел 4) |
| в.н.с., д.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | И.И. Рыжков (Раздел 3, 5) |
| уч. секр., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | А.В. Вяткин (Раздел 3) |
| с.н.с., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | Е.Н. Васильев (Раздел 1) |
| с.н.с., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | В.С. Герасимов (Раздел 4) |
| с.н.с., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | В.А. Деревянко (Раздел 1) |
| с.н.с., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | А.Е. Ершов (Раздел 4) |
| н.с., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | Л.В. Гилева (Раздел 3) |
| н.с., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | И.Л. Исаев (Раздел 4) |
| н.с., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | Л.П. Каменщиков (Раздел 4) |
| м.н.с., к.ф.-м.н. | <hr/> <i>(подпись, дата)</i> | В.В. Деревянко (Раздел 1) |

| | | |
|-----------------|-----------------|---------------------------------|
| м.н.с. | _____ | В.И. Закомирный (Раздел 4) |
| | (подпись, дата) | |
| м.н.с. | _____ | С.В. Козлова (Раздел 5) |
| | (подпись, дата) | |
| м.н.с. | _____ | В.С. Корниенко (Раздел 1, 3) |
| | (подпись, дата) | |
| м.н.с. | _____ | М.В. Якубович (Раздел 3) |
| | (подпись, дата) | |
| ведущий инженер | _____ | А.В. Макуха (Раздел 1) |
| | (подпись, дата) | |
| старший инженер | _____ | С.В. Кукушкин (Раздел 1) |
| | (подпись, дата) | |
| старший инженер | _____ | И.В. Тимошина (Раздел 1) |
| | (подпись, дата) | |
| инженер | _____ | Д.П. Емельянов (Раздел 1) |
| | (подпись, дата) | |
| инженер | _____ | А.А. Ефремов (Раздел 3) |
| | (подпись, дата) | |
| инженер | _____ | А.А. Корнеева (Раздел 1) |
| | (подпись, дата) | |
| инженер | _____ | Е.В. Михлина (Раздел 5) |
| | (подпись, дата) | |
| инженер | _____ | А.А. Пустынский (Раздел 1) |
| | (подпись, дата) | |
| инженер | _____ | И.А. Харченко (Раздел 5) |
| | (подпись, дата) | |
| нормоконтроль | _____ | А.В. Вяткин |
| | (подпись, дата) | |

РЕФЕРАТ

Отчёт 93 с., 55 рис., 4 прил.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ, СИСТЕМЫ ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ, ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И МАГНИТОСФЕРА ЗЕМЛИ, УРАВНЕНИЯ НАВЬЕ-СТОКСА, МЕМБРАННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ, РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Объектом исследования являются сложные динамические процессы в физических средах, включая ближний космос и работу космических аппаратов в такой среде.

Цель работы – создание и использование новых информационно-математических моделей сложных динамических процессов в физических средах.

В области разработки вычислительных моделей и валидации разработанных программ для расчета тепловых режимов функциональных узлов и модулей космических аппаратов в ИВМ СО РАН проводятся работы по созданию и внедрению встроенных интеллектуальных систем мониторинга и контроля тепловых режимов бортового оборудования космических аппаратов. Разработка и использование таких систем является перспективным направлением, направленным на повышение качества и надежности сложных устройств. В АО «Информационные спутниковые системы» (г. Железногорск) запланировано применение встроенных интеллектуальных систем контроля тепловых режимов на борту создаваемых космических аппаратов.

В отчете представлена математическая модель для восстановления тепловых полей по показаниям датчиков встроенных систем измерения температур, которая позволяет определять распределения температур бортовой аппаратуры и источников тепла (радиоэлементов). В ходе восстановления поля решается обратная задача по поиску таких значений входных параметров теплофизической модели (мощностей тепловыделения элементов, температуры теплоотводящего основания, характеристик окружающей среды), при которых расчетные показания температур в точках установки датчиков совпадают с измеренными значениями. При этом найденные параметры могут быть использованы для выявления причины отклонения теплового режима.

Проведены вычислительные эксперименты с использованием модели восстановления поля на реальном опытном образце силового модуля космического аппарата. Рассмотрена точность восстановления в зависимости от погрешности измеряемых температур встроенными датчиками. Для характерного режима работы модуля при погрешности датчиков ± 1.0 °С отклонение восстановленного теплового поля от точного значения не

превышало 3 °С, восстановленные значения температур радиоэлементов отклонялись от точных значений не более 6 °С.

Разработан подход к определению в режиме реального времени мощностей, подаваемых на элементы блока радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Разработанный алгоритм использует данные, в реальном времени поступающие от системы встроенных температурных датчиков. Далее по набору восстановленных в реальном времени мощностей, подаваемых на каждый элемент, определяется режим работы всего блока РЭА. Алгоритм позволяет заподозрить отклонения от нормальной работы блока, если предсказанный набор мощностей не соответствует ни одному из штатных режимов. Алгоритм протестирован и верифицирован экспериментами на многофункциональном лабораторном стенде, который имитирует работу блока РЭА в условиях эксплуатации, приближенных к условиям на борту космического корабля. Показана работоспособность и эффективность алгоритма.

В области разработки физико-математических моделей и численных алгоритмов для расчетов распределений ионосферных электрических полей и токов, а также диссипативных слоев в космической плазме с учетом эффектов Холла и ее неоднородной проводимости достигнуты следующие результаты. Круг создаваемых математических моделей космической плазмы касается важных гидродинамических и электромагнитных процессов в таких областях, как верхняя атмосфера, ионосфера и токовый слой магнитосферного хвоста. Взаимодействие этих областей осуществляется посредством электрических полей и токов. При этом ионосфера представляет собой омическую нагрузку, обеспечивая замыкание электрических токов, генерируемых в атмосфере и магнитосфере физическими механизмами различной природы.

Численно исследовано проникновение квазистационарного электрического поля от земной поверхности в ионосферу. Построенная модель впервые позволила предсказать распределение электрического поля в ионосфере, создаваемое атмосферными токами. Ионосферные возмущения над областями с высокой сейсмической активностью представляют большой практический интерес в связи с надеждой их использования как предвестников землетрясений.

В результате моделирования токового слоя магнитосферного хвоста показано, что ключевым фактором его неустойчивости является изгиб слоя, возникающий при сильном наклоне вектора магнитного момента Земли по отношению к скорости солнечного ветра. Развитие неустойчивости токового слоя может приводить к генерации электрических полей и токов, вызывающих наблюдаемые ионосферные возмущения.

В области разработки алгоритмов для решения нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа достигнуты следующие результаты. В ходе

численного моделирования течений вязкого газа модифицирована математическая модель нестационарного сверхзвукового обтекания пространственного тела вязким теплопроводным газом. Уравнения Навье-Стокса записаны в форме с субстанциональными производными, приводящими к поиску неизвестных функций в гильбертовых пространствах. Предложены новые краевые условия на границе расчётной области в методе конечных элементов, выведенные по аналогии с известными краевыми условиями для вязкой несжимаемой жидкости, и исследована область их эффективного применения.

Для дискретизации дифференциальных уравнений применяется смешанный эйлерово-лагранжев (полулагранжев) подход: для аппроксимации операторов переноса субстанций (плотности, компонент скорости и энергии) вдоль траекторий применяется лагранжева аппроксимация, а для остальных слагаемых применяется метод конформных конечных элементов в эйлеровой форме. Такой подход позволяет получить сеточные уравнения, для которых выполняются законы сохранения массы и полной энергии на дискретном уровне.

С помощью разностных схем с такой аппроксимацией проведены вычислительные эксперименты для двумерных математических моделей сверхзвукового обтекания клина, уступа, микропазов, а также для трехмерных задач течения газа и формирования газовых выбросов.

В области вычислительного и математического моделирования для разработки и обоснования новых методов оптического манипулирования резонансными атомами, ионами, кластерами и наночастицами получены следующие результаты. Посредством суперкомпьютерного моделирования стохастической динамики ионов в полихроматической оптической решётке обосновано новое решение проблемы полностью оптического удержания холодных ионных кулоновских кристаллов в течение длительного времени (по сравнению с монохроматическими оптическими решетками). Новый метод может быть использован для улучшения характеристик приборов, основанных на ионных ловушках.

На основе компьютерного моделирование разлета электрон-ионной ультрахолодной плазмы в сильном однородном магнитном поле продемонстрирована существенная роль образования нейтральных электрон-ионных пар в нагреве ионов и разлете плазмы. Тем самым показана необходимость учёта этого фактора в моделях лазерного охлаждения ультрахолодной плазмы, удерживаемой магнитным полем.

На основе моделирования воздействия импульсного лазерного излучения на двухслойные наночастицы установлена перспективность практического использования для фототермальной терапии, позволяющей селективно уничтожать злокачественные клетки в живых организмах.

В области исследования процессов разделения конвективных течений многокомпонентных смесей в термодиффузионных колоннах, разработки теоретических основ измерения коэффициентов переноса в таких смесях и их применения для обработки данных космических экспериментов, создания математических моделей переноса ионов в нанопористых мембранах получены следующие результаты.

Разработаны математические алгоритмы для определения коэффициентов диффузии и термодиффузии (Соре) на основе обработки экспериментальных данных серии экспериментов DCMIX на Международной космической станции. Коэффициенты рассчитываются на основе пространственно-временных зависимостей показателя преломления лазерных лучей, прошедших через ячейку с многокомпонентной смесью (метод цифровой оптической интерферометрии). Выполнен анализ зависимости коэффициентов диффузии тройных смесей от выбора системы отсчета. Установлена незначительная (или существенная) зависимость коэффициентов диффузии от системы отсчета для смесей с линейной (и, соответственно, нелинейной) зависимостью молярного объема от молярных долей компонентов. Проведена коррекция исходных коэффициентов перекрестной диффузии в пределах измерительной ошибки, что послужило дополнительной проверкой экспериментальных данных, недоступной другими методами.

Впервые исследована устойчивость разделения смесей с аномальным эффектом Соре в термодиффузионной колонне. Теоретический анализ показал, что характерное время установления стационарного режима в колонне существенно возрастает при уменьшении отношения радиусов цилиндров, при этом разделение смеси усиливается незначительно. Согласно эксперименту, разделение смеси с аномальным эффектом Соре в цилиндрической колонне может быть устойчивым, если разность температур между стенками превышает пороговое значение для исследуемой системы. Численное моделирование показало, что развитие конвективной неустойчивости также зависит от ширины зазора между стенками колонны и отношения радиусов цилиндров. Эти результаты могут использоваться для планирования соответствующих экспериментов.

Разработаны математические модели транспорта ионов в нанопорах с электропроводящей поверхностью. Модели основаны на двумерных уравнениях Навье-Стокса, Нернста-Планка и Пуассона, решаемых в цилиндрической нанопоре с заданными значениями потенциала, концентраций и давления на границах. Установлен новый эффект повышения ионной проводимости нанопоры за счет формирования индуцированного заряда на проводящей поверхности под действием внешнего электрического поля. Индуцированный заряд приводит к повышению концентрации противоионов внутри поры, в результате чего ионная проводимость возрастает с увеличением приложенной разности потенциалов.

Установлено хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными результатами для углеродных нанотрубок. Полученные результаты могут найти применение в системах управляемой наночистоты, прямого и обратного электролиза, а также в области электрохимических сенсоров и наночистотных устройств.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ..... | 10 |
| 1. Разработка вычислительных моделей и валидация разработанных программ для расчета тепловых режимов функциональных узлов и модулей космического аппарата. | 11 |
| 2. Разработка физико-математических моделей и численных алгоритмов для расчетов распределений ионосферных электрических полей и токов, обусловленных источниками различной физической природы. Разработка математических моделей диссипативных слоев в космической плазме с учетом эффектов Холла и неоднородной проводимости плазмы..... | 32 |
| 3. Разработка алгоритмов для решения нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа..... | 39 |
| 4. Вычислительное и математическое моделирование для разработки новых методов оптического манипулирования резонансными атомами, ионами, кластерами и наночастицами..... | 50 |
| 5. Исследование процессов разделения конвективных течений многокомпонентных смесей в термодиффузионных колоннах, разработка теоретических основ измерения коэффициентов переноса в таких смесях и их применение для обработки данных космических экспериментов, создание математических моделей переноса ионов в нанопористых мембранах..... | 59 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 72 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ А | 77 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Б..... | 80 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ В | 90 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Г | 91 |

ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с планом работ по теме "Разработка информационно-вычислительных моделей сложных динамических систем и процессов в ближнем космосе" исследования проводились по следующим разделам.

1. Разработка вычислительных моделей и валидация разработанных программ для расчета тепловых режимов функциональных узлов и модулей космических аппаратов.
2. Разработка физико-математических моделей и численных алгоритмов для расчетов распределений ионосферных электрических полей и токов, обусловленных источниками различной физической природы. Разработка математических моделей диссипативных слоев в космической плазме с учетом эффектов Холла и неоднородной проводимости плазмы.
3. Разработка алгоритмов для решения нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа.
4. Вычислительное и математическое моделирование для разработки и обоснования новых методов оптического манипулирования резонансными атомами, ионами, кластерами и наночастицами.
5. Исследование процессов разделения конвективных течений многокомпонентных смесей в термодиффузионных колоннах, разработка теоретических основ измерения коэффициентов переноса в таких смесях и их применение для обработки данных космических экспериментов, создание математических моделей переноса ионов в нанопористых мембранах.

Настоящий итоговый отчет представляет результаты, полученные за 2017 – 2020 годы. Промежуточные годовые отчеты были представлены ранее за 2017, 2018, 2019 годы.

1. Разработка вычислительных моделей и валидация разработанных программ для расчета тепловых режимов функциональных узлов и модулей космического аппарата.

1.1. Разработка вычислительных моделей и программ для расчета тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата, разработанных с применением плат из низкотемпературной керамики.

ИВМ СО РАН принимал непосредственное участие в разработке технологии многослойных печатных плат из низкотемпературной керамики (Low Temperature Co-fired Ceramic – LTCC) со встроенной плоской тепловой трубой для эффективного отвода тепла от радиоэлементов с высокой плотностью мощности тепловыделения. Такие платы используются для создания электронных модулей ввиду хороших высокочастотных диэлектрических свойств, механической прочности, герметичности и возможности трехмерной интеграции пассивных элементов схемы внутри многослойной платы. Но их теплопроводность невысока – $3 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$, поэтому отвод тепла от мощных миниатюрных электронных компонентов на плате является актуальной проблемой, особенно в условиях вакуума. Одним из решений является встраивание тепловых труб в конструкцию керамического модуля, что значительно снижает плотность теплового потока и упрощает дальнейший отвод тепла от модуля. Электронные модули на основе технологии плат LTCC планируется использовать в составе бортовой аппаратуры космических аппаратов, создаваемых в АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М.В. Решетнева» (г. Железногорск).

Для расчета тепловых режимов работы керамических плат со встроенной плоской тепловой трубой была разработана вычислительная модель с учетом двухфазного теплообмена. Модель позволяет получать распределение температуры внутри платы, характеристики движения фаз теплоносителя в тепловой трубе, а также перепады температур в областях тепловых контактов источника тепла и стока тепла с платы.

Конструкция и фотография экспериментального образца керамической платы показаны на Рис. 1.1. Плата размером $50 \times 50 \text{ мм}$ и толщиной $d = 1.5 \text{ мм}$ состоит из 8-ми слоев керамики, имеет 4 места для установки мощных транзисторов и конструктивно объединена с плоской тепловой трубой. К нижней металлизированной поверхности платы припаивается капиллярная структура, которая представляет собой ленту из спеченного медного порошка и обеспечивает движение жидкости за счет капиллярных сил. Внутри пористой ленты созданы каналы для движения пара. Лента снизу накрывается крышкой, для которой по периметру с платой обеспечивается герметичный контакт. Крышка является корпусом тепловой трубы и изготавливается из сплава ковар, имеющего близкое значение коэффициента температурного расширения с керамикой. С боковой стороны образца в крышке устанавливается трубка для заправки тепловой трубы теплоносителем.

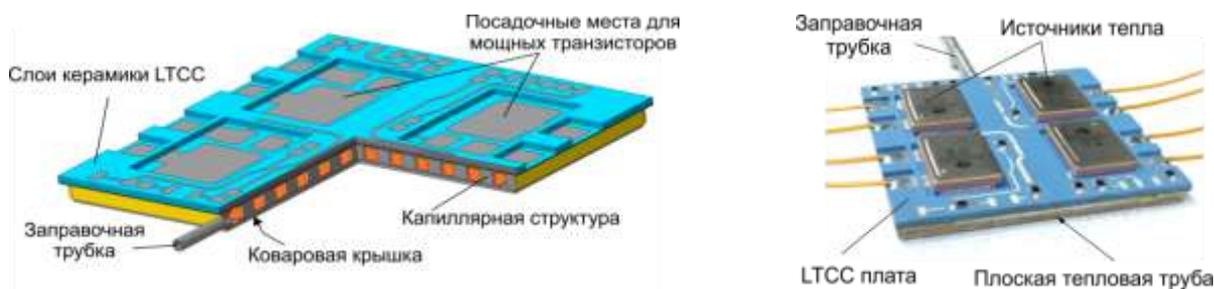


Рис. 1.1. Внутренняя структура и фотография экспериментального образца керамической платы с плоской тепловой трубой.

На Рис. 1.2 показана схема отвода тепла от транзистора на керамической плате. Плата устанавливается на теплоотводящее основание (холодильник) с температурой T_c . В верхнем слое фитиля в области подвода тепла теплоноситель испаряется. Пар распространяется по всей площади платы и конденсируется на нижнем слое фитиля. Далее он в жидком виде возвращается по фитилю к области испарения за счет капиллярных сил. В плоскости тепловой трубы имеется некоторый перепад температуры по пару ΔT_v , который определяется перепадом давления и зависит от теплофизических свойств теплоносителя, конструкции паровых каналов и конфигурации областей подвода и отвода тепла. Для ацетона в качестве теплоносителя перепад температуры по пару незначителен: $\Delta T_v < 1^\circ\text{C}$.

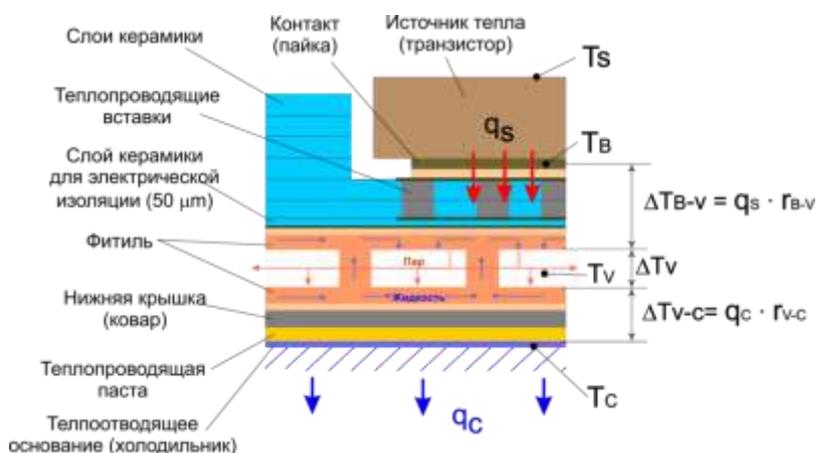


Рис. 1.2. Схема отвода тепла от источника тепла на керамической плате.

При достижении некоторого критического значения мощности подвода тепла капиллярные силы не могут скомпенсировать затраты на трение движущегося теплоносителя в капиллярной структуре, и в областях подвода тепла часть фитиля перестает смачиваться. В этом случае перепад температуры возрастает. Это критическое значение мощности зависит от ряда параметров: распределения плотности потока подводимой мощности к пористой ленте, рабочей температуры, параметров капиллярной структуры и характеристик теплоносителя. Распределение давлений, скоростей, капиллярной нагрузки,

областей осушения (при наличии) определялось в ходе расчетов с характеристиками пористой ленты.

В ходе расчетов определяющими являются два удельных тепловых сопротивления: r_{B-V} в области высокой плотности мощности между транзистором и паром, а также r_{V-C} в области низкой плотности мощности между паром и холодильником. Перепад температуры ΔT_{B-V} формируется при высокой плотности теплового потока q_s на тепловом сопротивлении r_{B-V} . В таблице 1 приведены толщина, оценочное значение теплопроводности и полученные удельные тепловые сопротивления соответствующих слоев материалов (на единицу площади). Суммарное значение удельного сопротивления равно $r_{B-V} \approx (6 \div 10) \cdot 10^{-5} \text{ К} \cdot \text{м}^2 / \text{Вт}$. Оценка показывает, что основной вклад в перепад температуры ΔT_{B-V} вносят керамические слои под источником тепла.

Таблица 1.1. Слои материалов в области высокой плотности теплового потока

| Слой материала | d , mm | λ , W/m·K | r , $10^{-6} \times \text{К} \cdot \text{м}^2 / \text{Вт}$ |
|----------------------------|----------|-------------------|--|
| Припой | 2×0.1 | 50 | 4 |
| LTCC с тепловыми вставками | 0.6 | 15-20 | 30-40 |
| LTCC | 0.05 | 2-4 | 12-25 |
| Фитиль | 0.3 | 10-20 | 15-30 |
| Сумма | | | ≈ 60-100 |

Заполненный жидкостью слой фитиля в тепловой трубе также может вносить значительный вклад в тепловое сопротивление. Передача тепла через заполненный жидкостью фитиль и испарение теплоносителя проявилось в ходе расчётов сложным процессом, который зависит от геометрии и свойств пористой структуры, теплофизических свойств теплоносителя и величины теплового потока. При возрастании плотности подводимой мощности тепловое сопротивление слоя фитиля может снижаться из-за освобождения некоторых крупных пор от жидкости, увеличения поверхности испарения и перехода к режиму кипения в пористой структуре. При увеличении тепловой нагрузки и достижении какого-либо ограничения (капиллярного, по кипению и др.) в области подвода тепла возникает осушение фитиля, после которого перепад температуры начинает резко возрастать. Таким образом, для области подвода тепла площадью $S = 1 \text{ см}^2$ тепловое сопротивление между основанием транзистора и паром в тепловой трубе $R_{B-V} \approx 0.6 \div 1.0 \text{ }^\circ\text{C} / \text{Вт}$. С ростом мощности это значение может уменьшаться.

Перепад температуры между паром в тепловой трубе и холодильником ΔT_{V-C} формируется при низкой плотности теплового потока q_c . Оценки удельного теплового сопротивления слоев материалов приводятся в таблице 1.2. Тепловое сопротивление между паром и холодильником определяется слоем жидкости на фитиле, слоем фитиля, стенкой из ковара и теплопроводящей пастой. Без учета слоя жидкости оценка удельного теплового сопротивления дает значение $\approx 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ К} \cdot \text{м}^2 / \text{Вт}$. Однако дополнительный слой жидкости в области отвода тепла всегда присутствует и его толщина

неизвестна. Поэтому оценка этого сопротивления основывалась на экспериментальных данных, по которым при отводе тепла от всей площади тепловое сопротивление R_{v-c} близко к $0.1 \div 0.15$ °C/Вт. С учетом площади тепловой трубы 44×44 мм удельное значение лежит в пределах $2 \div 3 \cdot 10^{-4}$ °C·м²/Вт. Поэтому для расчетов использовано значение удельного теплового сопротивления между паром и холодильником $r_{v-c} = 2.5 \cdot 10^{-4}$ °C·м²/Вт.

Таблица 1.2. Слой материалов в области низкой плотности теплового потока

| Слой материала | d , mm | λ , W/m·K | r , $10^{-6} \times \text{K} \cdot \text{m}^2/\text{W}$ |
|-----------------------|----------|-------------------|---|
| Фитиль | 0.25 | 10-20 | 12-25 |
| Припой | 0.1 | 50 | 2 |
| Крышка из ковара | 0.5 | 20 | 25 |
| Теплопроводящая паста | 0.2 | 1.8 | 110 |
| Сумма | | | $\approx 150-160$ |

Эксперименты с образцами плат LTCC с тепловой плоской трубой были проведены в условиях **вакуумной установки** ИВМ СО РАН (Рис. 1.9). Для испытаний плата устанавливалась горизонтально на теплоотводящую поверхность, которая представляла собой металлическую пластину с каналами для охлаждающей жидкости. По каналам прокачивался теплоноситель, температура которого контролировалась с помощью термостата. Установка образца на теплоотводящую поверхность осуществлялся через теплопроводящую пасту. Испытания проводились для двух вариантов отвода тепла. Для первого варианта половина нижней поверхности платы прижималась к поверхности холодильника (Рис. 1.3.а). При этом использовались нагреватели, расположенные на противоположном от области охлаждения краю платы (транзисторы 3 и 4). Такая конфигурация позволяет оценить эффективность тепловой трубы по распределению тепла на всю площадь образца. Для второго варианта образец устанавливался всей нижней поверхностью на теплоотводящее основание (Рис. 1.3.б), позволяя получить значения тепловых сопротивлений при наилучших условиях отвода тепла.

В ходе испытаний для заданной температуры холодильника мощность одного или нескольких нагревателей увеличивалась ступенчато с некоторым шагом. Для каждого значения мощности после достижения стационарного состояния измерялись температуры транзисторов $T_{S1} \div T_{S4}$ (на верхней части корпуса) и температура поверхности холодильника T_c с помощью термопар, размещенных в наиболее горячих точках (определенных по предварительно полученным термограммам).

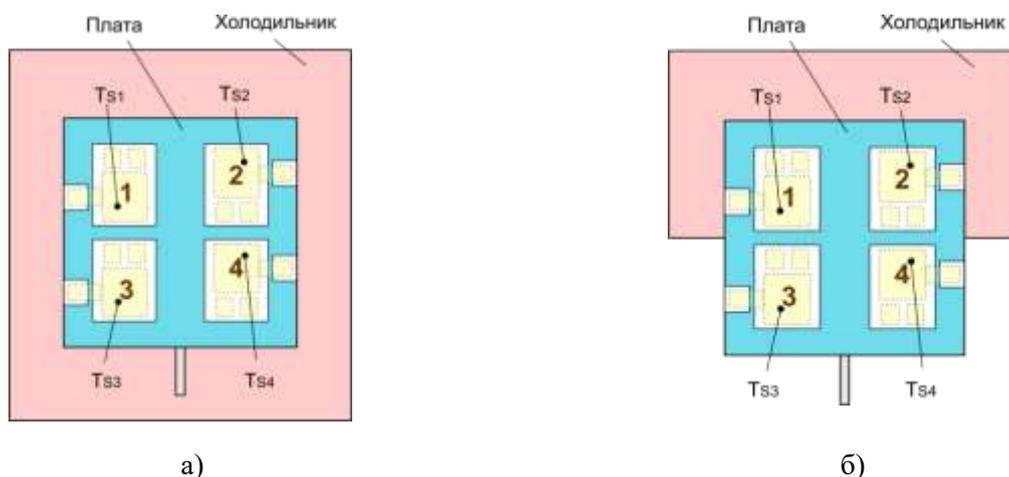


Рис. 1.3. Схема эксперимента и места измерения температур при работе в вакууме: а) охлаждение всей нижней поверхности модуля, б) охлаждение половины площади нижней поверхности модуля.

На Рис. 1.4 продемонстрировано типичное сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными при подводе тепла к одному транзистору № 3 при отводе тепла от всей площади нижней поверхности платы с температурой холодильника $T_c = -40^\circ\text{C}$. Используются следующие обозначения: T_2 , T_3 – температуры на корпусе транзисторов 2 и 3; $R_2 = (T_2 - T_c) / Q_2$ и $R_3 = (T_3 - T_c) / Q_3$ – тепловые сопротивления между корпусом транзистора и температурой холодильника. Индексы «эксп.» и «расч.» обозначают значения, измеренные в эксперименте и рассчитанные по модели.

При увеличении тепловыделения температура транзистора T_3 возрастает почти линейно с ростом мощности до некоторого значения, после которого наклон кривой увеличивается – температура начинает возрастать быстрее. Этот момент соответствует появлению области, в которую не поступает жидкий теплоноситель. По графикам видно, что мощность начала осушения фитиля в расчете близка к измеренным значениям. При отводе тепла от всей поверхности платы мощность начала осушения соответствует $Q_{dry} \approx 30 \div 40$ Вт, а при охлаждении половины поверхности платы это значение ниже: $Q_{dry} \approx 20 \div 30$ Вт. От температуры холодильника в рассматриваемом диапазоне мощность осушения зависит слабо. В расчете заметно некоторое снижение мощности начала осушения при низкой температуре $T_c = -40^\circ\text{C}$ примерно на $5 \div 10$ Вт, связанное с изменением характеристик теплоносителя.

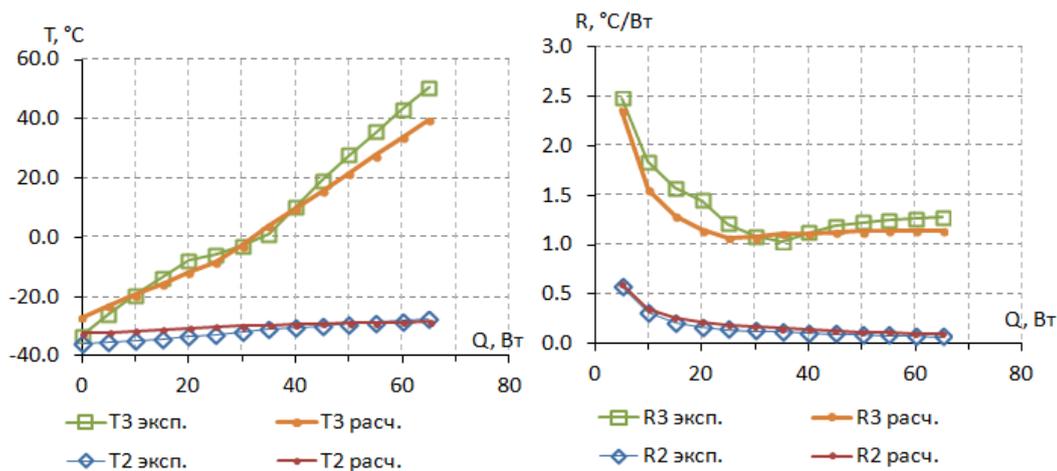


Рис. 1.4. Сравнение результатов моделирования с измеренными значениями при подводе тепла к транзистору Т3 при охлаждении всей площади платы.

При мощностях ниже предельной мощности осушения фитиля (до 35 Вт) отклонения расчетных температур от измеренных значений лежат в пределах $3.5\text{ }^{\circ}\text{C}$. При мощностях выше предельной мощности осушения фитиля можно видеть, что при отводе тепла от всей платы (Рис. 1.4) наклон кривой температурной зависимости ниже экспериментального графика. То есть тепловое сопротивление между нагревателем и холодильником при осушении фитиля в расчете несколько занижено. Это связано с отсутствием учета теплового сопротивления на толщине осушенной пористой структуры в двухмерной вычислительной модели, поскольку при установке нагревателя непосредственно над областью холодильника перенос тепла, а также движение теплоносителя (до наступления осушения) осуществляется поперек пористой структуры. При этом существенными оказываются как тепловое сопротивление в поперечном направлении, так и гидравлическое сопротивление пористой структуры в поперечном направлении (между обкладками пористой ленты).

Для конфигурации отвода тепла от половины площади платы при мощностях выше предельной мощности осушения фитиля расчетные температуры возрастают быстрее измеренных значений. Это также связано с упрощением задачи до двумерной модели.

На Рис. 1.5 и 1.6 показаны результаты моделирования для конфигурации отвода тепла от половины площади платы при тепловыделении на одном транзисторе Т3 при температуре холодильника $T_c = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$. На Рис. 1.5 показано расчетное распределение капиллярной нагрузки и поле скоростей жидкости в фитиле тепловой трубы. При мощности 20 Вт в пористой структуре под транзистором находится жидкость, и тепловая труба работает эффективно. При увеличении мощности до 30 Вт под транзистором возникает область, не смачиваемая жидкостью (красная область). Это приводит к значительному росту температуры в области подвода тепла. Испарение жидкости происходит на границе пятна. На Рис. 1.6.a показано соответствующее распределение температуры платы. Можно видеть, что в области под транзистором Т3 температура возрастает до $34.7\text{ }^{\circ}\text{C}$, при этом температура транзистора достигает

52 °С. При дальнейшем увеличении мощности тепловыделения транзистора до 40 Вт размер области осушения фитиля еще больше. На Рис. 1.6.б показано соответствующее распределение температуры платы. В области под транзистором Т3 температура платы возрастает до 71.4 °С, а температура транзистора достигает 87 °С.

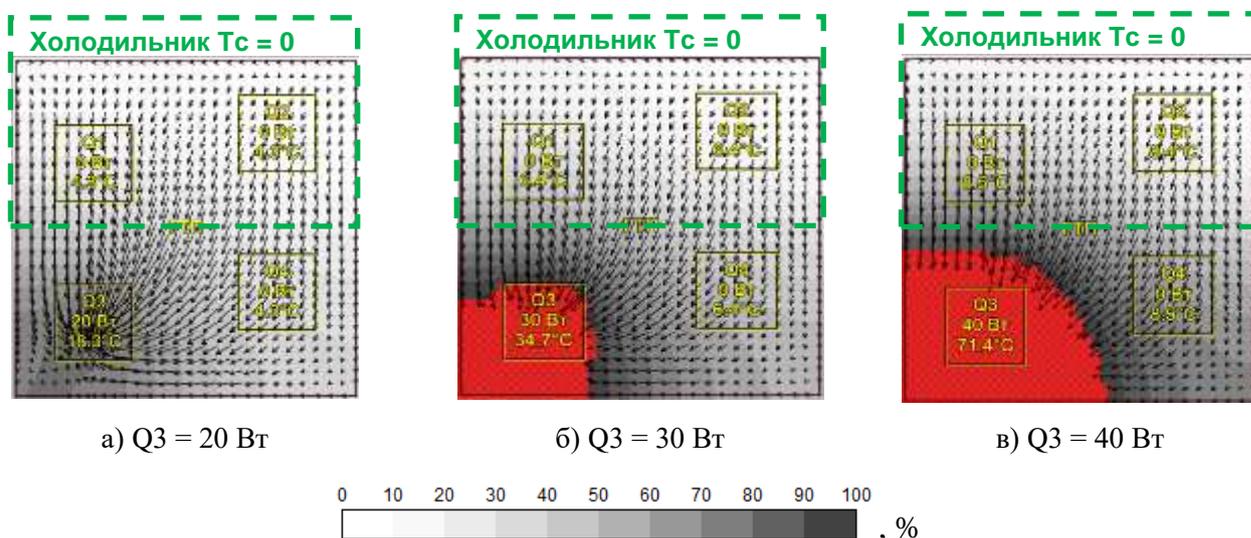


Рис. 1.5. Распределение капиллярной нагрузки в виде градиаций серого (шкала в %), поле скоростей жидкости и области осушения (красным цветом) в фитиле плоской тепловой трубы для разных значений мощности транзистора Т3; теплоотвод от половины площади платы; $T_c = 0$ °С.

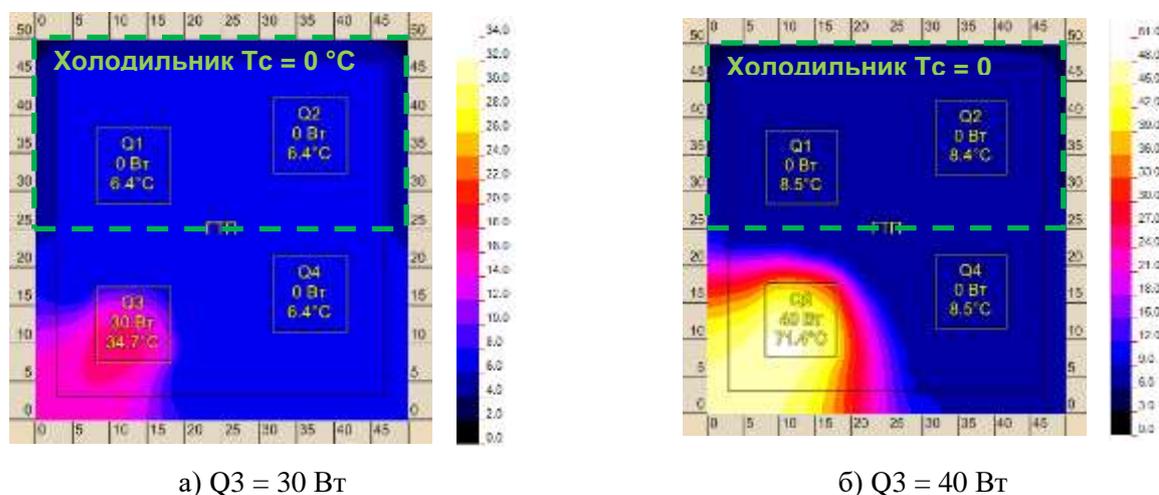


Рис. 1.6. Распределение температуры платы при осушении плоской тепловой трубы в области тепловыделения; температура холодильника $T_c = 0$ °С.

1.2. Разработка математических моделей восстановления тепловых полей блоков радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов по результатам показаний встроенных температурных датчиков.

В ИВМ СО РАН ведутся работы по созданию и внедрению встроенных интеллектуальных систем мониторинга и контроля тепловых режимов бортового оборудования космических аппаратов. Разработаны модели и алгоритмы по построению

(восстановлению) тепловых полей электронных модулей по показаниям встроенных температурных датчиков. Задача восстановления тепловых полей представляет собой обратную некорректную задачу. Разработанные модели основаны на применении методов многомерной оптимизации, в ходе которых многократно решается прямая задача по расчету тепловых режимов.

1.2.1. Математическая модель и вычислительный алгоритм для расчета тепловых режимов блока бортовой аппаратуры

Блок бортовой аппаратуры представляет собой алюминиевую прямоугольную пластину (рамку) с установленными на обеих сторонах двумя платами с радиоэлементами (далее – ЭРИ – электронные радиоизделия), которые требуют отвода тепла (Рис. 1.7). Нижняя часть блока представляет собой плоскую поверхность – «пятку», которая устанавливается на теплоотводящее основание и служит областью отвода тепла.



Рис. 1.7. Внешний вид блока бортовой аппаратуры.

Распределение температуры описывается двумерным стационарным уравнением теплопроводности с учётом стока тепла:

$$\operatorname{div}(-\gamma(x, y) \cdot \nabla T(x, y)) + \alpha_c \cdot (T(x, y) - T_c(x, y)) = q(x, y), \quad (1.1)$$

где $T(x, y)$ – распределение температуры по поверхности рамки (в градусах); $\gamma(x, y)$ – проводимость рамки, равная произведению теплопроводности на толщину рамки ($\text{м} \cdot \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$); $q(x, y)$ – распределение плотности теплового потока на поверхность рамки без учета потока к области отвода тепла ($\text{Вт}/\text{м}^2$); $T_c(x, y)$ – распределение температуры стока тепла; α_c – коэффициент теплопередачи между теплоотводящей поверхностью и поверхностью рамки ($\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$). Величина α_c отличается от нуля только в области стока тепла.

На обеих сторонах блока располагаются ЭРИ – источники тепла. В качестве граничных условий используются условия второго рода, учитывающие потоки тепла на границах рамки. Учитываются геометрические особенности рамки, которые оказывают заметное влияние на передачу тепла: по периметру рамки

имеется кромка, в ее углах находятся утолщения; в нескольких местах имеются отверстия. Они учитываются коэффициентом $\gamma(x, y)$.

Правая часть уравнения (1.1) учитывает потоки тепла с обеих сторон рамки блока «А» и «Б». На каждой поверхности величина потока тепла определяется потоком либо от ЭРИ как источника тепла, либо от окружающей среды в случае открытой поверхности. В последнем случае учитываются потоки от окружающего воздуха (конвективный теплообмен) и радиационные потоки тепла. Поток за счет излучения описывается формулой: $q_{rad}(x, y) = \sigma \varepsilon (T^4(x, y) - T_{refl}^4)$, где ε – коэффициент черноты соответствующей поверхности рамки.

Численное решение уравнений (1.1) проводится на двумерной прямоугольной сетке с помощью многосеточного итерационного метода. На каждой итерации осуществляется сглаживание невязки методом Зейделя, далее осуществляется укрупнение сетки в два раза с проекцией невязки на новую сетку. На самой крупной сетке уравнение решается довольно точно с использованием метода простой итерации с Чебышевским набором параметров. Далее в процессе возврата на мелкие сетки осуществляется интерполяция решений на разных сетках с дополнительным сглаживанием.

1.2.1. Экспериментальное определение параметров модели

В описанной вычислительной модели имеется несколько априори неизвестных параметров: тепловые сопротивления, коэффициенты теплообмена с окружающей средой, коэффициенты черноты и другие характеристики. Причем точность этих значений определяет точность решения модели. Поэтому важно использовать такие параметры, которые наиболее точно отражают **индивидуальные** теплофизические характеристики конкретного экземпляра блока. Для этого целесообразно определить значения этих параметров по экспериментальным измерениям для **конкретных** экземпляров блоков.

При производстве и отработке блоков бортовой аппаратуры проводится тепловизионный контроль каждого экземпляра. Для этого собранный блок устанавливается на теплоотводящее основание и включается в различные режимы работы с известным тепловыделением радиоэлементов. Дополнительно измеряется температура окружающей среды и температура основания. Полученные термограммы используются для проверки тепловых режимов элементов блока и используются для определения параметров модели конкретного экземпляра блока.

В итоге метод настройки математической модели связан с решением следующей задачи многомерной оптимизации. Пусть имеется стационарная математическая модель M , позволяющая рассчитать тепловое поле $T(P)$ (некоторое множество температур на плате) с набором настраиваемых параметров $\mathbf{q} = (Q_1, Q_2, \dots, Q_N)$.

В качестве параметров выступают непрерывные величины, влияющие на тепловое поле, задаваемые значениями в конечном наборе узлов с возможностью межузловой интерполяции. Это тепловые сопротивления,

теплофизические характеристики материалов, температура окружающего воздуха, потоки тепла от окружающей среды и другие данные. Параметры модели Q_i принимают значения из некоторого диапазона, то есть имеются ограничения на нижнюю и верхнюю границы Q_{\min_i} и $Q_{i_{\max}}$, которые определяются из физических соображений.

В ходе экспериментов измеряются температуры в нескольких точках, представленные вектором $\mathbf{s}_m = (T_{m,1}, T_{m,2}, \dots, T_{m,N})$. А рассчитанные значения температур по математической модели в этих же точках представлены вектором $\mathbf{s}_c = T(P_j) = (T_{c,1}, T_{c,2}, \dots, T_{c,N})$.

Задача состоит в определении таких значений параметров \mathbf{q} , при которых вектор рассчитанных значений температур \mathbf{s}_c наиболее близок к измеренным значениям \mathbf{s}_m . В качестве целевой минимизируемой функции используется сумма квадратов отклонений рассчитанной температуры от измеренной температуры:

$$F(\mathbf{q}) = \sum_n \sum_j (T_{c,j}^{(n)} - T_{m,j}^{(n)})^2. \quad (1.2)$$

Обычно измерение температур проводится многократно для нескольких разных режимов работы блока и разных значений температур теплоотводящего основания. При этом необходимо минимизировать отклонения в каждой точке по всем измерениям одновременно. Поэтому в формуле (1.2) введена сумма по индексу n , учитывающему номер эксперимента.

Для решения задачи оптимизации используется итерационный процесс. Для модели M задаются начальные значения параметров \mathbf{q}_0 , ограничения \mathbf{q}_{\min} и \mathbf{q}_{\max} и измеренные значения температур \mathbf{s}_m . На каждой итерации корректируется \mathbf{q} . Способ корректировки определяется используемым методом многомерной оптимизации. В случае использования целевой функции вида (1.2) эффективным является алгоритм Левенберга – Марквардта (Levenberg – Marquardt). Данный метод на каждой итерации требует вычисления Якобиана $J_{i,j} = \partial T_j / \partial Q_i$. Расчет Якобиана или его аппроксимаций требует решения теплофизической задачи $N_i + 1$ раз, что может быть затратной операцией. В этом случае используется метод секущих (secant updates) для использования приближений Якобиана на некоторых итерациях вместо его численного расчета.

1.2.2. Использование модели для образцов блоков бортовой аппаратуры

Математическая теплофизическая модель и метод определения ее параметров опробованы на макете блока бортовой аппаратуры. Макет создан в ИВМ СО РАН для разработки, проверки и исследования математических моделей и вычислительных алгоритмов для контроля тепловых режимов по показаниям встроенных температурных датчиков. Он позволяет имитировать тепловые процессы, происходящие в блоках бортовой аппаратуры в разных режимах работы и при разных внешних условиях. Конструкция макета блока бортовой аппаратуры близка к конструкции реальных модулей, входящих в состав

бортового оборудования космических аппаратов. Схема размещения элементов на макете показана на Рис. 1.8. Система измерения температур на макете содержит 34 встроенных датчика (термистора) RT и коммутаторы для опроса датчиков.

Работа с макетом осуществлялась на специально созданном рабочем месте, состоящем из вакуумного стенда с теплоотводящим основанием внутри и автоматизированной системой измерения (Рис. 1.9). В ходе экспериментов с макетом в режиме реального времени измеряются температуры встроенными датчиками и тепловые поля с помощью тепловизоров. Рабочее место обеспечивало имитацию различных условий работы макета (вакуум, атмосфера). Температура теплоотводящего основания могла задаваться и поддерживаться автоматической системой управления в диапазоне от -40 до $+80^{\circ}\text{C}$. Для опроса встроенных температурных датчиков использовалась универсальная система сбора и оцифровки данных L-CARD. Вакуумная камера оснащена инфракрасными иллюминаторами и тепловизорами для контроля тепловых полей поверхностей макета блока.

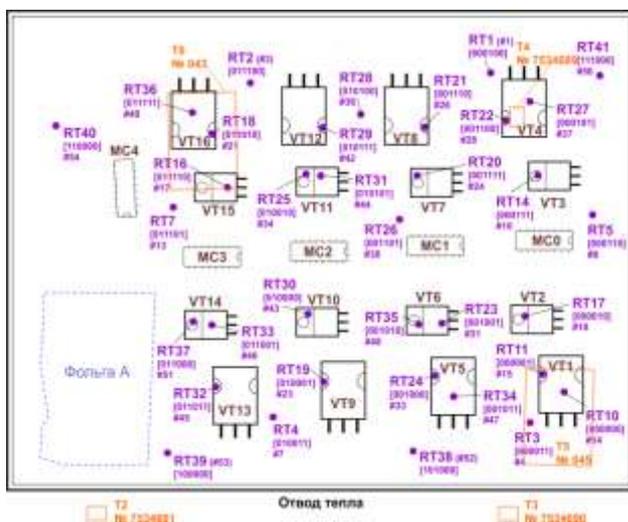


Рис. 1.8. Схема размещения элементов и датчиков на макете блока бортовой аппаратуры.

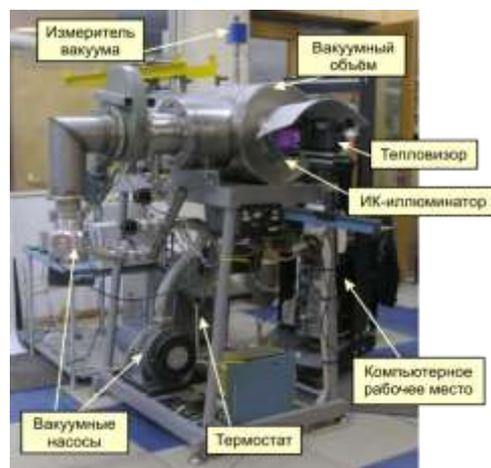


Рис. 1.9. Внешний вид рабочего места для экспериментов с макетом блока.

Разработанная математическая модель и метод определения ее параметров были опробованы на множестве экспериментальных данных (200 экспериментов). Определение оптимальных значений параметров модели проведено в три этапа. На первом этапе оптимизировались значения следующих параметров модели: коэффициент черноты поверхностей $\varepsilon = 0.95$; тепловое сопротивление между рамкой и теплоотводящим основанием $R_c = 3.4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$; эффективная проводимость материала рамки (вне области отверстий и утолщений) $\lambda_d = 0.129 \text{ м} \cdot \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; тепловая проводимость кромки рамки по периметру $\lambda_B = 1.67 \text{ м} \cdot \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Поиск оптимальных значений перечисленных параметров осуществлялся по экспериментам, проведенным в вакууме для исключения влияния параметров атмосферы.

На втором этапе рассчитаны тепловые сопротивления между ЭРИ и посадочными местами (без учета теплового сопротивления платы). Получены значения для двух видов ЭРИ: $R_1 = 0.61 \text{ }^\circ\text{C}/\text{Вт}$ и $R_2 = 0.30 \text{ }^\circ\text{C}/\text{Вт}$.

На третьем этапе рассчитаны оптимальные значения коэффициентов теплообмена между поверхностью макета и окружающим воздухом для влияния атмосферных условий $\alpha = 4.8 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Оптимизация проводилась по экспериментам в условиях атмосферы.

Соответствие результатов моделирования экспериментам показывает Рис. 1.10, на котором сравниваются результаты по большому количеству экспериментов (125) для средних значений температур на стороне «Б» макета. Учтены эксперименты для разных вариантов тепловыделения ЭРИ (около 10 вариантов) при разных температурах теплоотводящей поверхности: $-1.0 \text{ }^\circ\text{C}$, $+10 \text{ }^\circ\text{C}$, $+25 \text{ }^\circ\text{C}$, $+40 \text{ }^\circ\text{C}$ и $+60 \text{ }^\circ\text{C}$. Разброс отклонений расчетных значений от измеренных величин ($T_{\text{расч}} - T_{\text{эксн}}$) по всему массиву экспериментов составляет ± 2.5 градуса (оценка по двум стандартным отклонениям 2σ).

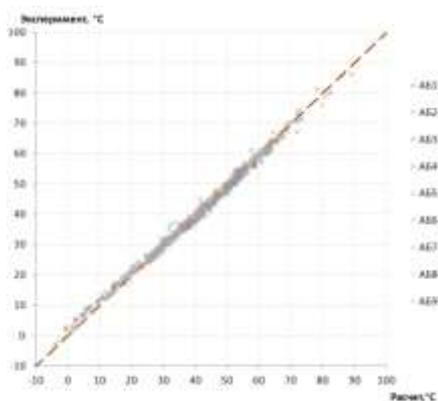


Рис. 1.10. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными для тестового макета.

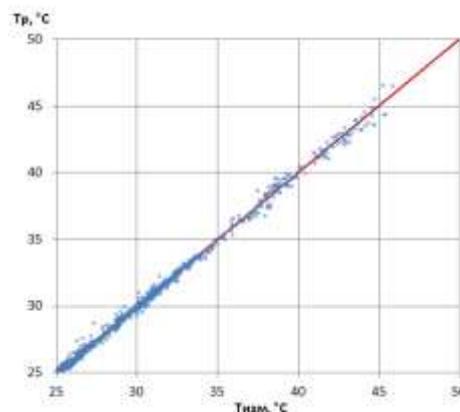


Рис. 1.11. Сравнение расчетных температур с термограммами для реального модуля.

Далее метод определения параметров теплофизической модели был опробован на реальном опытном образце силового модуля системы электропитания космического аппарата, разрабатываемого в АО «Информационные спутниковые системы». Измерения проводились в цехе при отработке и испытаниях модуля. На Рис. 1.12 показан пример термограммы, полученной в момент работы силовой части модуля.

В ходе отработки метода на силовом модуле важной особенностью являлось отсутствие информации о точных значениях мощностей тепловыделения ЭРИ, которые изменялись от замера к замеру и были разными для каждого режима работы модуля. Для преодоления этой трудности в основном цикле оптимизации запускалась вторичная процедура оптимизации в рамках отдельного замера и использовалась информация об одинаковом тепловом сопротивлении некоторых ЭРИ одного вида. Это позволило сократить количество оптимизируемых параметров до 55.

В результате проведенных вычислительных процедур оптимизации были определены значения теплофизических характеристик для модели. На Рис. 1.11 показаны отклонения расчетных значений, полученных по скорректированной модели, от измеренных температур по областям на термограмме. Отклонения по всем областям по всем измерениям лежат в пределах $1.5\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Созданные модели и алгоритмы в дальнейшем используются для построения модели восстановления тепловых полей электронных блоков для анализа поступающих данных от разрабатываемых встроенных систем контроля тепловых режимов бортовой аппаратуры космических аппаратов.

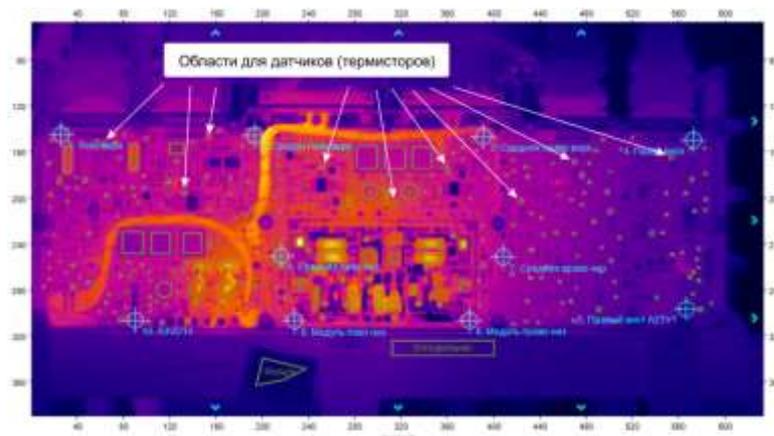


Рис. 1.12. Термограмма поверхности работающего силового модуля.

1.2.3. Сравнение вычислительных алгоритмов восстановления тепловых полей модуля

Рассмотрено три варианта решения обратной задачи по поиску параметров \mathbf{q} по измеренным показаниям датчиков \mathbf{s} .

Вариант 1 – простейший линейный одношаговый метод. Пусть для некоторых параметров \mathbf{q}_0 известны соответствующие значения температур в местах установки датчиков (показания датчиков) \mathbf{s}_0 . Тогда для новых показаний датчиков \mathbf{s} и соответствующих их параметров \mathbf{q} можно использовать выражение: $\Delta \mathbf{s} = \mathbf{A} \cdot \Delta \mathbf{q}$, где $\Delta \mathbf{s} = \mathbf{s} - \mathbf{s}_0$ – вектор отклонений значений измеренных температур датчиков от \mathbf{s}_0 размерностью N_j , $\Delta \mathbf{q} = \mathbf{q} - \mathbf{q}_0$ – вектор отклонения значений параметров от \mathbf{q}_0 размерностью N_i , $\mathbf{A} = \partial T_j / \partial Q_i$ – Якобиан. Для расчета значений \mathbf{q} используется выражение: $\Delta \mathbf{q} = (\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \Delta \mathbf{s}$.

Описанный вариант можно рассматривать как один шаг итерационной задачи оптимизации. При постоянном измерении температур модуля очередные показания датчиков могут мало отклоняться от прошлых измерений, то есть $\Delta \mathbf{s}$ мало. В этом случае можно использовать рассчитанные ранее (на одном из прошлых шагов) значения \mathbf{s}_0 , \mathbf{q}_0 и матрицы $(\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T$. Это позволяет с минимальными вычислительными затратами корректировать восстановленное тепловое поле при небольшом изменении показаний датчиков и получать результат в режиме реального времени.

Вариант 2 является выполнением варианта 1 несколько раз с численным пересчетом Якобиана. Несколько итераций позволяют учесть возможную нелинейность модели (например, при учете теплообмена излучением). Однако пересчет Якобиана **A** является затратной операцией.

Вариант 3 является решением полноценной задачи многомерной оптимизации методом Левенберга-Марквардта. Метод также требует пересчета Якобиана, однако на некоторых итерациях вместо полного численного расчета используется метод секущих (secant updates).

Для рассмотренных вариантов проведены вычислительные эксперименты для исследования модели восстановления теплового поля на примере конструкции реального опытного образца силового модуля бортового прибора космического аппарата (Рис. 1.13). В ходе вычислительных экспериментов имитировались отклонения температурных полей введением отклонений значений различных параметров в теплофизической модели: мощности ЭРИ, температура холодильника, потоки тепла на границе рамки и т.п. Далее в местах установки датчиков считывались показания температур. Эти значения использовались как измеренные значения для восстановления температурных полей и сравнения их с точными имитационными отклонениями распределения температуры. Дополнительно в показания датчиков вводилась погрешность измерения. Для этого использовалось случайное отклонение по нормальному закону с заданной дисперсией.

Для анализа и сравнения разных вариантов восстановления тепловых полей сравнивались векторы s значений измеренных (при имитации отклонения) и восстановленных показаний датчиков, температуры поля по точкам расчетной сетки и значения температур ЭРИ.



Рис. 1.13. Схема модуля и расположение температурных датчиков.

Для восстановления поля в теплофизической модели было использовано 33 параметра (вектор q): мощности тепловыделяющих элементов (24 шт.), потоки на границах рамки, температура воздуха и температура холодильника. Минимальные и максимальные значения используются для ограничения значений параметров при использовании третьего метода, для первых двух методов ограничения не используются.

Для расчетов был выбран характерный базовый режим работы, соответствующий реальному режиму работы модуля. Мощность некоторых

ЭРИ была значительно увеличена (до +10 Вт), некоторые ЭРИ были выключены. Добавлен небольшой поток тепла к рамке слева 1.5 Вт, увеличена температура холодильника на +7 °С и температура окружающего воздуха на +5°С. На Рис. 1.14 показано тепловое поле для режима, имитирующего отклонение от нормы. Температура в самой горячей точке достигает 56 °С.

Для восстановления температурного поля использовались датчики, расположенные на поверхности рамки и на ЭРИ. Было использовано 45 датчиков, схема расположения датчиков показана на Рис. 1.15.а. Результаты восстановления температурного поля без погрешности датчиков показаны в таблице 1.3.

Таблица 1.3. Результаты восстановления без погрешности датчиков, °С

| Метод | Датчики | | Температурное поле | | ЭРИ | |
|-------|--------------|----------------|--------------------|----------------|--------------|----------------|
| | ΔT_s | $\pm \Delta T$ | ΔT_s | $\pm \Delta T$ | ΔT_s | $\pm \Delta T$ |
| 1 | 0.026 | 0.046 | 0.026 | 0.047 | 0.028 | 0.053 |
| 2 | < 0.01 | < 0.01 | < 0.01 | < 0.01 | < 0.01 | < 0.01 |
| 3 | < 0.01 | < 0.01 | < 0.01 | 0.018 | 0.022 | 0.124 |

ΔT_s – Евклидова норма: $\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta T_i^2}$, °С; $\pm \Delta T$ – максимум модуля $\max_i |\Delta T_i|$, °С.

Далее было рассмотрено восстановление поля с погрешностью датчиков, которая учитывалась добавлением к «измеренному» (полученному после имитации отклонения) значению случайной величины с распределением по нормальному закону с заданной дисперсией σ_T . Поскольку влияние погрешности учитывалось с использованием случайных отклонений, для оценки качества восстановления для каждой условий было проведено по 10 экспериментов.

В таблице 1.4 показаны результаты вычислительных экспериментов по восстановлению поля для разных погрешностей датчиков. В таблице приведены значения максимальных отклонений восстановленного поля от точного значения для разных стандартных отклонений σ_T . Для методов 1 и 2 отклонение восстановленного поля резко возрастает с увеличением погрешности датчиков σ_T . При значении $\sigma_T > 0.5$ °С температурное поле имеет отклонения более 10 °С. Температуры ЭРИ отклоняются более чем на 10 °С уже при $\sigma_T > 0.1$ °С.

В результате метод 3 показывает восстановление температурного поля с хорошей точностью. При погрешности $\sigma_T = 2$ °С максимальное отклонение температурного поля составило 4.5 °С, отклонение температур ЭРИ – 7 °С. Причина большого отклонения температур ЭРИ в методах 1 и 2 состоит в отсутствии учета ограничений на значения параметров (например, запрет на отрицательные мощности ЭРИ).

Таблица 1.4. Максимальные отклонения $\pm\Delta T$ восстановленного поля и температур ЭРИ для разной погрешности датчиков, °С

| Метод | Погрешность показания датчика σ_T , °С: | | | | | | | |
|--------------------|--|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| | 0 | 0.1 | 0.3 | 0.5 | 1 | 2 | 5 | 10 |
| Температурное поле | | | | | | | | |
| 1 | 0.05 | 1.73 | 6.49 | 8.10 | 17.5 | 28.4 | | |
| 2 | 0 | 2.3 | 5.25 | 10.4 | 14.5 | 42.1 | | |
| 3 | 0.02 | 0.92 | 1.35 | 1.95 | 2.7 | 4.5 | 10.0 | 14.5 |
| ЭРИ | | | | | | | | |
| 1 | 0.05 | 12.0 | 44.5 | 74.6 | 117 | 213.9 | | |
| 2 | 0 | 14.5 | 35.6 | 74.2 | 116 | 264.7 | | |
| 3 | 0.12 | 5.51 | 5.76 | 5.92 | 6.16 | 6.81 | 13.2 | 19.2 |

На Рис. 1.14 показано восстановленное поле температуры по показаниям датчиков с помощью метода 3 для погрешностей измерения датчиков $\sigma_T = 0.5$ °С. Максимальное отклонение восстановленного поля от точного распределения не превышает 1.7 °С.

В результате исследования можно сделать вывод, что метод 3 может обеспечивать решения задачи восстановления температурного поля для силового модуля с приемлемой точностью.

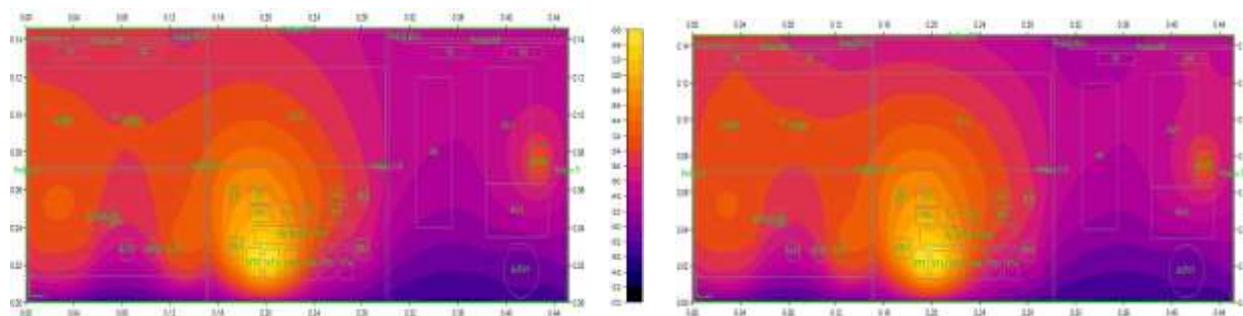


Рис. 1.14. Сравнение точного поля температуры (слева) с восстановленным полем (справа).

1.3. Статистический анализ данных для определения режимов работы радиоэлектронной аппаратуры.

В отчетный период предложен подход к определению в режиме реального времени мощностей, подаваемых на элементы блока радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Алгоритм использует данные, поступающие от системы встроенных температурных датчиков.

Для построения и верификации алгоритмов использовались данные, полученные во время экспериментов на многофункциональном лабораторном стенде, который имитирует работу блока РЭА. Лабораторный стенд представляет собой вакуумную камеру с теплоотводящим основанием для установки макетов блоков РЭА (тепловых имитаторов),

которое обеспечивает поддержку температуры в пределах ± 1 °С в диапазоне от -30 до $+60$ °С. (Рис. 1.9.) Макет блока РЭА выполнен в виде прямоугольной алюминиевой рамки с наклеенной текстолитовой платой, на которую установлено 16 нагревателей (мощных транзисторов), имитирующих работу реальных радиоэлементов на силовом модуле. Тепло от греющихся транзисторов отводится по рамке через плоскую нижнюю поверхность блока к теплоотводящему основанию стенда. Конструкция макета и схема отвода тепла близки к реальным конструкциям модулей, входящих в состав РЭА. Лабораторный стенд оснащен средствами измерения теплофизических параметров с помощью тепловизора и системы температурных датчиков, расположенных на поверхности рамки, теплоотводящем основании и вблизи платы. Схема размещения элементов на макете РЭА показана на Рис. 1.15.а. Стенд обеспечивает работу тепловых имитаторов в атмосферных условиях и в вакууме.

Бортовая РЭА может работать в нескольких штатных режимах. Каждый режим определяется набором мощностей W_p^n тепловыделения радиоэлементов, где p – номер радиоэлемента, n – номер режима. Поскольку в процессе работы радиоэлементы выделяют тепло, то можно говорить о соответствующих тепловых режимах работы РЭА (Рис. 1.15.б).

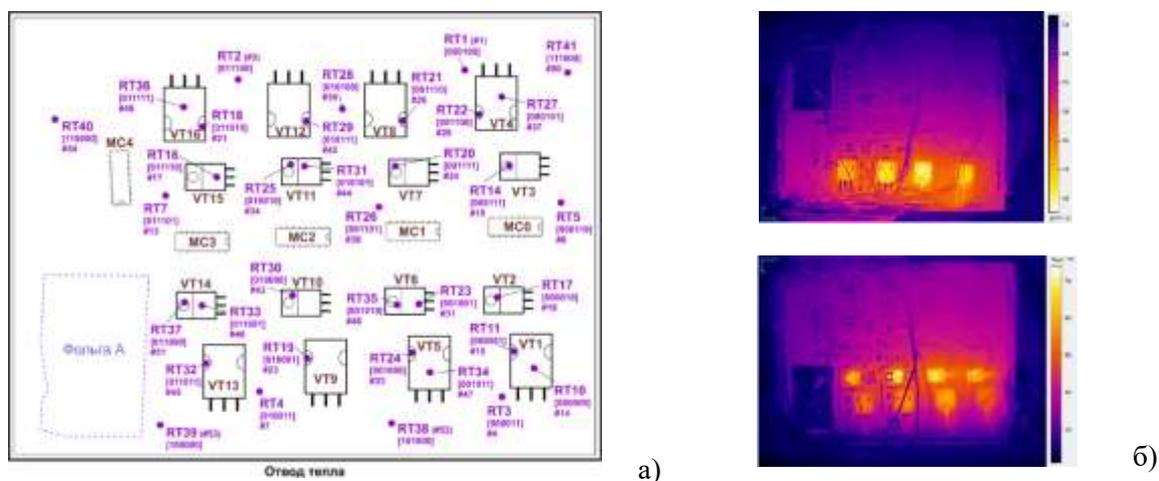


Рис. 1.15. Макет РЭА: а) схема размещения элементов; б) примеры тепловых режимов работы (снимки тепловизором).

На первом этапе было показано, что массив данных, поступающих от встроенной системы датчиков при стационарной работе РЭА хорошо кластеризуется, т.е. данные хорошо отделимы в многомерном пространстве псевдотемператур (получаемых из измеренных температур путем исключения влияния внешних факторов); причем каждый кластер надежно описывает один из штатных режимов работы РЭА. На Рис. 1.16 представлены проекции нормализованных псевдотемператур на плоскость, определенную первыми двумя главными

компонентами. Точки, соответствующие одному режиму, помечены одинаковым символом; точки, соответствующие одному и тому же кластеру – одинаковым цветом.

Решена задача классификации методом ближайшего центра с евклидовым расстоянием с обучением на наборе из 100 экспериментов в вакууме и 68 экспериментов в атмосфере (случайная выборка 90% доступных экспериментов со штатными режимами работы). Проверка осуществлялась на 23 экспериментах в вакууме и 20 экспериментах в атмосфере, включая эксперименты с внештатными ситуациями. Во всех 100% тестовых случаях тепловой режим был определен правильно.

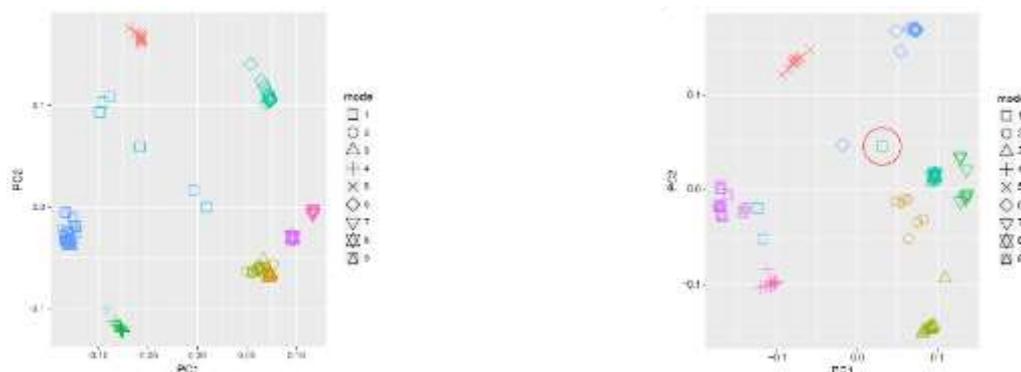


Рис. 1.16. Результат кластеризации методом k -средних в вакууме (слева) и в атмосфере.

На втором этапе разработана технология предсказания температуры датчиков и мощностей, подаваемых на каждый элемент РЭА, на основе анализа потока данных с системы датчиков в реальном времени. Основная идея технологии состоит в следующем. Из теплофизических соображений температура, показываемая датчиком s в момент времени t в рамках одного режима работы РЭА, описывается следующим соотношением:

$$T_s(t) = a_0^s + \sum_{i=1}^{\infty} a_i^s \exp(-\lambda_i(t - \hat{t})), \quad (1.3)$$

где \hat{t} – некоторый фиксированный момент времени; набор параметров $\{a_i^s\}_{i=0}^{\infty}$ определяет датчик s и не зависит от времени t ; набор параметров $\{\lambda_i\}_{i=1}^{\infty}$, $0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_i < \dots$ характеризует плату и не зависит от номера датчика s и от времени t .

Пусть на некотором достаточно большом временном интервале имеются наблюдения за температурой $T_s(t_j)$ в моменты времени $t_j = t_{start} + j\tau$ с равномерным шагом τ . Зафиксируем $K > 0$ в качестве ширины окна предсказания и рассмотрим интервал $[t_0 - K\tau, t_0]$ как окно предсказания температуры $T_s^{st}(t_0)$, к которой будут стремиться показания сенсора s при сохранении режима работы блока РЭА. Показано, что с некоторой точностью $T_s^{st}(t_0)$ линейно зависит от температуры датчиков в окне предсказания

$$T_s^{st}(t_0) \approx \sum_{k=0}^K q_k T_s(t_0 - \tau k) + \varepsilon. \quad (1.4)$$

Коэффициенты $\{q\}_{k=0}^K$ находятся методом наименьших квадратов из данных обучающей выборки. Заметим, что ошибка в (1.4) вызвана тремя причинами. Во-первых, она возникает из-за неустранимой погрешности измерения температуры. Во-вторых, сама модель линейной регрессии дает ошибку, поскольку не учитывает нелинейные эффекты, например тепловое излучение. В-третьих, мы вводим ошибку, принимая во внимание только несколько первых членов из бесконечного ряда в (1.3). Последняя ошибка тем меньше, чем ближе окно предсказания ко времени, когда температурное поле достигает устойчивого состояния. Эта часть ошибки может быть уменьшена с помощью применения взвешенного метода наименьших квадратов с *весами* μ , зависящими от момента наблюдения, т.е. учитывающего наблюдения, близкие к моменту переключения режимов, с меньшим весом по сравнению с наблюдениями, близкими к устойчивому состоянию.

Далее, предсказанные стационарные температуры можно использовать для определения с помощью линейной регрессии мощности, подаваемой на каждый транзистор:

$$W_p(t_i) \approx \sum_{s=1}^S w_s T_s^{st}(t_i) + w_{s+1} T_1^{cool}(t_i) + w_{s+2} T_2^{cool}(t_i) + w_{s+3} T_{env}(t_i), \quad (1.5)$$

где $T_1^{cool}(t_i)$, $T_2^{cool}(t_i)$ и $T_{env}(t_i)$ – температуры на момент предсказания t_i от двух датчиков, расположенных на теплоотводящем основании и температуры атмосферы, соответственно. Для надежного нахождения коэффициентов линейной регрессии (1.5) использовалась обучающая выборка измерений, в которой мощность подавалась на каждый транзистор отдельно.

Таким образом, предлагаемая технология предсказания мощности, подаваемой на элементы РЭА имеет два параметра – ширина окна предсказания K и вес μ при использовании взвешенной линейной регрессии. В ходе исследований тщательно оценено поведение ошибки предсказания в зависимости от значений параметров модели и даны обоснованные рекомендации по их выбору.

Нами были обработаны данные большой серии экспериментов, которые проводились с помощью лабораторного стенда. Каждый эксперимент состоял из последовательности циклов: 1) быстрая (практически мгновенная) смена режима работы блока РЭА; 2) непрерывная работа в этом режиме до тех пор, пока тепловое поле блока не достигнет устойчивого состояния. На Рис. 1.17 показаны график мощности, подводимой к одному из нагревателей (VT4) в течение серии из 6 циклов (синяя линия в форме лестницы), и зависимость температуры от времени для двух датчиков.

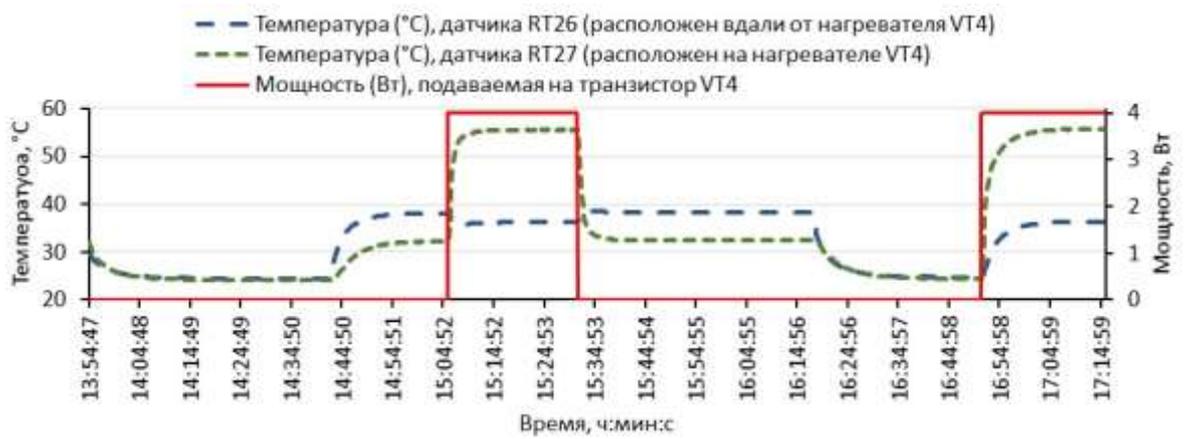


Рис. 1.17. Пример экспериментальных данных.

Обучение модели производилось на экспериментальных данных за 47 часов (99 циклов). Результаты онлайн-прогноза, выполненного на тестовом наборе данных (около 4 часов эксперимента), показаны на Рис. 1.18 для различных значений параметра взвешенной регрессии μ с шириной окна предсказаний $K=3$. Графики показывают прогнозную и фактическую температуру с датчиков. На Рис. 1.19 показана реальные и прогнозные значения мощности, подаваемой на нагреватель VT4 для различных значений параметра взвешенной регрессии μ в предсказании установившейся температуры с шириной окна предсказаний $K=3$.

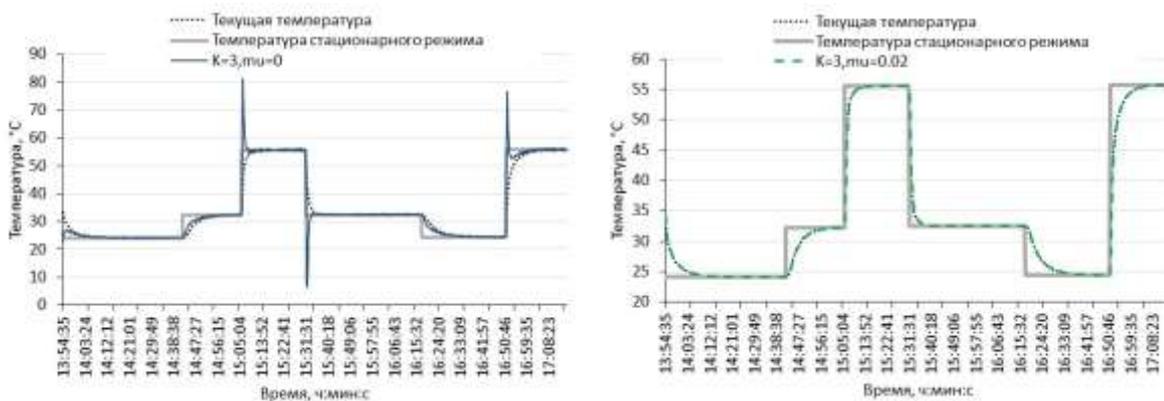


Рис. 1.18. Прогноз температуры для двух датчиков по набору тестовых данных в зависимости от значения параметра μ : графики слева соответствуют датчику RT27; графики справа соответствуют датчику RT26. Ширина окна предсказания $K = 3$.

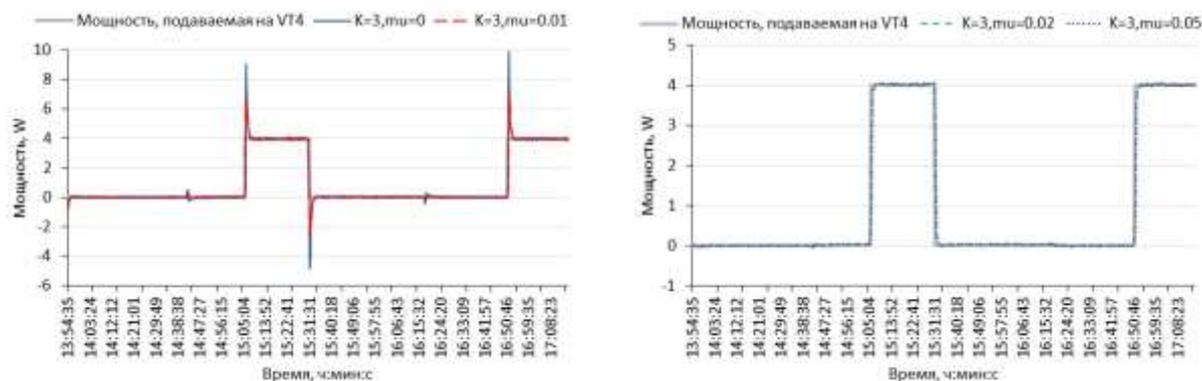


Рис. 1.19. Прогноз мощности, подаваемой на нагреватель VT4 в зависимости от значения параметра μ . Ширина окна предсказания $K = 3$.

Негладкое поведение прогноза (Рис. 1.19.а) связано с неравномерным распределением ошибки по линии регрессии. Во-первых, погрешность модели увеличивается сразу после переключения режима работы. Сгладить пик позволяет использование взвешенной регрессии. Показано, что значение веса имеет ярко выраженный оптимум $\mu = 0.02$, минимизирующий значение среднеквадратичной ошибки по обучающей выборке. Этот оптимум не зависит от самой выборки, определяется платой и системой датчиков и должен определяться при тестировании блока РЭА. Во-вторых, при обучении модели окно прогноза принадлежит только одному рабочему режиму. При прогнозировании мы не знаем момента переключения режима работы; и возникают ситуации, когда окно предсказания принадлежит двум разным режимам работы одновременно. Показано, что на эту составляющую ошибки влияет ширина окна предсказания K . При выборе K необходимо учитывать два фактора, действующих в разных направлениях. Увеличение ширины окна сглаживает прогноз псевдотемпературы и определение мощности, подаваемой на нагреватели. Показано, что широкое окно предсказаний приводит к значительным ошибкам при переключении режима работы, а небольшое окно дает заметную ошибку в определении мощности, подаваемой на нагреватель, который не переключается во время переключения режима работы.

Таким образом, в рутинном мониторинге рекомендуется использовать алгоритм оценки мощности, подаваемой на элементы блока РЭА, одновременно с двумя различными значениями ширины окна предсказания для оперативного реагирования на внештатные ситуации.

2. Разработка физико-математических моделей и численных алгоритмов для расчетов распределений ионосферных электрических полей и токов, обусловленных источниками различной физической природы. Разработка математических моделей диссипативных слоев в космической плазме с учетом эффектов Холла и неоднородной проводимости плазмы.

2.1. Физико-математические модели и численные алгоритмы для расчетов распределений ионосферных электрических полей и токов.

В ходе исследований рассмотрены два явления: формирование глобальной электрической цепи и проникновение квазистационарного электрического поля от земной поверхности в ионосферу. Построена модель электрического поля, обеспечивающего ионосферное замыкание глобальной электрической цепи, которая генерируется грозами в атмосфере Земли. Полученное распределение электрического потенциала в ионосфере показано на Рис. 2.1 для типичных условий июля при низкой солнечной активности в 19:00 по Гринвичу. Максимальная разность потенциалов в этом случае составляет около 80 вольт, в другое время может достигать 200 вольт.

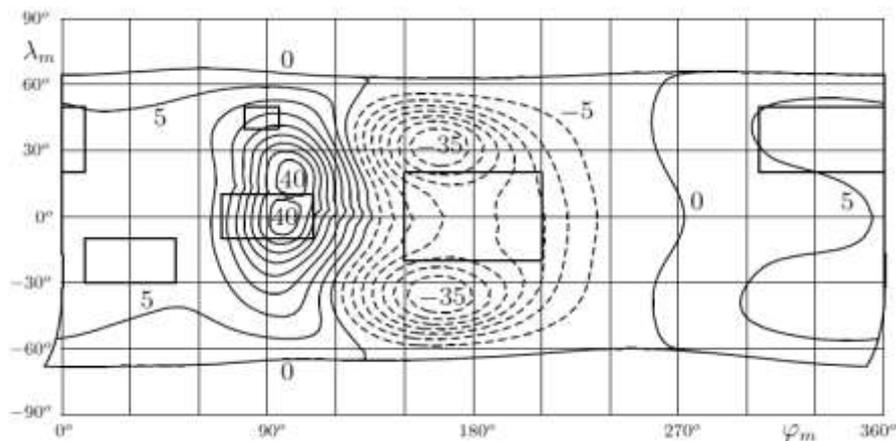


Рис. 2.1. Линии уровня электрического потенциала, создаваемого в ионосфере Земли за счет глобальной грозовой активности, с шагом 5 вольт. Полярные шапки не показаны. Штриховые линии – отрицательные значения, φ , λ – геомагнитные координаты. Прямоугольники – основные грозовые области.

Созданная модель впервые позволила предсказать распределение электрического поля в ионосфере, создаваемое атмосферными токами, тогда как предшествующие модели могли дать только оценку его напряженности сверху, как оказалось, на порядок завышенную.

Большой практический интерес представляют собой ионосферные возмущения, наблюдаемые над областями с высокой сейсмической активностью, в связи с надеждой их использования как предвестников землетрясений. Создана количественная модель проникновения квазистационарного электрического поля от земной поверхности в

ионосферу при наклонном магнитном поле. Построенная двумерная модель применима, когда зона подготовки землетрясения вытянута вдоль магнитного меридиана.

На Рис. 2.2 представлен типичный результат расчетов над областью подготовки землетрясения. Показаны проекции на вертикальную плоскость с декартовыми координатами YZ линий тока (сплошные линии, ток между соседними линиями 0.28 пА , если взять слой толщиной 1 м по X), а также линии уровня X -компоненты плотности тока (штриховые линии с шагом 1 пА/м^2). Линии тока, уходящие на рисунке вверх, проходят вдоль магнитных силовых линий в сопряженную область ионосферы и там замыкаются.

В результате исследований подтверждены и детализированы известные приближенные оценки убывания напряженности проникающего в ионосферу электрического поля с увеличением наклона магнитного поля. Это убывание оказалось незначительным по сравнению со случаем, когда зона подготовки землетрясения вытянута по магнитной параллели.

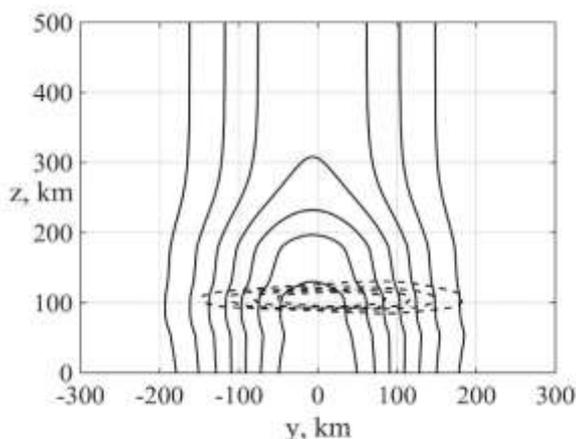


Рис. 2.2. Проекция линий тока (сплошные линии) на вертикальную плоскость с декартовыми координатами YZ и линии уровня X -компоненты плотности тока (штриховые линии) над областью подготовки землетрясения.

2.2. Математическая модель магнитосферы Земли, основанная на численном решении уравнения Грэда-Шафранова.

Уравнение Грэда-Шафранова описывает равновесное состояние плазмы и магнитного поля в двумерном случае. Рассмотрена замкнутая модель магнитосферы Земли, в рамках которой геомагнитное поле не проникает за заданную границу. Это условие означает единое заданное значение функции тока на всей границе. В общем случае уравнение Грэда-Шафранова нелинейно. Поэтому существенно построение хорошего начального приближения. Это делается в рамках каскадного алгоритма, то есть сначала задача решается на

крупной сетке, полученное решение интерполируется на более мелкую сетку и используется в качестве начального приближения на этой сетке. Одновременно с измельчением сетки увеличивается параметр в уравнении Грэда-Шафранова, задающий максимальную концентрацию плазмы, поскольку рост концентрации приводит к уменьшению пространственного масштаба особенностей решения. Одно из построенных решений показано на Рис. 2.3. Его принципиальное отличие от «пустой» магнитосферы заключается в вытягивании геомагнитного поля в хвост магнитосферы, которое сопровождается образованием токового слоя. Во многих моделях магнитосферы плотность такого тока задается на основе измерений магнитного поля, а в построенной модели он получается автоматически в результате расчета.

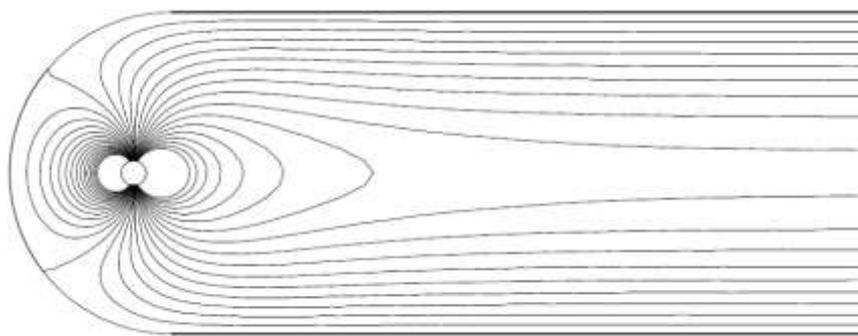


Рис. 2.3. Двумерная модель магнитосферы, построенная с помощью решения уравнения Грэда-Шафранова. Поток магнитного поля между приведенными магнитными силовыми линиями постоянен.

2.3. Моделирование неустойчивости токового слоя магнитосферного хвоста.

Результатом взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем является магнитосфера Земли с протяженным геомагнитным хвостом, внутри которого частицы плазмы формируют электрический токовый слой. Показано, что ключевым фактором неустойчивости токового слоя является его изгиб, возникающий при сильном наклоне магнитного момента Земли по отношению к скорости солнечного ветра.

В этой связи исследовалась неустойчивость магнитоплазменной конфигурации геомагнитного хвоста на основе численного магнитогидродинамического (МГД) моделирования. Расчеты показали неустойчивость искривленного токового слоя по отношению к поперечным волновым возмущениям. Показано также, что неустойчивости развиваются тем быстрее, чем больше наклон вектора магнитного момента Земли и,

соответственно, больше изгиб токового слоя. Распределение скорости плазмы (в единицах Альфвеновской скорости) для трех стадий развития неустойчивости представлено на Рис. 2.4. Максимальная скорость отмечается в ближней к Земле зоне (слева), где может достигать значений порядка сотен километров в секунду на нелинейной стадии неустойчивости.

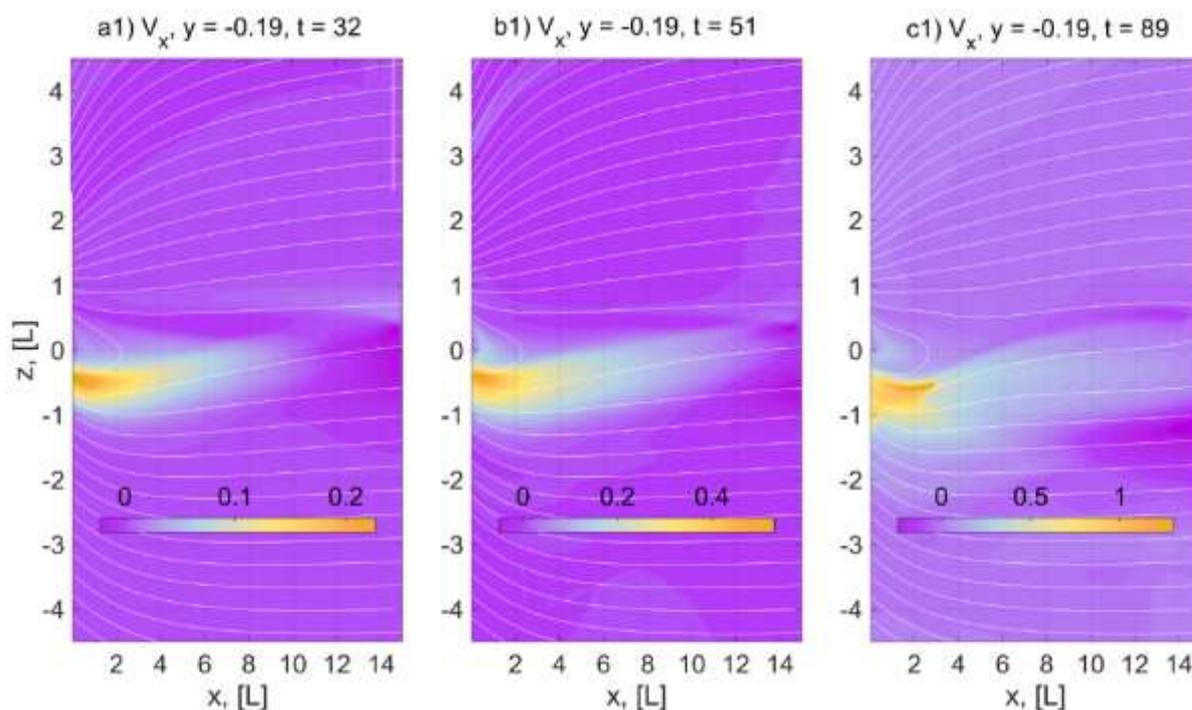


Рис. 2.4. Результаты численного моделирования: цветом показано распределение скорости для различных моментов времени в процессе развития неустойчивости $t = (32, 51, 89)$, координатная ось x направлена вдоль геомагнитного хвоста, оси y и z направлены поперек хвоста, белые кривые — силовые линии геомагнитного поля.

2.4. Разработка математических моделей диссипативных слоев в космической плазме с учетом эффектов Холла и неоднородной проводимости плазмы.

Диссипативные слои, связанные с конечной проводимостью плазмы, играют важную роль в космической плазме и в том числе – в магнитосфере Земли. Именно в таких слоях происходит генерация электрических полей и токов, проникающих в ионосферу Земли и вызывающих наблюдаемые геомагнитные возмущения. В этом отношении представляет большой интерес токовый слой магнитосферного хвоста, являющийся одним из центральных объектов исследования в геофизическом научном сообществе. В этом слое, разделяющем антипараллельные магнитные поля, происходят процессы пересоединения магнитных полей, сопровождающиеся генерацией интенсивных электрических полей и токов, а также ускорением плазмы до больших скоростей. Проблеме магнитного пересоединения посвящено много работ, но полного понимания этого явления еще не достигнуто.

В нашей работе процесс магнитного пересоединения моделируется на основе диссипативных холловских магнитогидродинамических (МГД) уравнений, которые более адекватны космической плазме по сравнению с обычными МГД уравнениями.

Разработана новая численная холловская МГД модель, включающая переменную проводимость плазмы, нелинейно зависящую от плотности электрического тока. Данная модель использовалась для расчетов магнитного пересоединения в случаях симметричных и несимметричных конфигураций антипараллельных магнитных полей, а также скрещенных магнитных полей. Сам процесс магнитного пересоединения инициировался в расчетах включением неоднородной электрической проводимости среды, которая задавалась в виде гауссовой функции пространственных координат. Для численного решения нестационарных МГД уравнений использовалась консервативная конечно-разностная схема с расщеплением, в которой пересчет на следующий временной шаг выполнялся в три этапа. На первом этапе, при половинном шаге по времени, определялись потоки на границах раздела ячеек сетки по методу Годунова на основе решения одномерной задачи распада разрыва в линеаризованном варианте. На втором этапе выполнялся пересчет на целый шаг по времени всех физических величин с использованием консервативных уравнений в разностной форме и найденных потоков через границы ячеек без учета диффузии магнитного поля. На третьем этапе включался эллиптический оператор, ответственный за диффузию магнитного поля, который аппроксимировался по неявной разностной схеме с расщеплением по направлениям. При этом пересчет на следующий временной слой выполнялся с использованием процедуры прогонки. При моделировании магнитного пересоединения в качестве начального состояния задавалась магнитная конфигурация с плоским равновесным токовым слоем, в котором все физические параметры однородны в тангенциальных направлениях и изменяются только по нормали к плоскости слоя. Процесс пересоединения характеризуется двумя безразмерными параметрами подобия: магнитным числом Рейнольдса в диффузионной области и параметром Холла. Здесь число Рейнольдса зависит от альфвеновской скорости в зоне втекания (на границе диффузионной области), длины неоднородности и максимума удельного электрического сопротивления плазмы. Параметр Холла определяется как отношение ионной инерционной длины к масштабу неоднородности проводимости.

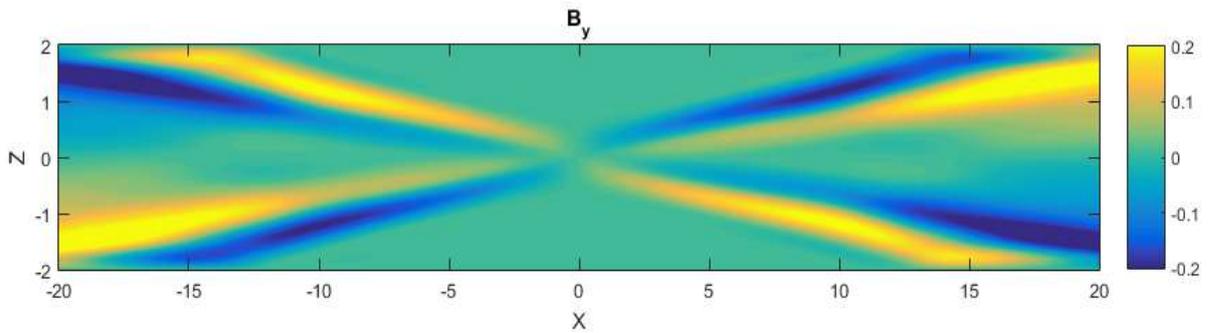


Рис. 2.5. Холловские возмущения магнитного поля, переносимые на фронтах холловских альфвеновских волн.

Напряженность электрического поля, генерируемого в области пересоединения, обратно пропорциональна квадратному корню из числа Рейнольдса. Влияние параметра Холла проявляется в генерации дополнительных альфвеновских волн (Рис. 2.5), которые отсутствуют в обычной идеальной МГД модели. Эти волны возникают в диффузионной области, имеют скорость больше альфвеновской и распространяются далеко, сохраняя амплитуду. Скорость волн возрастает с увеличением параметра Холла. На фронте таких волн имеются интенсивные продольные токи, а также вариации соответствующих компонент магнитного поля и скорости, пропорциональные параметру Холла. Холловские альфвеновские волны, распространяющиеся быстрее обычных МГД волн, могут служить предвестниками импульсного магнитного пересоединения. Важно отметить, что решение, полученное в рамках холловской МГД модели пересоединения, зависит всего от двух параметров – диффузионного магнитного числа Рейнольдса и параметра Холла. Первый параметр определяет электрическое поле пересоединения, а второй – интенсивность холловских альфвеновских волн. Через эти параметры можно сшивать холловскую МГД модель пересоединения с существующими кинетическими моделями диффузионной области. Сопоставляя электрическое поле пересоединения в нашей модели с типичной оценкой поля в кинетических моделях, получаем оценку эффективного числа Рейнольдса для диффузионной области: $R_{md} \sim 40$. Можно также оценить параметр Холла (λ), принимая во внимание характерные размеры диффузионной области в кинетических моделях порядка протонной инерционной длины: $\lambda \sim 1$. При таком параметре скорость холловской альфвеновской волны превышает скорость Альфвена на 40%. Эта скорость может быть еще больше, если длина диффузионной области меньше протонной инерционной длины, а параметр Холла, соответственно, превышает единицу. Квадрупольная структура холловского магнитного поля, возникающая в кинетических моделях диффузионной области, представляет собой зародыш холловских альфвеновских фронтов, которые распространяются на большие расстояния без затухания и несут информацию о пересоединении быстрее других волн.

2.5. Разработка математической модели гидродинамических и кинетических процессов, ответственных за убегание атмосферных частиц под действием поглощаемого ультрафиолетового излучения. Исследование процессов диссоциации и ионизации атмосферного газа, обусловленных поглощением коротковолнового излучения в верхних слоях атмосферы.

Наблюдения и теоретические исследования свидетельствуют, что интенсивность утечки атмосферного газа является ключевым фактором планетарной эволюции. Для расчета радиальных профилей плотности, скорости и температуры используются гидродинамические модели, которые позволяют вычислить интенсивность уноса атмосферных атомов при заданной интенсивности входящего ультрафиолетового излучения и заданных параметрах планеты. Однако эволюция планет происходит на протяжении сотен миллионов лет и прямой гидродинамических расчет для такого длительного периода затруднителен. Поэтому было решено выполнить достаточно большое количество модельных расчетов и на их основе создать репрезентативную таблицу данных. Полученная таблица позволяет находить параметры атмосферного уноса для конкретных планет путем интерполяции табличных данных. На основе аппроксимации табличных данных было получено аналитическое выражение интенсивности атмосферного уноса, зависящее от планетарной массы, планетарного радиуса, орбитального расстояния и потока ультрафиолетового излучения Звезды.

Исследованы условия, при которых супермассивные планеты (с массой, превышающей массу Юпитера) могут являться источниками радиоизлучения, которое может быть зарегистрировано на Земле. Рассмотрена планета типа «Tau Bootis b» (масса составляет 5.84 массы Юпитера, а радиус – 1.06 радиуса Юпитера). Благодаря очень сильной гравитации и сильному радиационному охлаждению верхняя атмосфера таких планет находится почти в гидростатическом состоянии. Она ионизируется под действием ультрафиолетового излучения Звезды. Расчеты показали, что радиоизлучение от планеты может свободно выходить за пределы атмосферы и такая планета может служить объектом радионаблюдений.

3. Разработка алгоритмов для решения нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа

3.1. Эквивалентная модификация трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа.

В ходе численного моделирования течений вязкого газа модифицирована математическая модель нестационарного сверхзвукового обтекания пространственного тела вязким теплопроводным газом. Уравнения Навье-Стокса записаны в форме с субстанциональными производными, приводящими к поиску неизвестных функций в гильбертовых пространствах. Численное моделирование трехмерных задач реализовано по аналогии с разработанной ранее технологической цепочкой алгоритмов для решения с высокой точностью аналогичных двумерных задач Навье-Стокса на основе конформного метода конечных элементов. Предложены новые краевые условия на границе расчётной области в методе конечных элементов, выведенные по аналогии с известными краевыми условиями «do nothing» для вязкой несжимаемой жидкости, и исследовано их влияние.

В качестве примера приведем сравнение решений уравнения Навье-Стокса для обтекания клина с числом Маха $M = 4$ и числом Рейнольдса $Re = 2 \times 10^3$ для краевых условий Неймана и “do nothing” на границе расчётной области. На Рис. 3.1 приведены расчёты для продольной составляющей скорости: слева с условиями Неймана, а справа – с условиями “do nothing”. Видно, что при решении задачи с условиями Неймана на границе расчётной области у приближенного решения присутствуют возвратные течения (отрицательные значения скорости). А при решении задачи с условиями “do nothing” поток проходит через границу расчётной области без значительного отражения.

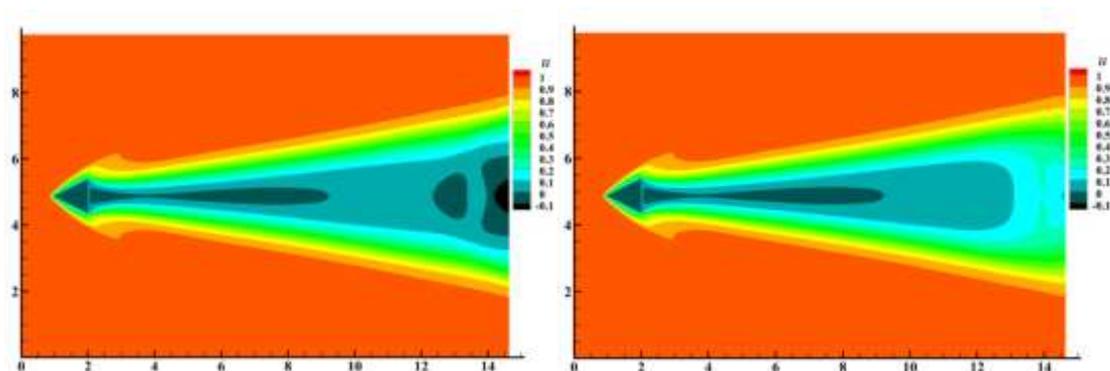


Рис. 3.1. Распределение продольной составляющей скорости.

Известно, что при сверхзвуковом обтекании оптимальные конфигурации имеют поверхность, приближающуюся к конической и состоящую из треугольников и двугранных

углов. Составлен программный комплекс реализации вычислительного эксперимента на современных компьютерных архитектурах для исследования сверхзвукового течения в прямом двугранном угле. Для $M = 4$ и $Re = 2 \times 10^3$ на Рис. 3.2-3.3 представлены результаты численного моделирования течения вязкого теплопроводного газа в двугранном угле, образованном плоскостями xy и xz . Вектор скорости набегающего потока направлен вдоль оси x .

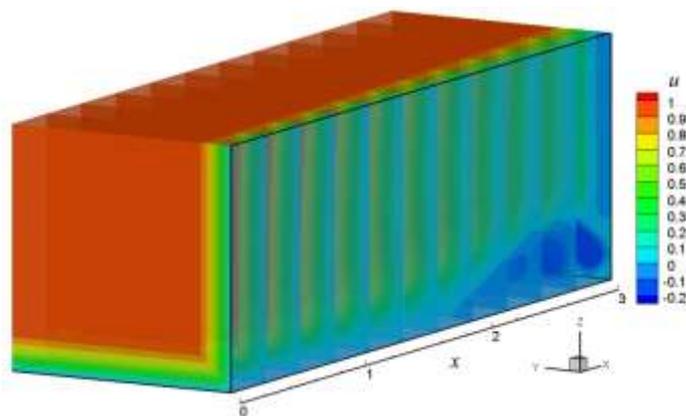


Рис. 3.2. – Распределение компоненты скорости u

На Рис. 3.2 представлены результаты расчетов в окрестности ребра двугранного угла. Вдоль оси x наблюдается увеличение области с возвратным течением.

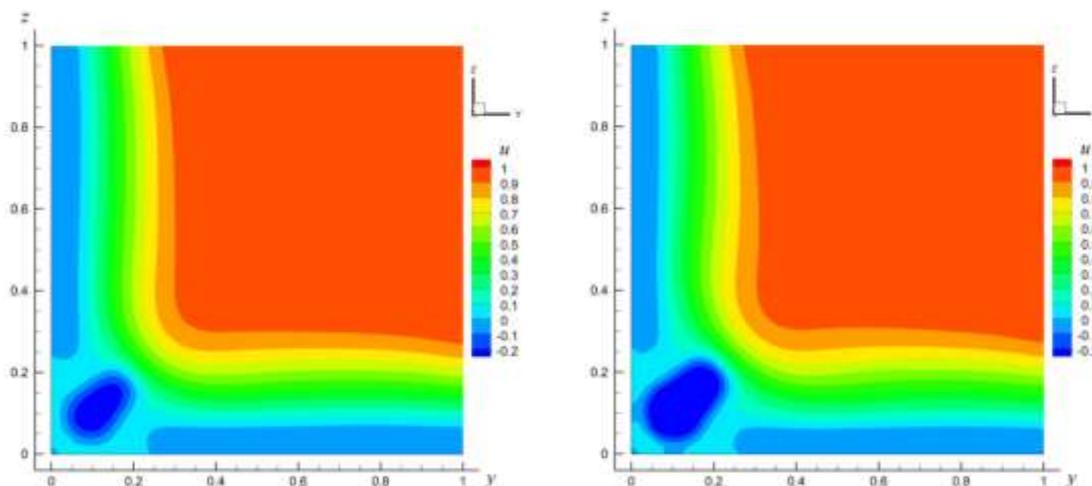


Рис. 3.3. Распределение компоненты скорости u в различных сечениях.

На Рис. 3.3 компонента скорости u нанесена в сечениях $x = 2.5$ и $x = 3.0$ двугранного угла в плоскости yz и демонстрирует нарастание возвратного течения вдоль оси x .

3.2. Адаптация и использование созданных вычислительных методов для решения некоторых задач аэродинамики с учетом текстуры обтекаемой поверхности.

Для описания движения газа использованы нестационарные уравнения Навье-Стокса в декартовых координатах. Безразмерные двумерные уравнения Навье-Стокса взяты в виде уравнений неразрывности, импульса и внутренней энергии:

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \\ \rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}, \\ \rho \frac{dv}{dt} &= -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y}, \\ \rho \frac{de}{dt} &= -P \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} + \Phi.\end{aligned}$$

Для замыкания системы уравнений используются алгебраические соотношения уравнений состояния для совершенного газа и коэффициента динамической вязкости

$$P = (\gamma - 1)\rho e, \quad \mu = (\gamma(\gamma - 1)M^2 e)^\omega \quad \text{с } \gamma = 1.4, \omega = 0.8.$$

Здесь ρ – плотность, u и v – проекции вектора скорости \mathbf{u} на оси x и y , P – давление, μ – коэффициент динамической вязкости, e – внутренняя энергия, M – число Маха. Наряду с субстанциональной производной

$$\frac{d(\cdot)}{dt} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla(\cdot)$$

мы используем дивергентную форму оператора переноса

$$\frac{D(\cdot)}{Dt} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} + \frac{\partial(u\cdot)}{\partial x} + \frac{\partial(v\cdot)}{\partial y} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}(\cdot),$$

которая дает закон сохранения массы в простой форме:

$$D\rho/Dt = 0.$$

Компоненты τ_{xx} , τ_{yy} , τ_{xy} тензора напряжений T , проекции теплового потока q_x , q_y и диссипативная функция Φ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= \frac{2}{3\text{Re}} \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right), \tau_{yy} = \frac{2}{3\text{Re}} \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right), \tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ q_x &= -\frac{\gamma}{\text{PrRe}} \mu \frac{\partial e}{\partial x}, q_y = -\frac{\gamma}{\text{PrRe}} \mu \frac{\partial e}{\partial y}, \\ \Phi &= \frac{\mu}{\text{Re}} \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right],\end{aligned}$$

где Re – число Рейнольдса, Pr – число Прандтля. Для получения закона сохранения в гильбертовом пространстве мы вводим новую независимую переменную $\varepsilon = e^{1/2}$, относительно которой уравнение для энергии записывается в виде

$$\frac{1}{2} \left(\rho \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{D(\rho\varepsilon)}{Dt} \right) = \frac{\gamma}{PrRe} \left(\frac{\mu}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) \right) + \frac{\gamma}{PrRe} \left(\frac{\mu}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) \right) - \frac{P}{2\varepsilon} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{2Re} \frac{\mu}{\varepsilon} \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right].$$

Уравнения количества движения с помощью уравнения неразрывности записываются в виде

$$\frac{1}{2} \left(\rho \frac{du}{dt} + \frac{D(\rho u)}{Dt} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y},$$

$$\frac{1}{2} \left(\rho \frac{dv}{dt} + \frac{D(\rho v)}{Dt} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y}.$$

Такая форма уравнений позволяет получить закон сохранения полной энергии (кинетическая энергия $\int \rho(u^2 + v^2)/2$ + внутренняя энергия $\int \rho \varepsilon^2$) в виде квадрата гильбертовой нормы, что существенно упрощает исследование и дискретизацию дифференциальных уравнений. Из закона сохранения вытекают краевые условия на границе истечения газа Γ_{out} :

$$(\mathbf{P}\mathbf{u} - \mathbf{T}\mathbf{u} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{n} = P_{out} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \text{ при } (t, \mathbf{x}) \in [0, T] \times \Gamma_{out},$$

$$\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ при } (t, \mathbf{x}) \in [0, T] \times \Gamma_{out}.$$

Для дискретизации уравнений применяется смешанный эйлерово-лагранжев (полулагранжев) подход: для аппроксимации операторов переноса субстанций (плотности, компонент скорости и энергии) вдоль траекторий применяется лагранжева аппроксимация, а для остальных слагаемых применяется метод конформных конечных элементов в эйлеровой форме слагаемых. Такой подход позволяет получить сеточные уравнения, для которых теоретически обосновано выполнение законов сохранения массы и полной энергии на дискретном уровне.

С помощью такой аппроксимации проведен вычислительный эксперимент для двумерной математической модели сверхзвукового обтекания клина с углом раствора $\beta = 20^\circ$ потоком вязкого теплопроводного газа при числе Маха $M = 6$ и Рейнольдса $Re = 1.4 \times 10^4$. За характерный размер принята длина основания клина. На Рис. 3.4 и 3.5 представлено распределение давления и температуры в ближнем следе и около клина. В

следе за клином формируется вихревая область с низким давлением и высокой температурой. На Рис. 3.6 (слева) показано распределение давления, отнесенного к давлению в набегающем потоке и температуры (справа) в ближнем следе вдоль оси симметрии клина. Результаты вычислений давления и температуры в ближнем следе за клином согласуются с экспериментальными данными.

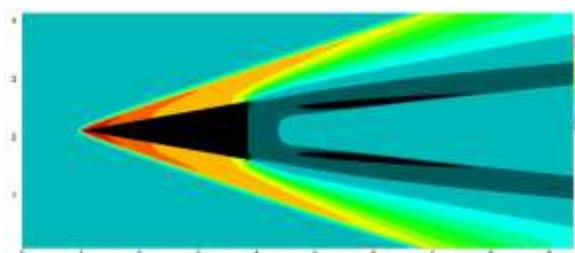


Рис. 3.4. Распределение давления.

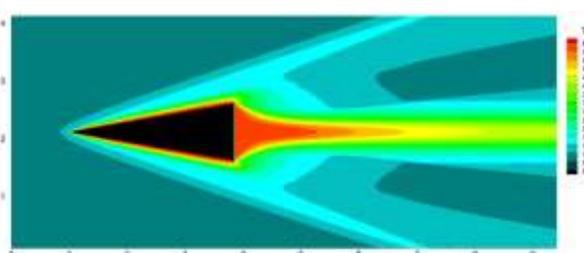


Рис. 3.5. Распределение температуры.

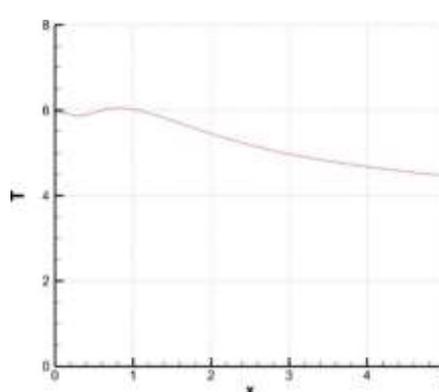
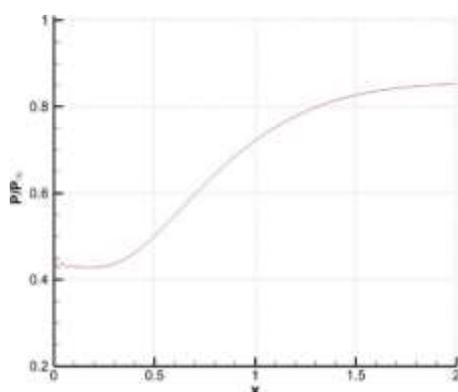


Рис. 3.6. Давление (слева) и температура (справа) на оси симметрии в ближнем следе за клином.

Аналогичным образом проведена аппроксимация двумерной математической модели сверхзвукового течения вязкого теплопроводного газа в канале с уступом (обратной ступенькой). На Рис. 3.7 и 3.8 представлена картина течения в широком канале с уступом (обратной ступенькой) для числа Маха $M = 2$ и Рейнольдса $Re = 103300$. За характерный размер принята высота уступа. На Рис. 3.7 показано распределение давления, нормированного к давлению в набегающем (невозмущенном) потоке и построены изолинии. На Рис. 3.8 – распределение безразмерной температуры с изолиниями. От угла уступа образуется веер волн разрежения, а в области за уступом формируется вихревая зона с низким давлением. Полученная картина течения качественно и количественно хорошо согласуется с экспериментом.

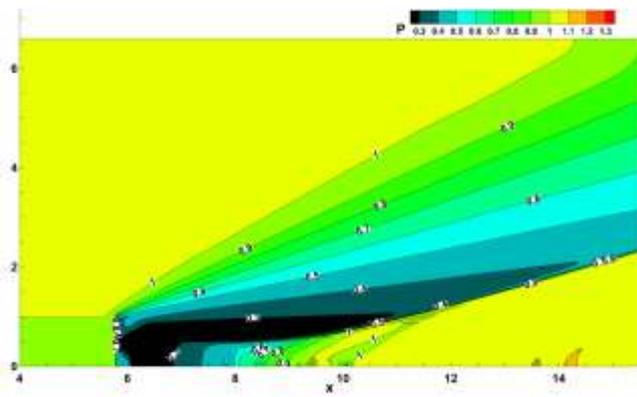


Рис. 3.7. Распределение давления.

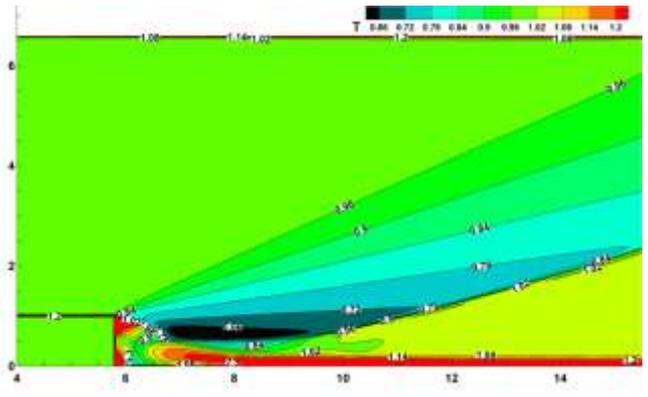


Рис. 3.8. Распределение температуры.

С помощью такой же аппроксимации проведены вычислительные эксперименты для двумерной математической модели периодической структуры обтекаемой поверхности вида, представленного на Рис. 3.9. Уравнения Навье-Стокса обезразмерены с учетом размеров пазов в долях миллиметра.

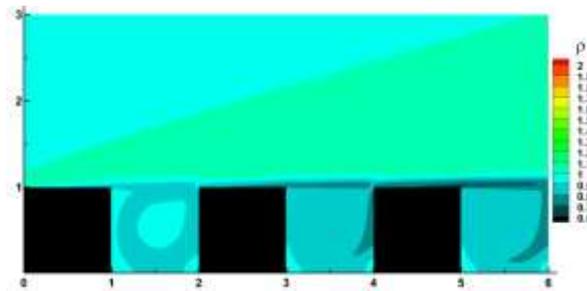


Рис. 3.9. Плотность газа при обтекании поверхности с прямоугольными пазами со скоростью $M = 4$ и $Re = 20000$.

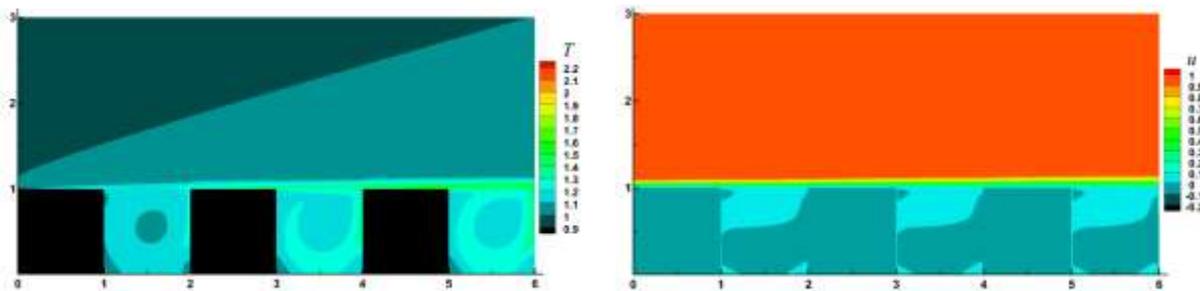


Рис. 3.10. Температура и горизонтальная скорость газа при обтекании поверхности с прямоугольными пазами со скоростью $M = 4$ и $Re = 20000$ на входе.

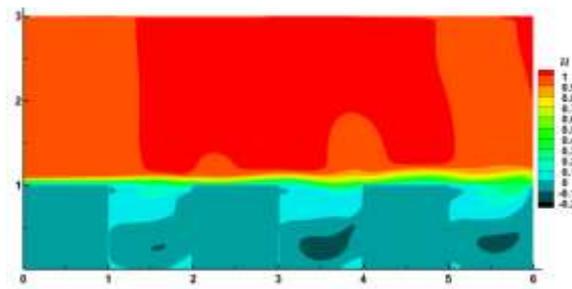


Рис. 3.11. Горизонтальная скорость газа при обтекании поверхности с прямоугольными пазами со скоростью $M = 0.5$ и $Re = 2500$ на входе.

В результате вычислительных экспериментов получены следующие выводы. Для дозвуковых скоростей такая форма пазов приводила к проявлению многочисленных локальных возмущений (типа звуковых эффектов) в сравнении с обтеканием ровной поверхности. Для устранения этого эффекта в последующем будут использоваться другие формы пазов.

При сверхзвуковых скоростях набега газа при обтекании поверхности с прямоугольными пазами температура в пограничном слое получилась существенно меньше достигаемой температуры в пограничном слое ровной поверхности.

Для учета явлений турбулентности предложен следующий подход. Поскольку билинейная (или соответственно трилинейная) аппроксимация по пространству и линейная по времени не могут учесть колебания и осцилляции меньшего масштаба, то их проявляющуюся «турбулентную» энергию относили к латентной (скрытой) части полной энергии. С вычислительной точки зрения введение (и возможные колебания) такого типа контролируемой энергии связано с попыткой не допустить уменьшения вычисляемой энтропии при повышении температуры в условиях сохранения полной энергии на дискретном уровне. Поэтому увеличение латентной части за счет другой, видимой части, проводится итерационно на каждом шаге по времени для локального сохранения вычисляемой энтропии. Обратный переход из латентной в видимую часть энергии тоже происходит итерационно на каждом шаге по времени локально по принципу максимального перехода, не приводящему к убыванию вычисленной энтропии.

Для некоторых модельных задач с высоким уровнем «латентной» энергии такая нуль-размерная модель турбулентности давала неплохие результаты. Вместе с тем, эта модель оказалась чувствительной к формулам локального определения вычисляемой энтропии, что требует дальнейшего исследования и валидации построенных алгоритмов на реальных задачах.

3.3. Разработка численных методов решения трехмерных уравнений Навье-Стокса для задач аэродинамики.

Для моделирования трехмерного течения вязкого газа рассматривается система безразмерных трехмерных дифференциальных уравнений Навье-Стокса, включающая уравнение неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3.1)$$

уравнения количества движения

$$\begin{aligned}\rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}, \\ \rho \frac{dv}{dt} &= -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}, \\ \rho \frac{dw}{dt} &= -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}\end{aligned}\quad (3.2)$$

и уравнение для внутренней энергии

$$\rho \frac{de}{dt} = -P \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right) - \frac{dq_x}{dx} - \frac{dq_y}{dy} - \frac{dq_z}{dz} + \Phi. \quad (3.3)$$

Здесь $d(\cdot)/dt$ – субстанциональная, или полная, производная

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z}.$$

Компоненты тензора напряжений имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= \frac{2}{3\text{Re}} \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right), \tau_{yy} = \frac{2}{3\text{Re}} \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right), \tau_{zz} = \frac{2}{3\text{Re}} \mu \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \frac{\mu}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \tau_{yz} = \tau_{zy} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right), \tau_{xz} = \tau_{zx} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right).\end{aligned}$$

Функции теплового потока q_x , q_y и q_z заданы в виде

$$q_x = \frac{\mu}{(\gamma-1)\text{M}^2 \text{Re Pr}} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = \frac{\mu}{(\gamma-1)\text{M}^2 \text{Re Pr}} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad q_z = \frac{\mu}{(\gamma-1)\text{M}^2 \text{Re Pr}} \frac{\partial T}{\partial z},$$

а диссипативная функция Φ равна

$$\begin{aligned}\Phi &= \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right].\end{aligned}$$

Замыкают систему дифференциальных уравнений алгебраические соотношения

$$P = (\gamma-1)\rho e, \quad \mu = (\gamma(\gamma-1)\text{M}^2 e)^\omega, \quad T = \gamma(\gamma-1)\text{M}^2 e.$$

Искомыми величинами являются функции плотности ρ , скорости u , v , w и внутренней энергии e . Величины γ , ω , M , Re и Pr зависят от параметров газа, поэтому

считаются при численном моделировании постоянными и известными. При проведении расчетов использованы следующие значения:

$$\gamma = 1.4, \omega = 0.8, M = 2.37 \cdot 10^{-2}, \text{Re} = 1.13 \cdot 10^5, \text{Pr} = 0.75.$$

Вычислительная область D представляет собой внутреннюю часть цилиндра (радиус цилиндра равен 1, высота цилиндра равна 10) и параллелепипеда длины 10, ширины 10 и высоты 20, представленных схематично на Рис. 3.12. Система уравнений (3.1)-(3.3) дополнена

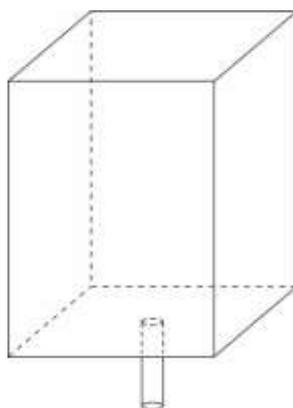


Рис. 3.12. Вычислительная область.

начальными и краевыми условиями. Нижняя граница цилиндра является границей интенсивного втекания потока газа, верхняя и боковые грани параллелепипеда являются границами вытекания. Нижняя грань параллелепипеда представляет собой границу втекания с малыми скоростями. На боковой поверхности цилиндра ставятся условия непротекания (для функций скорости) и отсутствие потока энергии через границу (для функции энергии).

Для поиска численного решения использована пространственная сетка D^h с шагом h такая, что каждый узел сетки лежит внутри либо на границе вычислительной области D (Рис. 3.13), и сетка $T^\tau = \{t_m : t_m = \tau m, m = 0, \dots, M\}$ с шагом $\tau = T/M$, где $t \in [0, T]$.

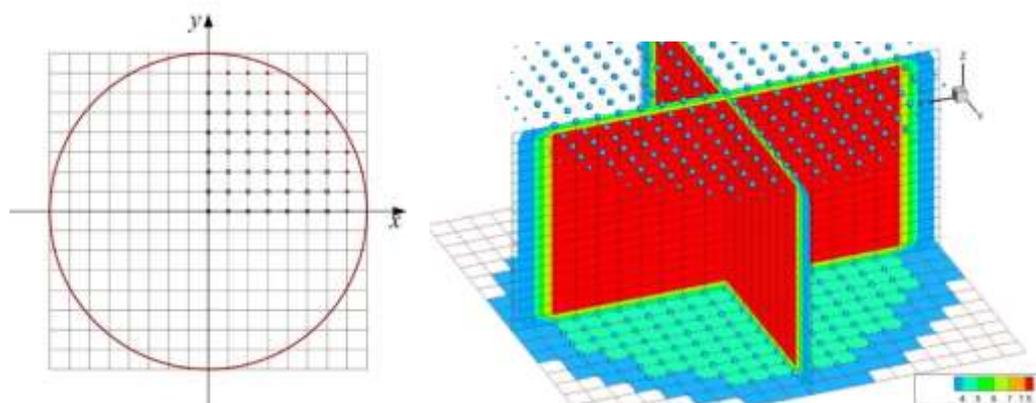


Рис. 3.13. Узлы вычислительной сетки внутри цилиндра.

Численное решение уравнений (3.1)-(3.3) на каждом временном слое найдено в виде кусочно-трилинейных функций ρ^h , u^h , v^h , w^h , e^h . Для поиска численного решения системы уравнений (3.1)-(3.2) на очередном слое по времени использовался метод расщепления. Сначала полулагранжевым методом решалось уравнение неразрывности (3.1), а потом найденные значения функции плотности ρ^h использовались для решения системы уравнений количества движения (3.2). Вычисленные значения функции скорости u^h , v^h , w^h подставлялись в уравнение для внутренней энергии. После этого вновь решалось уравнение неразрывности. Вычислительные эксперименты показали, что через 5-6 итераций численное решение системы (3.1)-(3.3) стабилизируется.

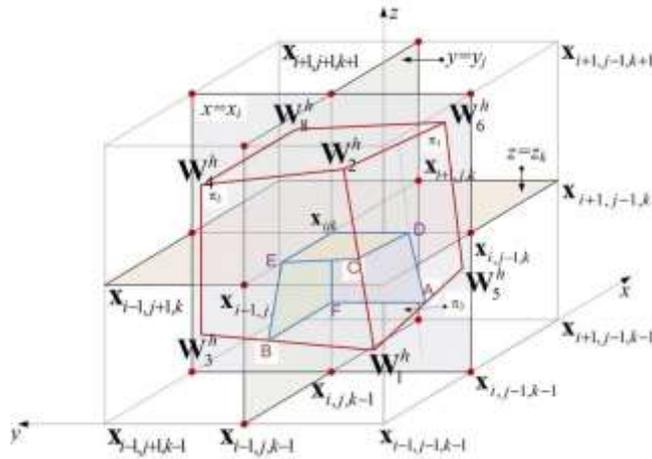


Рис. 3.14. Разбиение кубоида $W_{i,j,k}^{h,m-1}$ на 8 частей.

Построение численного решения уравнения неразрывности (3.1) осуществлено явным полулагранжевым методом. Для этого значение искомой функции ρ^h во внутреннем узле (x_i, y_j, z_k) сетки D^h на очередном m -ом временном слое определено по формуле

$$\rho^h(t_m, x_i, y_j, z_k) = \frac{1}{h^3} \int_{W_{i,j,k}^{h,m-1}} \rho^h(t_{m-1}, x, y, z) dx dy dz,$$

где $W_{i,j,k}^{h,m-1}$ – кубоид с вершинами в точках W_p^h , $p=1, \dots, 8$. Численное решение уравнений количества движения (3.2) и уравнения для внутренней энергии (3.3) на очередном временном слое t_m найдено с помощью комбинации полулагранжевого метода и метода конечных элементов. Для этого задача поиска численного решения переписывается в слабой постановке. Например, для функции скорости u^h выписано интегральное тождество

$$\int_{\Omega_{i,j,k}} \rho \frac{du}{dt} \varphi_{i,j,k} d\Omega = \int_{\Omega_{i,j,k}} \left(-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) \varphi_{i,j,k} d\Omega, \quad (3.4)$$

где $\varphi_{i,j,k}$ – трилинейная базисная функция, равная 1 в узле (x_i, y_j, z_k) сетки D^h и равная 0 во всех остальных узлах сетки. Для приближенного вычисления левой части соотношения (4) использована аппроксимация, основанная на приближенном вычислении субстанциональной производной

$$\int_{\Omega_{i,j,k}} \rho \frac{du}{dt} \varphi_{i,j,k} d\Omega \approx \rho^h(t_m, x_i, y_j, z_k) \frac{u^h(t_m, x_i, y_j, z_k) - u^h(t_{m-1}, x_i^*, y_j^*, z_k^*)}{\tau} h^3.$$

Здесь $(t_{m-1}, x_i^*, y_j^*, z_k^*)$ – точка пересечения характеристической траектории, выпущенной из узла (t_m, x_i, y_j, z_k) на нижний слой по времени. Для вычисления правой части соотношения (3.4) используется метод интегрирования по частям (для слагаемых, содержащих вторую частную производную) и применение квадратурных формул. Для решения полученной системы линейных алгебраических уравнений, возникающей при решении трех уравнений количества движения, использован итерационный метод Якоби.

В рамках вычислительного эксперимента рассмотрена задача о течении газа в трубе, нагретого до температуры 1000 К со скоростью на границе втекания 15 метров в секунду. На Рис. 3.15 слева представлены векторы скорости в области над трубой, а справа – значения функции плотности. Как видно из рисунков, в области над трубой возникают вихревые течения, приводящие к формированию фигур вида тор для функции плотности.

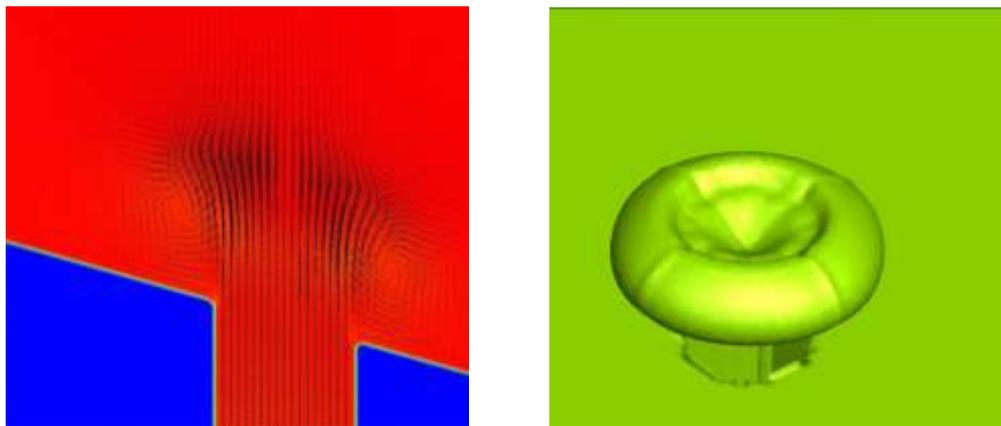


Рис. 3.15. Векторы скорости в области над трубой (слева), значения функции плотности (справа).

4. Вычислительное и математическое моделирование для разработки и обоснования новых методов оптического манипулирования резонансными атомами, ионами, кластерами и наночастицами.

4.1. Моделирование разлета электрон-ионной ультрахолодной плазмы в однородном магнитном поле.

На основании метода молекулярной динамики проведено моделирование электрон-ионной плазмы Be в однородном магнитном поле (плоская цилиндрическая ячейка). На основании полученных результатов можно заключить, что в квазидвумерном случае в значительных магнитных полях ($B > 0.01T$) в разреженной ($\leq 10^{13} \text{ м}^{-3}$) плазме значительную роль в ее нагреве и разлете может играть процесс образования электрон-ионных пар (Рис. 4.1).

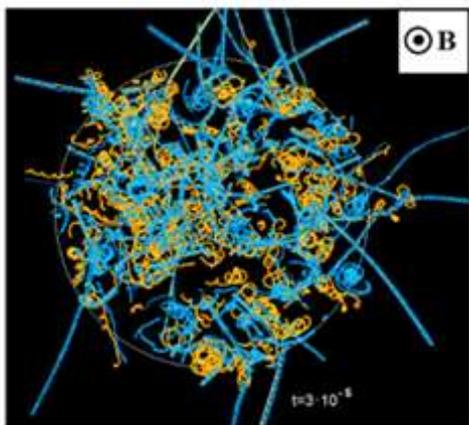


Рис. 4.1. Разлет плазмы в квазидвумерном случае (желтые – ионы, синие - электроны).

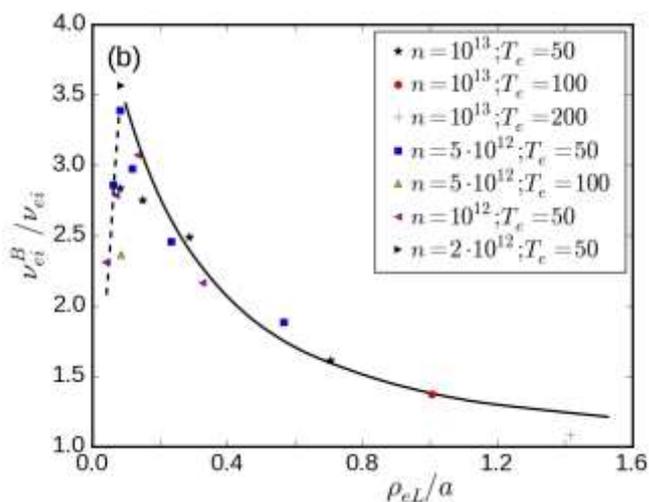


Рис. 4.2. v_{ei}^B – скорость электрон-ионного обмена энергией в присутствии магнитного поля, а v_{ei} – в его отсутствие. a , ρ_{el} – средние величины межчастичного расстояния и ларморовского радиуса электронов.

Этот же процесс может играть определенную роль и в трехчастичной рекомбинации, приводя к образованию слабосвязанных электрон-ионных пар. Адекватное моделирование трехмерной плазмы с использованием периодических условий возможно при большом числе частиц ($N > 10^5$), когда средняя длина свободного пробега электрона превышает длину ячейки. Для упрощения ситуации нами предложена постановка задачи со свободным пролетом (вдоль магнитного поля) расчетной ячейки электронами, что позволяет адекватно

провести моделирование с относительно небольшим ($N > 10^3$) числом частиц. В результате расчетов была определена частота упругих электрон-ионных столкновений, приводящих к нагреву ионов. Зависимость этой частоты от величины магнитного поля носит немонотонный характер (Рис. 4.2). Причем ее величина в магнитном поле выше, чем при его отсутствии. При небольших электронных температурах ($T_e \leq 1000$ К) темп расширения плазмы определяется электронным ларморовским радиусом и на начальном этапе $\sim B^{-1/2}$ (Рис. 4.3). Что касается диффузии ионов поперек магнитного поля (Рис. 4.4), то основной проблемой в определении коэффициента диффузии является изменение температуры ионов (а соответственно и самих коэффициентов), вызванное нагревом электронами. Проведенное моделирование в явном виде продемонстрировало существование двух режимов диффузии: классической, соответствующей броуновскому движению частиц и боровской диффузии, когда траектория частиц (ведущих центров) включает в себя значительные участки дрейфового движения.

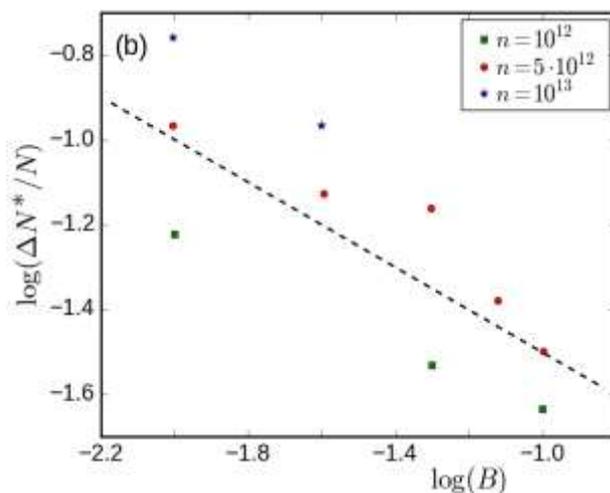


Рис. 4.3. Относительная доля электронов $\Delta N^* / N$, покинувших начальную область к моменту времени $t = 100$ мкс.

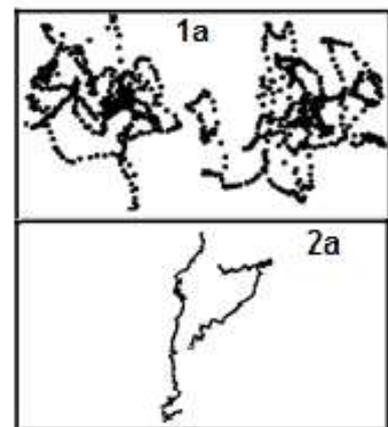


Рис. 4.4. Траектории ведущих центров ионов; 1а: при $B=0.01$ Т (классическая диффузия), 2а: при $B=0.1$ Т (боровская диффузия).

Таким образом показано, что в сильных магнитных полях в разреженной плазме значительную роль в ее нагреве и разлете может играть процесс образования электрон-ионных пар. Он же может играть определенную роль и в процессе трехчастичной рекомбинации, приводя к образованию слабосвязанных электрон-ионных пар. Продемонстрировано существование двух режимов диффузии: классической, соответствующей броуновскому движению частиц и боровской диффузии, когда траектория частиц (ведущих центров) включает в себя значительные участки дрейфового движения.

В первом случае полученные значения коэффициентов диффузии хорошо согласуются с результатами других авторов для модели однокомпонентной плазмы.

4.2. Математическое моделирование поглощения лазерного излучения в ультрахолодной расширяющейся плазме.

Исследованы особенности поглощения слабого резонансного излучения в расширяющихся средах, имеющих градиенты скоростей. Такие ситуации возникают в экспериментах ультрахолодной лазерной плазмы с резонансными ионами. Проведен расчет спектральных характеристик поглощения внешнего резонансного лазерного излучения (оптическая толщина, форма и ширина спектральной линии) в расширяющейся ультрахолодной плазме в отсутствие насыщения поглощения. На Рис. 4.5 приведена зависимость интегральной по сфере оптической толщины $\tau_0^i(t)$, определенной с учетом формирования радиальных скоростей ионов.

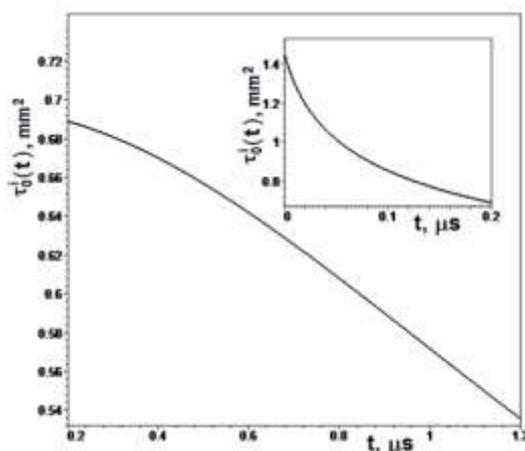


Рис. 4.5. Зависимость интегральной оптической толщины $\tau_0^i(t)$ с учетом радиальных скоростей.

На вставке эта величина приведена для $t \leq 0.2$ мкс

Из рисунка видно, что на начальном этапе (см. вставку) оптическая толщина среды τ_0^i уменьшается за счет корреляционного нагрева ионов, а в последующем уменьшение τ_0^i обусловлено формированием радиальных скоростей ионов. Радиальные скорости ионов приводят к смещению частоты поглощения излучения из-за эффекта Доплера и увеличивают ширину линии поглощения, соответственно уменьшая оптическую толщину сферы τ_0^i . Выполненный анализ экспериментальных данных из работы Killian T.C., Pattard T., Pohl T., Rost J.M. *Physics Reports*. **449**, 77-130 (2007) подтверждает этот вывод.

Полученные результаты показывают, что оптически плотные расширяющиеся среды становятся прозрачными для резонансного излучения, когда отношение радиальной скорости

разлета частиц на границе сферы к тепловой скорости становится больше начальной оптической толщины среды.

4.3. Математическое моделирование стохастической динамики резонансных частиц в когерентных лазерных пучках с учетом выпрямленных градиентных сил.

В отчетном периоде проведена большая серия численных экспериментов на суперкомпьютере MVS-10P в Межведомственном суперкомпьютерном центре РАН (г. Москва) для исследования стохастической динамики ансамбля из нескольких десятков резонансных ионов ртути в интерферирующих полихроматических оптических полях. Математическая модель представляет собой систему мультипликативных стохастических дифференциальных уравнений для искоемых координат и скоростей ионных частиц. В модели учитывали четыре вида действующих сил: сила оптического захвата частиц, силы трения (т. е. охлаждающие силы), кулоновские силы отталкивания и случайные силы, обусловленные квантовыми флуктуациями. Для вычисления различных осредненных характеристик данной физической задачи применялся метод Монте-Карло. Количество отдельных решений исходной системы уравнений (т.е. независимых реализаций) изменялось в разных вариантах от 2^{13} до 2^{14} . Число используемых вычислительных ядер (процессоров) изменялось от 128 до 512. Время счета одного варианта составляло обычно от нескольких часов до одних суток.

Целью работы является обоснование нового метода чисто оптического (т.е. без использования электростатических и магнитостатических полей) долговременного пленения и глубокого охлаждения ансамбля ионов. Метод основан на использовании выпрямленных градиентных сил (ВГС), создающих диссипативную оптическую сверхрешётку (ОС), и открывает возможность улучшения характеристик ионных ловушек, имеющих обширную область важных применений. Для рассмотренных начальных пространственных конфигураций ионов и в отсутствие ОС облако ионов быстро расширяется за характерные времена $\sim 10^{-4}$ секунды в результате так называемого кулоновского взрыва (следствие теоремы Ирншоу). Компьютерное моделирование динамики (9, 16, 25 и 49-частичных) ионных ансамблей показывает, что действие ОС на ионы может приводить к эффективному тушению кулоновского взрыва и образованию долгоживущих (метастабильных) квазиплоских ионных кулоновских кристаллов (ИКК) с температурой T порядка нескольких мК и параметром кулоновского взаимодействия $\Gamma_c \gg 1$. Конечность времени жизни ИКК обусловлена совместным действием кулоновских сил и квантовых флуктуаций оптических сил, которые проявляются в виде редких быстрых случайных скачков ионов в ближайшие незанятые ячейки ОС (Рис. 4.6). При этом разрушение ИКК имеет ярко выраженный двухстадийный

характер: на первой стадии происходит образование вакансий в периферийной части ИКК, т.е. постепенное накопление “дефектов” кристаллической структуры во внешних слоях ИКК при сохранении конфигурации его центрального кристаллического ядра (ЦКЯ); а затем, на больших временах, аналогичным образом разрушается ЦКЯ.

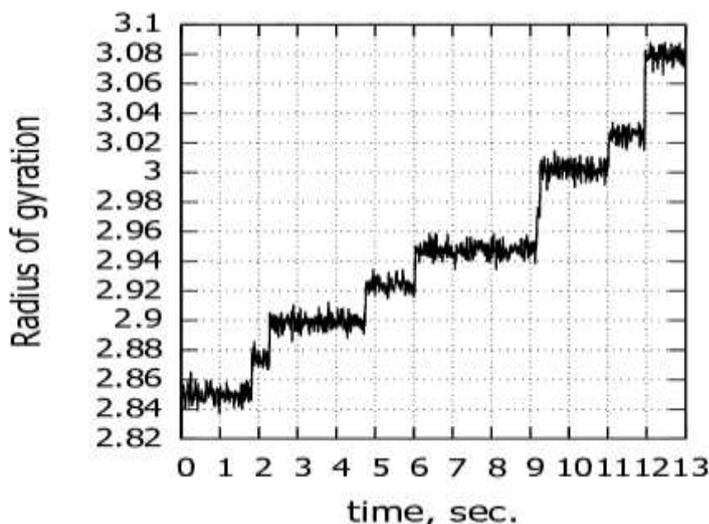


Рис. 4.6. Изменение радиуса гирации (меры компактности ансамбля ионов) при разрушении высокоупорядоченной метастабильной конфигурации ионов для типичной реализации стохастического процесса. Резкие “скачки” на кривой обусловлены квантовыми флуктуациями оптических сил. Каждый скачок сопровождается понижением степени упорядоченности и локализации ионов.

Важнейшим результатом выполненных исследований является обнаружение гигантского увеличения (на несколько порядков величины) характерных времён разрушения ИКК при относительно небольших изменениях периода L ДОС от 0.35 мм до 0.7 мм (Рис. 4.7). Анализ компьютерных расчётов показывает, что зависимость времён t_d разрушения ИКК при фиксированных значениях интенсивностей оптических полей высокой точностью подчинена закону Аррениуса с нелинейной зависимостью эффективной энергии активации \hat{E} (в единицах $k_B T$) от L :

$$t_d = C \exp\{-\hat{E}(L)\}, \quad \hat{E}(L) = AL - (B/L), \quad (4.1)$$

где коэффициенты C , A и B не зависят от L и определяются посредством компьютерных расчётов стохастических траекторий ионов, усреднённых по большому ансамблю реализаций стохастического процесса, для трёх фиксированных значений периода ДОС из рассматриваемого интервала изменений L . Уравнение (4.1) описывает эффект совместного влияния квантовых флуктуаций и кулоновского отталкивания частиц на время разрушения ИКК, объясняет чрезвычайно высокую чувствительность t_d к изменению L и позволяет предсказывать значения периода ДОС, обеспечивающие чисто оптическое удержание ИКК

полихроматическим лазерным светом в течение времени от малых долей секунды до полутора минут.

Другое направление исследований – теоретическое обоснование предложенной ранее “тёмной” оптической ловушки для атомов принципиально нового типа: так называемой бихроматической тёмной оптической ловушки (БТОЛ), Рис. 4.8. Удержание частиц в такой ловушке основано на действии на них выпрямленных бихроматических сил в поле специальной комбинации косинус-гауссовских недифрагирующих лазерных пучков.

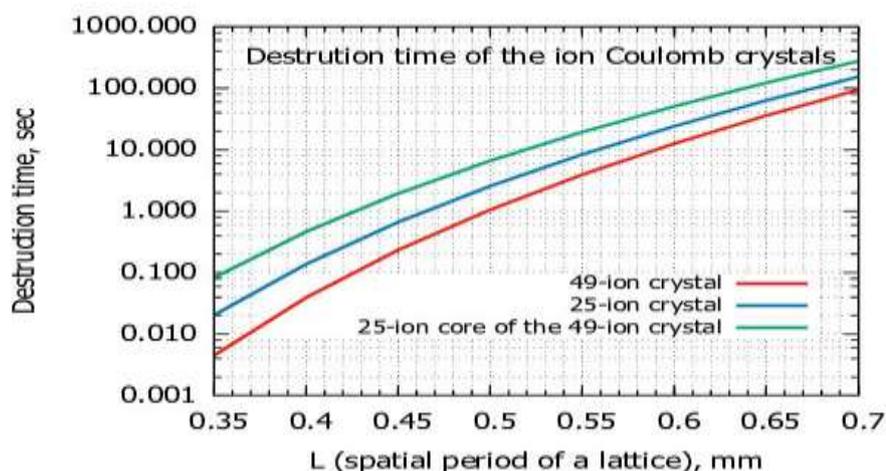


Рис. 4.7. Зависимость времени разрушения ионных кулоновских кристаллов от периода оптической решетки. Наблюдается гигантское увеличение времени разрушения при относительно небольших вариациях периода решетки L . Вертикальная ось времени изображена в логарифмическом масштабе.

Построенные математические модели БТОЛ предсказывают её следующие фундаментальными свойства: светоиндуцированные потенциальные барьеры, препятствующие выходу атомов из БТОЛ, локализованы в узких пространственных областях вблизи её границы; тёмные области БТОЛ, свободные от излучения, имеют размеры, значительно превышающие диаметры лазерных пучков и размеры областей локализации оптического поля; глубина БТОЛ может на несколько порядков величины превышать глубину традиционных дипольных монохроматических тёмных ловушек и может быть сравнима с характерными глубинами знаменитых магнито-оптических ловушек $\sim 1\text{К}$; БТОЛ является диссипативной ловушкой и способна охлаждать частицы до температур $\ll 1\text{К}$. Показано, что распределение частиц по энергиям ε в БТОЛ может иметь вид распределения Тсаллиса (со степенными ”хвостами”). При этом описан новый механизм формирования подобных распределений – нелокальный характер кинетики частиц в БТОЛ, подчинённой уравнению

Фоккера-Планка в энергетическом пространстве с коэффициентами, нелокально зависящими от световых полей.

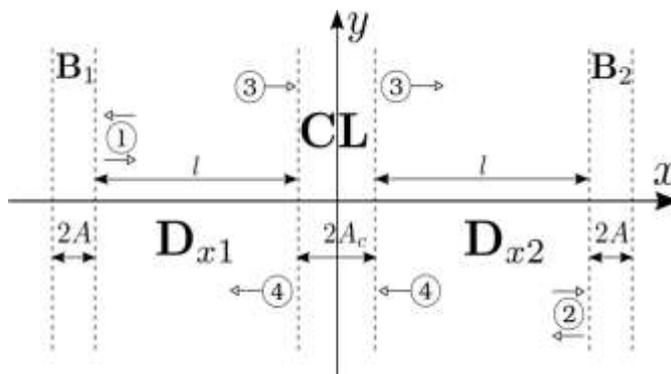


Рис. 4.8. Схема одномерной бихроматической темной охлаждающей ловушки с охлаждающим слоем.

B_1 , B_2 и CL – области (слои) локализации бихроматического поля. Область B_1 – светоиндуцированный отталкивающий барьер для частиц, которые падают на них справа (частица 1 на рисунке), B_2 – светоиндуцированный отталкивающий барьер для частиц, которые падают на них слева (частица 2). CL – охлаждающий слой, в котором на частицы (например, частицы 3 и 4 на рисунке) действует светоиндуцированная сила трения, компенсирующая нагрев атомов, обусловленный квантовыми флуктуациями оптических сил. D_{x1} и D_{x2} – темные области, свободные от излучения. Размеры этих областей значительно превышают размеры отталкивающих барьеров и охлаждающего слоя.

4.4. Разработка математической модели взаимодействия агрегатов слоистых наночастиц, состоящих из двух и более слоев различных материалов, с импульсным лазерным излучением.

Одним из интересных объектов научных исследований в этой области являются агрегаты резонансных наночастиц с различной геометрией от высокоупорядоченных коллоидных кристаллов до хаотичных агрегатов с фрактальной геометрией. Интерес к этим объектам обусловлен тем, что они проявляют уникальные электродинамические свойства в поле оптического излучения. В частности, в них обнаружено гигантское (порядка в 1000 раз) усиление электромагнитного поля, что крайне важно для приложений, связанных с детектированием малых концентраций веществ за счет эффекта комбинационного рассеяния света. Другим интересным явлением является формирование устойчивого во времени спектрального провала при воздействии на среду, содержащую такие агрегаты, лазерным излучением высокой интенсивности. Такой провал формируется на той же длине волны и в той же поляризации, что и вызвавшее его лазерное излучение. Это явление вызвано фотоиндуцированной модификацией агрегатов и получило название эффекта оптической памяти. Формирование таких спектральных провалов крайне быстрый процесс и сопровождается так называемой нелинейной рефракцией света, то есть показатель преломления среды для лазерного импульса изменяется под действием самого этого импульса. При этом может происходить как самофокусировка оптического излучения, так и

его самодиффузия. Эти явления ранее были обнаружены экспериментально, но причины их возникновения оставались неясными.

Агрегаты обычно формируются в растворах путем коагуляции наночастиц, покрытых оболочками из полимерных молекул. Другим способом стабилизации гидрозоля является формирование вокруг частиц двойного электрического слоя (ДЭС). При взаимодействии наночастиц, покрытых ДЭС, возникают силы отталкивания, стабилизирующие золь. Эти оболочки служат стабилизаторами коллоидного раствора и препятствуют непосредственному контакту наночастиц друг с другом. В зависимости от условий парного межчастичного взаимодействия при синтезе агрегатов, происходит формирование структур с разной степенью упорядоченности, как это было показано нами ранее. Помимо простых наночастиц из плазмонных или диэлектрических материалов, интерес представляют слоистые наночастицы, в которых слои состоят из разных материалов. Ранее было показано, что такие частицы проявляют более эффективное поглощение оптического излучения на резонансных длинах волн, что открывает широкие перспективы их практического применения в задачах нанобиомедицины.

Для моделирования взаимодействия агрегатов слоистых наночастиц с внешним оптическим излучением высокой интенсивности разработана комплексная модель, учитывающая электродинамические процессы поглощения энергии электромагнитного поля материалом частиц. При этом в модели учитывается нагрев электронной подсистемы, обмен энергией с ионной решеткой в частице, обмен энергией с внешней средой. На основе ранее созданной модели деформации упругого адсорбционного слоя происходит учет изменения механических его характеристик при нагреве. Разработанная модель позволит в дальнейшем моделировать широкий круг физических процессов в системах связанных наночастиц.

Математическая модель включает в себя следующие блоки.

- Вычисление эффективности поглощения Q_a многослойной наночастицы, которое определяется структурой частиц, свойствами составляющих их материалов, взаимным расположением частиц и зависит от длины волны лазерного излучения. Для расчета Q_a агрегата из L частиц была использована многочастичная теория Ми для многослойных частиц. Диэлектрическая проницаемость ϵ немагнитной оболочки с малой толщиной может существенно отличаться от ϵ объемного материала. Поэтому в расчет была включена поправка ϵ материала слоев частиц, основанная на эффекте конечного размера.

- Нагрев электронной подсистемы частицы с дальнейшей передачей тепла ионной решетке частицы с конечной скоростью. Этот блок является корректным подходом для лазерных импульсов с малой длительностью, сравнимой с характерным временем передачи

энергии между электронной и ионной подсистемами. Характерные времена такой теплопередачи составляют несколько пикосекунд.

- Нагрев частицы. Теплопроводность материалов наночастиц на порядок выше, чем у окружающей среды, поэтому температура наночастиц принималась одинаковой по всему объему на каждом шаге итерации. В модели также учитывается плавление частицы, что может значительно влиять на её оптические свойства.

- Теплообмен с окружающей средой. Нагрев окружающей среды приводит к разрушению и изменению механических свойств окружающего адсорбционного слоя.

- Движение частиц в агрегате под действием сил Ван-дер-Ваальса, межчастичного трения и силы упругой деформации адсорбционного слоя, зависящей от температуры.

Разработанная модель позволяет проводить расчеты со скоростью порядка десяти наносекунд симуляции за несколько часов реального времени.

5. Исследование процессов разделения конвективных течений многокомпонентных смесей в термодиффузионных колоннах, разработка теоретических основ измерения коэффициентов переноса в таких смесях и их применение для обработки данных космических экспериментов, создание математических моделей переноса ионов в нанопористых мембранах

5.1. Исследование процессов разделения и устойчивости конвективных течений многокомпонентных смесей в термодиффузионной колонне

Явление термодиффузии (эффекта Соре) связано с возникновением потока массы под действием градиента температуры. Во многих жидких смесях этот эффект может быть достаточно слабым, однако он играет важную роль во многих природных и технологических процессах. Описание и предсказание процессов переноса тепла и массы в смесях во многом зависит от знания коэффициентов переноса. Одним из экспериментальных методов измерения коэффициентов переноса, в частности коэффициентов диффузии и термодиффузии, является термодиффузионная колонна. В отличие от бинарных смесей измерения для многокомпонентных смесей оказываются более трудоемкими. Комплексный экспериментально-теоретический подход к исследованию эффекта Соре в термодиффузионной колонне позволяет повысить эффективность разработанных методик измерения и анализа данных. Экспериментальные измерения коэффициентов термодиффузии для тройных смесей выполняются в лаборатории Университета Мондрагона (Испания). Для теоретического исследования используются методы механики сплошных сред и теории дифференциальных уравнений в частных производных.

В работе исследуется замкнутая колонна высотой $2h$, состоящая из двух коаксиальных цилиндров, радиусы которых r_1 и r_2 , $r_1 < r_2$. В зазор между цилиндрами шириной L помещена смесь с массовой долей i -го растворенного компонента C_i . Стенки поддерживаются при постоянных температурах $T_0 \pm \Delta T/2$; внутренний цилиндр является нагретым. При отношении $2h/L$ порядка 10^2 и более конвективное течение, возникающее под действием горизонтального градиента температуры T , строго вертикально. В замкнутой колонне градиент температуры между стенками вызывает градиент концентрации компонентов смеси в горизонтальном направлении. В результате тепловой конвекции концентрация одних компонентов смеси возрастает вверху колонны, концентрация других – внизу колонны. В эксперименте разность этих концентраций между концами колонны позволяет определить коэффициенты термодиффузии.

Решение задачи о стационарном разделении многокомпонентной смеси в цилиндрической колонне построено в цилиндрических координатах с целью учесть влияние кривизны и отношения радиусов цилиндров на процесс разделения. Для этого также введено отношение радиусов цилиндров $\delta = r_1 / r_2$. Для многокомпонентной смеси вклад i -го компонента в конвективное течение, вызванное эффектом термодиффузии, охарактеризован отношением разделения ψ_i (отражает физические свойства смеси); вертикальное разделение описано с помощью концентрационных чисел Рэлея R_i (пропорциональным вертикальным градиентам концентрации). Многокомпонентная смесь в целом охарактеризована суммарным отношением

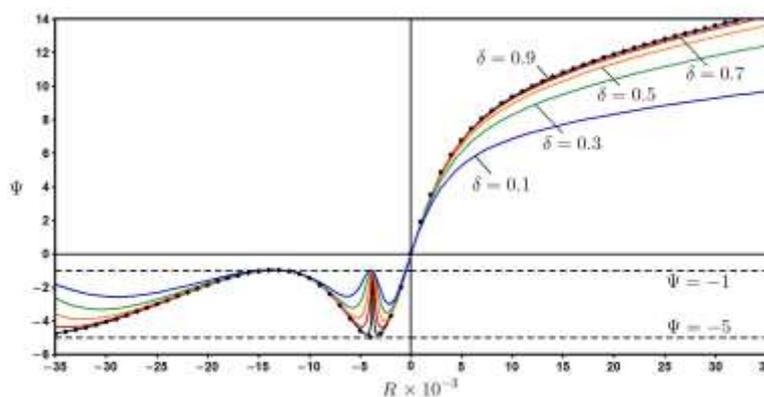


Рис. 5.1. Зависимость суммарного отношения разделения Ψ от суммарного концентрационного числа Рэлея R . Точки соответствуют случаю плоской колонны.

разделения $\Psi = \psi_1 + \dots + \psi_{n-1}$ и суммарным концентрационным числом Рэлея $R = R_1 + \dots + R_{n-1}$.

Связь между параметрами R и Ψ в виде зависимости $\Psi(R)$ показана на Рис. 5.1. Как видно из рисунка, в колоннах с меньшим δ при фиксированном значении Ψ вертикальное разделение смеси сильнее, поскольку с уменьшением δ величина R становится больше.

При увеличении суммарного отношения разделения Ψ скорость конвективного течения и концентрация растворенных компонентов вблизи внутренней стенки возрастает, и, как следствие, усиливается термодиффузионное разделение смеси в вертикальном направлении.

В ходе исследования также получены коэффициенты термодиффузии с учетом зависимости плотности смеси от концентрации компонентов, предложен критерий учета переноса массы за счет диффузии в вертикальном направлении, а также исследована зависимость вертикального разделения смеси от разности температур между стенками.

Решение задачи о нестационарном разделении многокомпонентной смеси в цилиндрической термодиффузионной колонне строится в предположении, что стационарные профили температуры и скорости в поперечном сечении колонны установились, поскольку

отношение высоты колонны $2h$ к ширине зазора L имеет порядок 10^2 и более. Решение задачи строится в терминах концентрации $\Delta\bar{C}$, усредненной по сечению цилиндрической колонны.

Для анализа процесса разделения рассмотрена тройная смесь додекан – изобутилбензол – триэтиленгликоль. Массовые доли компонентов равны $1/3$, средняя температура в колонне $T_0=25$ °С. Колонна имеет высоту $2h = 0.5$ м и с ширину зазора $L = 1$ мм, разность температур между стенками $\Delta T = 4$ °С. Параметры экспериментальной установки и физические свойства смеси взяты из экспериментальных данных.

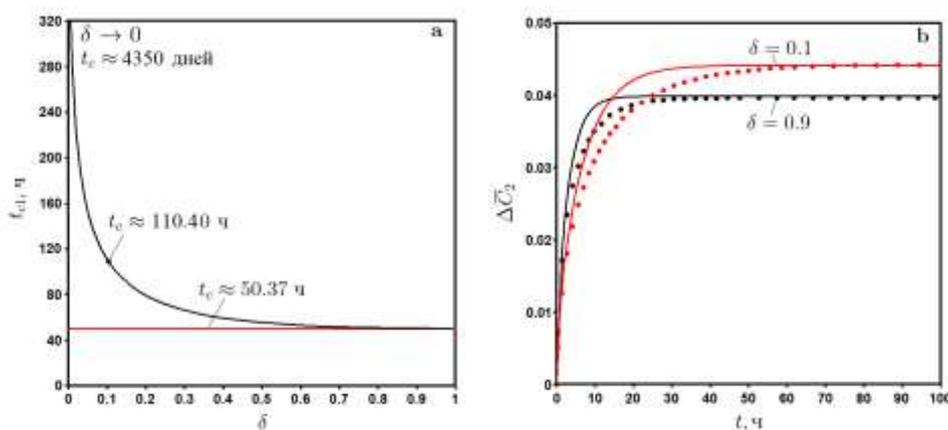


Рис. 5.2. (а) Характерное время t_{cl} для смеси додекан – изобутилбензол – тетралин. Красная линия соответствует плоской колонне. (б) Эволюция разности средней концентрации изобутилбензола для различных колонн: точное (сплошная линия) и численное (точечная линия) решения.

На Рис. 5.2.а показана зависимость времени t_{cl} установления стационарного режима (для тройной смеси их два) от отношения радиусов цилиндров δ для исследуемой смеси. Из рисунка видно, что характерное время существенно зависит от отношения радиусов цилиндров. При $\delta \rightarrow 1$ характерное время соответствует случаю плоской колонны.

Выполнено также численное моделирование разделения смеси додекан – изобутилбензол – триэтиленгликоль в программе ANSYS Fluent для цилиндрических колонн с различными отношениями радиусов цилиндров. На Рис. 5.2.б показана эволюция разности средней концентрации $\Delta\bar{C}$ изобутилбензола между низом и верхом колонны. Как видно из рисунка, разделение смеси немного больше в колонне с $\delta = 0.1$. Однако, согласно Рис. 5.2.а при уменьшении отношения радиусов цилиндров характерное время возрастает существенно.

Надежные экспериментальные измерения коэффициентов термодиффузии в колонне возможны только при устойчивом стационарном конвективном течении. Одним из

механизмов развития неустойчивости является аномальная термодиффузия (аномальный эффект Соре). При аномальном эффекте тяжелые компоненты накапливаются в нагретой области, в верхней части колонны, что создает потенциально неустойчивую стратификацию.

Исследование аномального эффекта Соре выполнено с помощью численного моделирования разделения бинарной смеси на основе экспериментальных данных. Комплексный экспериментально-теоретический подход к исследованию устойчивости разделения смесей в термодиффузионной колонне применяется впервые. Результаты исследования опубликованы в работе [9].

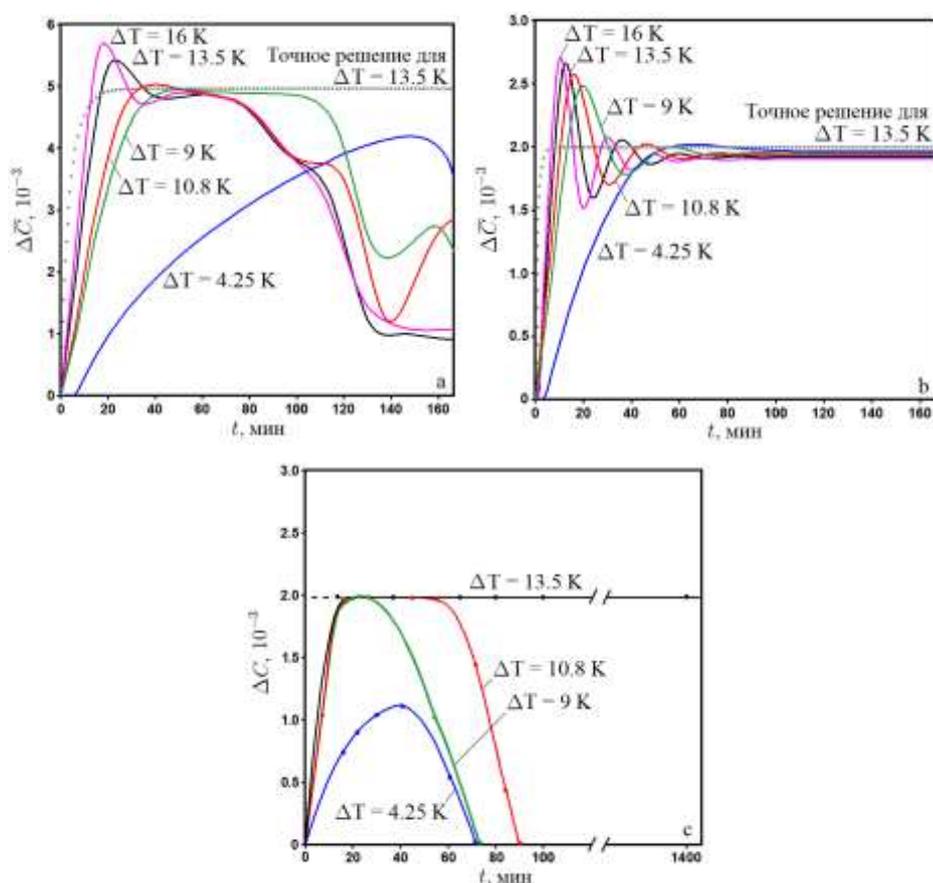


Рис. 5.3. Эволюция разности средней концентрации этанола ΔC между низом и верхом колонны в цилиндрических колоннах для различных ΔT между стенками: (а) колонна I (численный расчет), (б) колонна II (численный расчет), (с) колонна II (эксперимент).

Рассмотрена смесь этанол – вода, которая обладает аномальной термодиффузией в диапазоне концентрации этанола до 30 %, с массовой долей этанола 0.2204 из эксперимента в Университете Мондрагона (Испания). Численное моделирование выполнено для колонн высотой $2h = 0.42 \text{ м}$ и зазорами $L = 1.54 \text{ мм}$ (колонна I) и $L = 1.93 \text{ мм}$ (колонна II). Разности

температур ΔT между стенками соответствуют эксперименту и составляют 4.25, 9, 10, 13.5, 16 °С. Физические свойства смеси также взяты из экспериментальных данных.

На Рис. 5.3 показана эволюция разности средней концентрации этанола между низом и верхом колонн I и II для различных ΔT между стенками. Согласно эксперименту для колонны II (Рис. 5.3.с) при малых разностях температур между стенками (синяя, зеленая и красная линии) вертикальное разделение смеси исчезает в связи с развитием конвективной неустойчивости в колонне. При достижении критической разности температур (для исследуемой смеси это 13.5°С, черная линия на Рис. 5.3.с) конвективное течение в колонне остается устойчивым, и стационарная разность концентраций этанола между концами колонны не изменяется со временем.

Согласно численному моделированию, развитие конвективной неустойчивости зависит от ширины зазора и от отношения радиусов цилиндров. Расчеты для колонны I (Рис. 5.3.а) показывают, что разделение смеси является неустойчивым для всех приложенных разностей температур. Исследование для колонны II (Рис. 5.3.с), наоборот, показывает устойчивое разделение смеси во всех случаях в численном моделировании, но не в эксперименте, описанном в работе *Vou–Ali M.M. et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. № 1. pp. 1250–1252.* Объяснение может быть следующим. Экспериментальная установка не является идеально симметричной системой, и даже небольшое отклонение от осевой симметрии может нарушить конвективный баланс. С увеличением разности температур между стенками до некоторого порогового значения конвективный поток становится достаточно сильным, чтобы поддерживать разделение смеси с обратным градиентом плотности, т. е. при котором тяжелый компонент (вода) накапливается в верхней части колонны, в стационарном состоянии.

5.2. Разработка теоретических основ методов измерения коэффициентов переноса в многокомпонентных смесях и их применение для обработки данных наземных и космических экспериментов

5.2.1. Алгоритмы обработки экспериментальных данных. В период с 2016 по 2019 год на Международной космической станции проводилась серия экспериментов DCMIX, в рамках которой исследовались коэффициенты *Core* в тройных смесях. Эксперимент проводится в два этапа. Вначале в однородной смеси, находящейся в прямоугольной ячейке, создается разность температур между противоположными стенками, которая приводит к возникновению разности концентраций под действием термодиффузии (этап *Core*). После

установления стационарного состояния разность температур снимается. Далее происходит перемешивание смеси под действием диффузии при постоянной температуре (этап диффузии). Регистрация изменения концентраций компонентов в пространстве и во времени проводится с помощью оптической интерферометрии. Принцип измерения основан на интерференции пучка лазерных лучей, прошедшего через ячейку, с невозмущенным пучком, прошедшим мимо ячейки. Возмущение пучка лучей происходит в силу зависимости показателя преломления от концентрации и температуры.

Для определения концентраций компонентов в тройных смесях необходимо использование двух лазерных лучей с различными длинами волн, в то время как для бинарных смесей достаточно одного лазерного луча. Регистрация интерференционных картин и последующая обработка позволяют восстановить изменение поля концентрации со временем. Сопоставление этих данных с точным решением уравнений переноса тепла и массы позволяет определить коэффициенты диффузии и термодиффузии. В рамках данного проекта были разработаны математические алгоритмы для обработки данных о пространственно-временной зависимости показателя преломления лазерных лучей, прошедших через ячейку с многокомпонентной смесью. Алгоритмы основаны на многопараметрической минимизации целевой функции ошибки (суммы квадратов разностей расчетных и экспериментальных данных) с помощью симплекс-метода Нелдера-Мида.

На Рис. 5.4 для смеси толуол – метанол – циклогексан показаны зависимости разностей показателей преломления двух лазерных лучей (670 нм и 935 нм) между точками, симметричными относительно середины рабочей ячейки:

$$\Delta n_i(t, z') = n_i(t, L/2 + z') - n_i(t, L/2 - z'), \quad i = 1, 2,$$

Значение $z' = L/2$ соответствует разности между нагретой стенкой ($z=L$) и холодной стенкой ($z=0$). Увеличение абсолютной величины разности показателей преломления происходит в силу изменения концентрации компонентов, которое вызвано разделением смеси под действием термодиффузии. Из Рис. 5.4 видно, что подгонка параметров (коэффициентов Соре и диффузии) в математической модели позволяет корректно описать экспериментальные

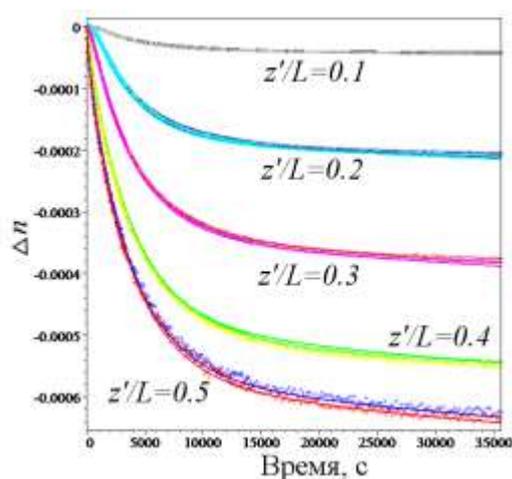


Рис. 5.4. Зависимость разности показателей преломления лазерных лучей (670 нм и 935 нм) между симметричными точками (z/L) относительно середины ячейки от времени для смеси толуол-метанол-циклогексан. Точки – эксперимент, линии – многопараметрическая подгонка математической модели.

результаты и тем самым определить данные коэффициенты. В результате обработки экспериментальных данных были получены следующие зависимости коэффициентов S_{ore} толуола и метанола от температуры в диапазоне 20–35 °C:

$$S_{T1} = (0.7774 - 0.0126 T) \times 10^{-3} \text{ K}^{-1},$$

$$S_{T2} = (-2.2486 + 0.0475 T) \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}.$$

5.2.2. *Анализ коэффициентов диффузии в многокомпонентных смесях.* В настоящее время объем экспериментальных данных по коэффициентам диффузии для смесей с тремя и большим числом компонентов остается ограниченным, поскольку в отличие от бинарной смеси для смеси из n компонентов должно быть измерено $(n - 1)^2$ коэффициентов диффузии. Измерение коэффициентов диффузии для некоторых тройных смесей проводится с 2011 года в рамках экспериментов DCMIX на МКС и в Свободном университете Брюсселя (Бельгия).

Согласно закону Фика, диффузионный поток компонентов смеси пропорционален градиенту их концентрации, где коэффициенты диффузии служат коэффициентами пропорциональности. Три основных формы закона Фика задают среднеобъемную, средномолярную и среднемассовую системы отсчета соответственно. Коэффициенты пропорциональности D^V , D^M , D^m – это матрицы коэффициентов диффузии (матрицы 2×2 для тройных смесей) в соответствующих системах отсчета; и в общем случае они не равны между собой.

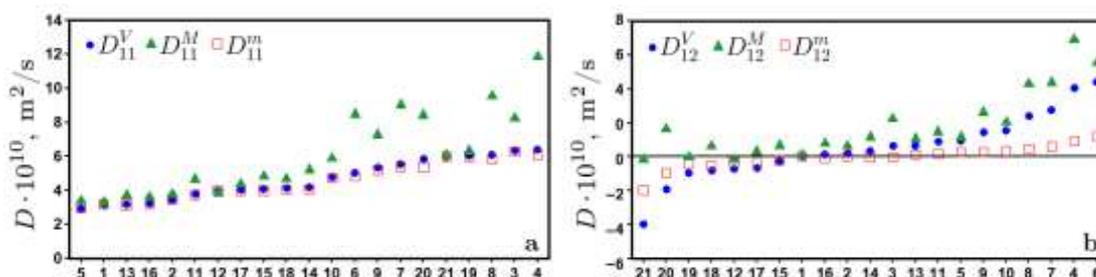
В ходе исследований выполнен анализ зависимости коэффициентов диффузии тройных смесей от системы отсчета на примере данных из экспериментов DCMIX. До настоящего времени подобных систематических исследований в литературе описано не было в связи с

ограниченностью экспериментальных данных для многокомпонентных смесей. Для анализа выбраны смеси додекан – изобутилбензол – тетрагидронафталин (2011 год) и вода – этанол – триэтиленгликоль (2013 год). Результаты исследования опубликованы в работе [8].

Для смеси додекан – изобутилбензол – тетрагидронафталин установлено, что ее коэффициенты диффузии имеют лишь небольшую зависимость от системы отсчета. При этом в среднеобъемной и среднемассовой системах отсчета главные коэффициенты практически совпадают. Наибольшее отклонение главных коэффициентов в среднемольярной системе отсчета от коэффициентов в других системах составляет порядка 10-20 %.

На Рис. 5.5 показаны коэффициенты диффузии для смеси вода – этанол – триэтиленгликоль во всех трех системах отсчета. Как видно из рисунка, главные коэффициенты диффузии смеси варьируются незначительно, от 3 до 6.5×10^{-10} м²/с для D_{11}^M и от 1.3 до 5.9×10^{-10} м²/с для D_{22}^M . При этом коэффициент перекрестной диффузии D_{12}^M изменяется гораздо больше, от -4.0 до 4.4×10^{-10} м²/с. Отклонение главных коэффициентов в среднемольярной системе отсчета от коэффициентов в других системах довольно велико, до 85 %. Коэффициенты перекрестной диффузии различаются наиболее существенно, разница между ними до 8 раз больше для отдельных композиций смеси.

Для данной смеси были получены отрицательные главные коэффициенты диффузии D_{22}^M в среднемольярной системе отсчета (Рис. 5.5.d, номера 4, 6, 7, 8). До настоящего момента отрицательные главные коэффициенты не были измерены экспериментально. В ходе дополнительного анализа было установлено, что наибольшее влияние на значение главного коэффициента D_{22}^M оказывают коэффициенты перекрестной диффузии в исходной, среднеобъемной системе отсчета. Эти коэффициенты имеют большую погрешность измерений. В результате выполнена коррекция экспериментальных значений этих коэффициентов в пределах их измерительной погрешности. Таким образом, проведенный теоретический анализ может служить методом дополнительной проверки точности экспериментальных данных.



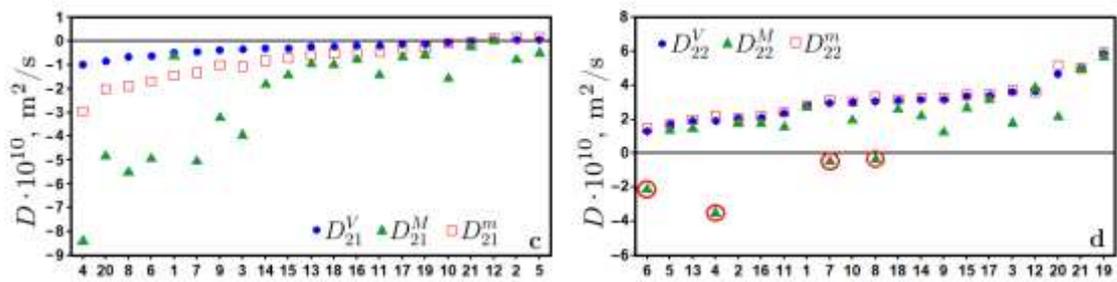


Рис. 5.5. Коэффициенты диффузии смеси вода – этанол – триэтиленгликоль в трех системах отсчета. Сортировка в порядке возрастания D_{ij}^V в среднеобъемной системе отсчета. На горизонтальной оси отложен порядковый номер композиции (набора концентраций компонентов) смеси.

5.3. Создание математических моделей переноса ионов в нанопористых мембранах

Мембрана представляет собой барьер, разделяющий две фазы и обеспечивающий выборочный перенос компонентов этих фаз под действием движущей силы (градиента концентрации, электрического потенциала или давления). Если поверхность пор мембраны является заряженной, а размер пор соотносится с длиной Дебая (несколько нанометров), то такая мембрана способна осуществлять селективный перенос ионов.

Ранее нами была предложена методика синтеза нанопористых мембран из нановолокон оксида алюминия – Nafen™. Электрическая проводимость поверхности пор достигается путем нанесения углеродного слоя (2–3 нм) посредством химического осаждения из газовой фазы (CVD).

Способность мембраны осуществлять селективный перенос исследуется посредством измерения мембранного потенциала, представляющего собой разность потенциалов между двумя резервуарами с различными концентрациями раствора соли C_L и C_R , разделенными мембраной. Разность потенциалов возникает за счет скачков потенциала на границах мембрана – раствор, вызванных повышением концентрации противоионов внутри поры. Измерения мембранного потенциала проводятся в ячейке, состоящей из двух полуячеек, между которыми зажата мембрана. В каждой из них размещен электрод Ag/AgCl, подключённый к потенциостату ПИ–50Pro (Элинс, Россия). Через полуячейки прокачиваются растворы с помощью насоса по замкнутому циклу.

Математическое моделирование мембранного потенциала осуществляется на основе уравнений Навье-Стокса, Нернста-Планка и Пуассона в двумерной постановке. Рассматривается цилиндрическая пора радиуса R и длины L с поверхностной плотностью заряда σ ($R=8$ нм, $L=400$ мкм). Вводятся характерные масштабы продольного L и радиального R направлений, потенциала $R_g T / F$, концентрации ионов C_0 , давления $R_g T C_0$ и скорости D_- / R . После перехода к безразмерным величинам потенциал φ , концентрации ионов c_{\pm} и давление p представляются в виде

$$\varphi(r, z) = \phi_v(z) + \psi(r, z), \quad c_{\pm}(r, z) = c_v(z) \exp(m\psi(r, z)), \quad (5.1)$$

$$p(r, z) = p_v(z) + 2c_v(z) \cosh(\psi(r, z)).$$

Функция ψ является решением уравнения Пуассона с граничным условием осевой симметрии

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi(r, z)}{\partial r} \right) = \frac{c_v(z)}{\lambda^2} \sinh(\psi(r, z)), \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r}(0, z) = 0. \quad (5.3)$$

Здесь $\lambda = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 R_g T / 2 C_0 F^2 R^{-1}}$ – безразмерная длина Дебая, R_g – универсальная газовая постоянная, T – температура, F – постоянная Фарадея, ε_0 – электрическая постоянная, ε – относительная диэлектрическая проницаемость, $C_0 = 1$ мМ – постоянная (характерная) концентрация ионов.

В случае постоянной плотности заряда на стенке σ_s задается граничное условие

$$\frac{\partial \psi}{\partial r}(1, z) = \sigma_s. \quad (5.4)$$

Переменные $\phi_v(z)$, $c_v(z)$ и $p_v(z)$ могут быть найдены в результате решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\left(\frac{dp_v}{dz}, \frac{1}{c_v} \frac{dc_v}{dz}, \frac{d\phi_v}{dz} \right)^T = L(\bar{v}, \bar{j}, \bar{i})^T, \quad (5.5)$$

где \bar{v} – объемный поток (скорость), $\bar{j} = \bar{j}_+ + \bar{j}_-$ – полный поток ионов, $\bar{i} = \bar{j}_+ - \bar{j}_-$ – ионный ток (все потоки безразмерные и осредненные по поперечному сечению), $L = -(L^0)^{-1}$ – матрица размерности 3×3 , которая определяется через функции $\psi(r, z)$ и $c_v(z)$.

При моделировании равновесного мембранного потенциала предполагается, что ионный ток равен нулю ($\bar{i} = 0$). В этом случае система уравнений (5.5) принимает вид

$$\frac{dp_v}{dz} = L_{11}\bar{v} + L_{12}\bar{j}, \quad \frac{1}{c_v} \frac{dc_v}{dz} = L_{12}\bar{v} + L_{22}\bar{j}, \quad \frac{d\phi_v}{dz} = L_{13}\bar{v} + L_{23}\bar{j}, \quad (5.6)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} z=0: & \quad p_v = -2c_L, & c_v = c_L, & \phi_v = 0, \\ z=1: & \quad p_v = -2c_R, & c_v = c_R, & \phi_v = \Delta\varphi, \end{aligned} \quad (5.7)$$

которые соответствуют различным концентрациям и равным полным давлениям в резервуарах. Здесь $\Delta\varphi$ – безразмерная разность потенциалов между резервуарами (мембранный потенциал).

На Рис. 5.6 показана зависимость мембранного потенциала в водном растворе NaCl от $\log(C_L/C_R)$ при $C_R = 1$ мМ и $C_R = 10$ мМ; при этом рассчитанные значения плотности поверхностного заряда $\sigma = 1.96$ мКл/м² и $\sigma = 4.8$ мКл/м² соответственно. Плотность поверхностного заряда определяется путем подгонки параметров теоретических кривых таким образом, чтобы они описывали экспериментальные данные с наименьшей ошибкой. Поверхность

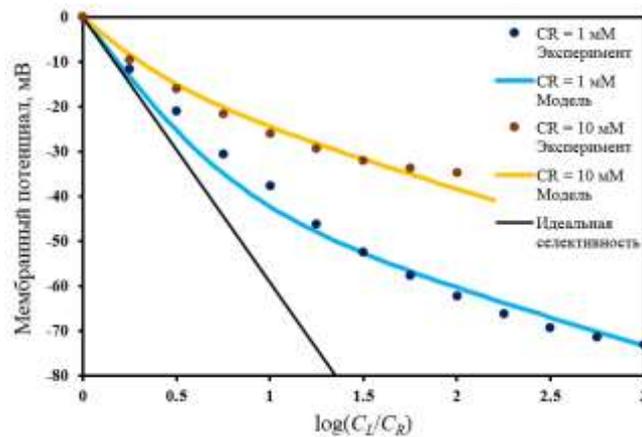


Рис. 5.6. Зависимость мембранного потенциала от логарифма отношения концентраций в водном растворе NaCl.

мембраны заряжена положительно, поэтому мембрана является анион-селективной. Ее селективность возрастает с уменьшением концентрации C_R за счет более полного перекрытия двойных электрических слоев в порах.

Таким образом, построена математическая модель транспорта ионов через заряженную мембрану. Показано, что данная модель позволяет успешно описать экспериментальные зависимости мембранного потенциала от отношения концентраций в резервуарах.

Одним из современных направлений является разработка «умных» мембран, которые способны влиять на транспортные свойства целевых компонентов посредством внешнего воздействия. В случае заряженных компонентов в качестве такого воздействия может выступать электрическое поле, создаваемое проводящей поверхностью пор.

В рамках проекта разработана математическая модель ионной проводимости нанопоры с проводящей поверхностью, выполнены расчеты и проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными. Рассматривается цилиндрическая пора длины L и радиуса R , соединяющая два резервуара, в которых поддерживается постоянная концентрация C_0 бинарного 1:1 электролита. Между резервуарами имеется постоянная разность потенциалов U (при этом в резервуарах задаются потенциалы $\pm U/2$ соответственно), в то время как потенциал поверхности поры равен Φ_s . Удельная проводимость нанопоры (См/м) определяется как

$$\kappa = -\frac{I L}{U A}, \quad (5.8)$$

где I – ионный ток, $A = \pi R^2$ – площадь поперечного сечения поры.

Математическое моделирование ионной проводимости осуществляется на основе модели пространственного заряда (5.1)-(5.3), (5.5). В случае постоянного потенциала на поверхности поры вместо (5.4) задается граничное условие

$$\varphi(1, z) = \varphi_s - \phi_v(z), \quad (5.9)$$

где φ_s – безразмерный потенциал поверхности. При моделировании ионной проводимости поры граничные условия для системы (5.5) имеют вид

$$\begin{aligned} z=0: & \quad p_v = -2c_0, & c_v = c_0, & \phi_v = \phi_L, \\ z=1: & \quad p_v = -2c_0, & c_v = c_0, & \phi_v = \phi_R. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Они соответствуют постоянным концентрациям и равным полным давлениям в резервуарах. Безразмерная разность потенциалов между резервуарами определяется как $\Delta\varphi = \varphi_R - \varphi_L$.

В работе был предложен метод расчета проводимости поры путем совместного решения задач (5.2), (5.3), (5.9) и (5.5), (5.10). В результате определяется безразмерное значение ионного тока \bar{i} . Из (5.8) для удельной проводимости получается формула

$$\kappa = -\frac{D_0 C_0 F^2}{R_g T} \frac{\bar{i}}{\varphi_R - \varphi_L}.$$

На Рис. 5.7 показана зависимость ионной проводимости поры от потенциала ее поверхности для различных разностей потенциалов между резервуарами. Минимум проводимости достигается при нулевом потенциале поверхности и разности потенциалов, стремящейся к нулю. Это значение соответствует водному раствору KCl с концентрацией 10 мМ. Увеличение абсолютной величины потенциала поверхности приводит к повышению концентрации противоионов внутри поры (т.е. носителей заряда), что вызывает соответствующий рост ионной проводимости. В то же время, на графиках видно, что проводимость растет с

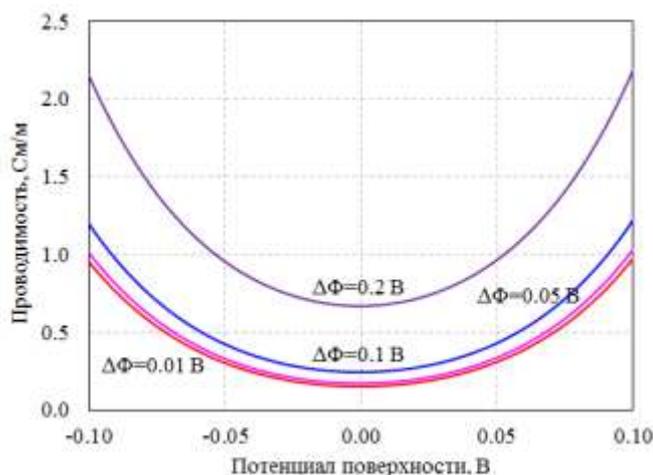


Рис. 5.7. Зависимость ионной проводимости поры от потенциала ее поверхности для различных разностей потенциалов. Водный электролит 10 мМ KCl, $R = 2$ нм.

увеличением приложенной разности потенциалов. Этот эффект связан с поляризацией проводящей поверхности электрическим полем внутри поры (Ryzhkov I.I. et al, Phys. Rev. Letters, 2017. V. 119, 226001). В результате на поверхности поры формируется электронный заряд, меняющийся от отрицательного к положительному в направлении электрического поля. Это, в свою очередь, вызывает увеличение концентрации анионов (катионов) в области

положительного (отрицательного) заряда соответственно. Таким образом, внутри поры растет концентрация носителей заряда, что и объясняет рост ионной проводимости с увеличением приложенной разности потенциалов.

На Рис. 5.8 показаны вольтамперные кривые для системы из трех углеродных нанотрубок, полученные экспериментально в работе Yazda et al, *Nanoscale*, 2017, 9, 11976. Видно, что ионный ток увеличивается с ростом приложенной разности потенциалов нелинейным образом. Это свидетельствует о зависимости проводимости от разности потенциалов. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных свидетельствует в пользу гипотезы о том, что рост проводимости обусловлен поляризацией проводящей поверхности поры внешним электрическим полем.

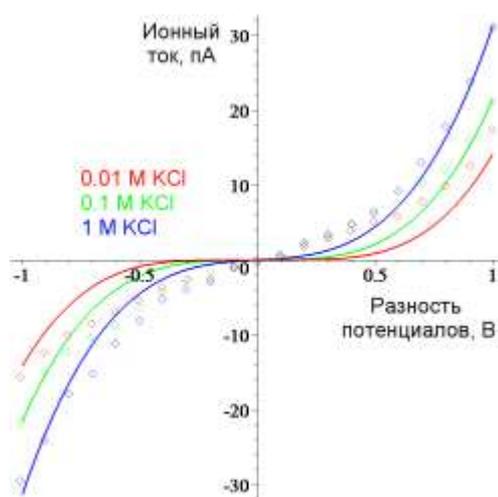


Рис. 5.8. Вольтамперные кривые для углеродных нанотрубок. Точки – экспериментальные данные (Yazda et al, *Nanoscale*, 2017, 9, 11976), кривые – численный расчет. Водный электролит KCl, $R = 0.7$ нм, $L = 40$ мкм.

Таким образом, в ходе работы построена математическая модель ионной проводимости нанопоры с проводящей поверхностью и получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, отчет содержит результаты работы, выполненной в 2017-2020 годах по государственному заданию 0356-2019-0014 "Разработка информационно-вычислительных моделей сложных динамических систем и процессов в ближнем космосе". Объектом исследования являлись сложные динамические процессы в физических средах, включая ближний космос и функционирование космических аппаратов в такой среде, с целью создания и использования новых информационно-математических моделей сложных динамических процессов в физических средах.

Работа по проекту осуществлялась по пяти разделам. По ним получены следующие результаты.

В области разработки вычислительных моделей и валидации разработанных программ для расчета тепловых режимов функциональных узлов и модулей космических аппаратов в ИВМ СО РАН проводятся работы по созданию и внедрению встроенных интеллектуальных систем мониторинга и контроля тепловых режимов бортового оборудования космических аппаратов. Разработка и использование таких систем является перспективным направлением, направленным на повышение качества и надежности сложных устройств. В АО «Информационные спутниковые системы» (г. Железногорск) запланировано применение встроенных интеллектуальных систем контроля тепловых режимов на борту создаваемых космических аппаратов.

В отчете представлена математическая модель для восстановления тепловых полей по показаниям датчиков встроенных систем измерения температур, которая позволяет определять распределения температур бортовой аппаратуры и источников тепла (радиоэлементов). В ходе восстановления поля решается обратная задача по поиску таких значений входных параметров теплофизической модели (мощностей тепловыделения элементов, температуры теплоотводящего основания, характеристик окружающей среды), при которых расчетные показания температур в точках установки датчиков совпадают с измеренными значениями. При этом найденные параметры могут быть использованы для выявления причины отклонения теплового режима.

Проведены вычислительные эксперименты с использованием модели восстановления поля на реальном опытном образце силового модуля космического аппарата. Рассмотрена точность восстановления в зависимости от погрешности измеряемых температур встроенными датчиками. Для характерного режима работы модуля при погрешности датчиков ± 1.0 °C отклонение восстановленного теплового поля от точного значения не

превышало 3 °С, восстановленные значения температур радиоэлементов отклонялись от точных значений не более 6 °С.

Разработан подход к определению в режиме реального времени мощностей, подаваемых на элементы блока радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Разработанный алгоритм использует данные, в реальном времени поступающие от системы встроенных температурных датчиков. Далее по набору восстановленных в реальном времени мощностей, подаваемых на каждый элемент, определяется режим работы всего блока РЭА. Алгоритм позволяет заподозрить отклонения от нормальной работы блока, если предсказанный набор мощностей не соответствует ни одному из штатных режимов. Алгоритм протестирован и верифицирован экспериментами на многофункциональном лабораторном стенде, который имитирует работу блока РЭА в условиях эксплуатации, приближенных к условиям на борту космического корабля.

В области разработки физико-математических моделей и численных алгоритмов для расчетов распределений ионосферных электрических полей и токов, а также диссипативных слоев в космической плазме с учетом эффектов Холла и ее неоднородной проводимости достигнуты следующие результаты. Круг создаваемых математических моделей космической плазмы касается важных гидродинамических и электромагнитных процессов в таких областях, как верхняя атмосфера, ионосфера и токовый слой магнитосферного хвоста. Взаимодействие этих областей осуществляется посредством электрических полей и токов. При этом ионосфера представляет собой омическую нагрузку, обеспечивая замыкание электрических токов, генерируемых в атмосфере и магнитосфере физическими механизмами различной природы.

Численно исследовано проникновение квазистационарного электрического поля от земной поверхности в ионосферу. Построенная модель впервые позволила предсказать распределение электрического поля в ионосфере, создаваемое атмосферными токами. Ионосферные возмущения над областями с высокой сейсмической активностью представляют большой практический интерес в связи с надеждой их использования как предвестников землетрясений.

В результате моделирования токового слоя магнитосферного хвоста показано, что ключевым фактором его неустойчивости является изгиб слоя, возникающий при сильном наклоне вектора магнитного момента Земли по отношению к скорости солнечного ветра. Развитие неустойчивости токового слоя может приводить к генерации электрических полей и токов, вызывающих наблюдаемые ионосферные возмущения.

В области разработки алгоритмов для решения нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа достигнуты следующие результаты. В ходе

численного моделирования течений вязкого газа модифицирована математическая модель нестационарного сверхзвукового обтекания пространственного тела вязким теплопроводным газом. Уравнения Навье-Стокса записаны в форме с субстанциональными производными, приводящими к поиску неизвестных функций в гильбертовых пространствах. Предложены новые краевые условия на границе расчётной области в методе конечных элементов, выведенные по аналогии с известными краевыми условиями для вязкой несжимаемой жидкости, и исследована область их эффективного применения.

Для дискретизации дифференциальных уравнений применяется смешанный эйлерово-лагранжев (полулагранжев) подход: для аппроксимации операторов переноса субстанций (плотности, компонент скорости и энергии) вдоль траекторий применяется лагранжева аппроксимация, а для остальных слагаемых применяется метод конформных конечных элементов в эйлеровой форме. Такой подход позволяет получить сеточные уравнения, для которых выполняются законы сохранения массы и полной энергии на дискретном уровне.

С помощью разностных схем с такой аппроксимацией проведены вычислительные эксперименты для двумерных математических моделей сверхзвукового обтекания клина, уступа, микропазов, а также для трехмерных задач течения газа и формирования газовых выбросов.

В области вычислительного и математического моделирования для разработки и обоснования новых методов оптического манипулирования резонансными атомами, ионами, кластерами и наночастицами получены следующие результаты. Посредством суперкомпьютерного моделирования стохастической динамики ионов в полихроматической оптической решётке обосновано новое решение проблемы полностью оптического удержания холодных ионных кулоновских кристаллов в течение длительного времени (по сравнению с монохроматическими оптическими решетками). Новый метод может быть использован для улучшения характеристик приборов, *основанных* на ионных ловушках.

На основе компьютерного моделирование разлета электрон-ионной ультрахолодной плазмы в сильном однородном магнитном поле продемонстрирована существенная роль образования нейтральных электрон-ионных пар в нагреве ионов и разлете плазмы. Тем самым показана необходимость учёта этого фактора в моделях лазерного охлаждения ультрахолодной плазмы, удерживаемой магнитным полем.

На основе моделирования воздействия импульсного лазерного излучения на двухслойные наночастицы установлена перспективность практического использования *для фототермальной терапии*, позволяющей селективно уничтожать злокачественные клетки в живых организмах.

В области исследования процессов разделения конвективных течений многокомпонентных смесей в термодиффузионных колоннах, разработки теоретических основ измерения коэффициентов переноса в таких смесях и их применения для обработки данных космических экспериментов, создания математических моделей переноса ионов в нанопористых мембранах получены следующие результаты.

Разработаны математические алгоритмы для определения коэффициентов диффузии и термодиффузии (Соре) на основе обработки экспериментальных данных серии экспериментов DCMIX на Международной космической станции. Коэффициенты рассчитываются на основе пространственно-временных зависимостей показателя преломления лазерных лучей, прошедших через ячейку с многокомпонентной смесью (метод цифровой оптической интерферометрии). Выполнен анализ зависимости коэффициентов диффузии тройных смесей от выбора системы отсчета. Установлена незначительная (или существенная) зависимость коэффициентов диффузии от системы отсчета для смесей с линейной (и, соответственно, нелинейной) зависимостью молярного объема от молярных долей компонентов. Проведена коррекция исходных коэффициентов перекрестной диффузии в пределах измерительной ошибки, что послужило дополнительной проверкой экспериментальных данных, недоступной другими методами.

Впервые исследована устойчивость разделения смесей с аномальным эффектом Соре в термодиффузионной колонне. Теоретический анализ показал, что характерное время установления стационарного режима в колонне существенно возрастает при уменьшении отношения радиусов цилиндров, при этом разделение смеси усиливается незначительно. Согласно эксперименту, разделение смеси с аномальным эффектом Соре в цилиндрической колонне может быть устойчивым, если разность температур между стенками превышает пороговое значение для исследуемой системы. Численное моделирование показало, что развитие конвективной неустойчивости также зависит от ширины зазора между стенками колонны и отношения радиусов цилиндров. Эти результаты могут использоваться для планирования соответствующих экспериментов.

Разработаны математические модели транспорта ионов в нанопорах с электропроводящей поверхностью. Модели основаны на двумерных уравнениях Навье-Стокса, Нернста-Планка и Пуассона, решаемых в цилиндрической нанопоре с заданными значениями потенциала, концентраций и давления на границах. Установлен новый эффект повышения ионной проводимости нанопоры за счет формирования индуцированного заряда на проводящей поверхности под действием внешнего электрического поля. Индуцированный заряд приводит к повышению концентрации противоионов внутри поры, в результате чего ионная проводимость возрастает с увеличением приложенной разности потенциалов.

Установлено хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными результатами для углеродных нанотрубок. Полученные результаты могут найти применение в системах управляемой нанофильтрации, прямого и обратного электродиализа, а также в области электрохимических сенсоров и нанофлюидных устройств.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Публикации 2020 года

1. Васильев Е.Н. *Термоэлектрическое охлаждение теплонагруженных элементов электроники* // Микроэлектроника. 2020. Т. 49, № 2. С. 133-141. DOI: 10.31857/S054412692002009X.
2. Vasil'ev E.N. *Thermoelectric Cooling of Heat-Loaded Electronics* // Russian Microelectronics. 2020, Vol. 49, No. 2, P. 123-131. DOI: 10.1134/S1063739720020092.
3. Васильев Е.Н. *Определение режимов термоэлектрического охлаждения теплонагруженных элементов электроники* // Микроэлектроника. 2020, Т.49, № 4. С. 297-303. DOI: 10.31857/S0544126920030072.
4. Vasil'ev E.N. *Determination of Thermoelectric Cooling Modes of Heat-Loaded Electronics* // Russian Microelectronics. 2020, Vol. 49, No. 4, P. 278-284. DOI: 10.1134/S1063739720030075.
5. Васильев Е.Н. *Моделирование теплообмена в ребрах охлаждения* // Журнал СФУ. Техника и технологии. 2020, Т. 13, № 6. С.669-676. DOI: 10.17516/1999-494X-0255.
6. Васильев Е.Н. *Расчет характеристик теплообмена ребренной стенки* // Сибирский журнал науки и технологий. 2020. Т. 21, № 2. С.226-232. DOI: 10.31772/2587-6066-2020-21-2-226-232.
7. Karepova E., Shan'ko Yu., Derevyanko V., Nesterov D. *The Determination of Heat Dissipation Power of the Components of an Electronic Unit from the Readings of the Built-in Temperature Sensor System* // American Institute of Physics: Conference Proceedings. 2020, Vol. 2302, Article 120007. DOI:10.1063/5.0033665.
8. Scherf M., Lammer H., Erkaev N.V., Mandt K.E., Thaller S.E., Marty B. *Nitrogen Atmospheres of the Icy Bodies in the Solar System.* //Space Science Reviews. 2020, Vol. 216, Issue 8, Article 123. DOI:[10.1007/s11214-020-00752-0](https://doi.org/10.1007/s11214-020-00752-0).
9. Lammer H., Leitzinger M., Scherf M., Odert P., Burger C., Kubyshkina D., Johnstone C., Maindl T., Schäfer C.M., Güdel M., Tosi N., Nikolaou A., Marcq E., Erkaev N.V., Noack L., Kislyakova K.G., Fossati L., Pilat-Lohinger E., Ragossnig F., Dorfi E.A. *Constraining the early evolution of Venus and Earth through atmospheric Ar, Ne isotope and bulk K/U ratios.* // Icarus, 2020, Vol. 339, Article 113551. DOI: [10.1016/j.icarus.2019.113551](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113551).
10. Ershov A.E., Gerasimov V.S., Isaev I.L., Gavriilyuk A.P., Karpov S.V. *Processes underlying the laser photochromic effect in colloidal plasmonic nanoparticle aggregates* // Chinese Physics B, 2020, Vol. 29(3), Article 037802. DOI:10.1088/1674-1056/ab6551.

11. Ershov A.E., Gerasimov V.S., Bikbaev R.G., Polyutov S.P., Karpov S.V. *Mode coupling in arrays of Al nanoparticles* // J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2020, Vol. 248, Article 106961. DOI:10.1016/j.jqsrt.2020.106961.
12. Utyushev A.D., Zakomirnyi V.I., Ershov A.E., Gerasimov V.S., Karpov S.V., Rasskazov I.L. *Collective Lattice Resonances in All-Dielectric Nanostructures under Oblique Incidence* // Photonics. 2020, Vol. 7(2), Article 24. DOI:10.3390/photonics7020024.
13. Krasnov I.V. *Bichromatic dark trap immersed in a buffer gas with an admixture of resonant atoms* // Laser Physics. 2020, V. 30 (8), Article 085501. DOI: 10.1088/1555-6611/ab99c7.
14. Ershov A.E., Bikbaev R.G., Rasskazov I.L., Gerasimov V.S., Timofeev I.V., Polyutov S.P., Karpov S.V. *Collective resonances in hybrid photonic-plasmonic nanostructures* // J. of Physics: Conference Series. 2020, Vol. 1461, Article 012046. DOI: 10.1088/1742-6596/1461/1/012046.
15. Khrennikov D.E., Titov A.K., Ershov A.E., Pariev V.I., Karpov S.V. *On the possibility of through passage of asteroid bodies across the Earth's atmosphere* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2020, V. 493, N 1, P. 1344-1351. DOI: 10.1093/mnras/staa329.
16. Khrennikov D.E., Titov A.K., Ershov A.E., Klyuchantsev A.B., Pariev V.I., Karpov S.V. *Effect of the surface shape of a large space body on its fragmentation in a planetary atmosphere* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2020, V. 493, N 1, P. 1352-1360. DOI:10.1093/mnras/staa329.
17. Kozlova S.V., Ryzhkov I.I., Bou-Ali M.M. *Modeling of separation in a binary mixture with negative Soret effect in a cylindrical thermogravitational column* // J. Non-Eq. Thermodynamics. 2020, Article 000010151520200045. DOI: <https://doi.org/10.1515/jnet-2020-0045>.
18. Mialdun A., Bou-Ali M.M., Braibanti M., Croccolo F., Errarte A., Ezquerro J.M., Fernandez J.J., Fernandez L.G., Galand Q., Gaponenko Y., Gavalda F., Kohler W., Lyubimova T., Ortiz de Zarate J.M., Rodrigueze J., Ruiz X., Ryzhkov I.I., Schraml M., Shevtsova V., Vaerenbergh S.V., Yasnou V., Bataller H. *Data quality assessment of Diffusion Coefficient Measurements in ternary mIXtures 4 (DCMIX4) experiment* // Acta Astronautica. 2020, V. 176, P. 204-215. DOI: 10.1016/j.actaastro.2020.06.020.
19. Рыжков И.И., Вяткин А.С., Михлина Е.В. *Моделирование проводящих нанопористых мембран с переключаемой ионной селективностью* // Мембраны и мембранные технологии. 2020, Т. 10, № 1, С. 13-23. DOI: 10.1134/S2517751620010072.
20. Shaydurov V.V., Korneeva A.A., Chzhan E.A. *Multichannel measuring device with two switches* // J. of Phys.: Conf. Ser. 2020, Vol. 1679, Art. 042064. DOI: 10.1088/1742-6596/1679/4/042064.

21. Zlatev Z., D'Ambra P., Faragó I., Shaydurov V., Vulkov L. *Advanced numerical methods for complex scientific and engineering problems: Editorial introduction* // J. Comput. and Applied Mathematics. 2020, Vol. 372, Art. 112596. DOI: 10.1016/j.cam.2019.112596.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Список основных публикаций по проекту 0356-2016-0725 Разработка информационно-вычислительных моделей сложных динамических систем и процессов в ближнем космосе за 2017-2020 годы

2017 г.

1. Gerasimov V.S., Ershov A.E., Karpov S.V., Gavriilyuk A.P., Zakomirnyi V.I., Rasskazov I.L., Ågren H., Polyutov S.P. *Thermal effects in systems of colloidal plasmonic nanoparticles in high-intensity pulsed laser fields [Invited]* // *Optical Materials Express*. – 2017. – V. 7 (2). – P. 555-568. DOI: 10.1364/OME.7.000555
2. Vasil'ev E.N. *Calculation and optimization of thermoelectric cooling modes of thermally loaded elements* // *Technical Physics*. – 2017. – V. 62 (1). – P. 90-96. DOI: 10.1134/S1063784217010248
3. Gerasimov V.S., Ershov A.E., Karpov S.V., Gavriilyuk A.P., Zakomirnyi V.I., Rasskazov I.L., Ågren H., Polyutov S.P. *Thermal effects in systems of colloidal plasmonic nanoparticles in high-intensity pulsed laser fields [Invited]: Publisher's note* // *Optical Materials Express*. – 2017. – V. 7 (3). – P. 799-799. DOI: 10.1364/OME.7.000799
4. Cubillos P., Erkaev N.V., Juvan I., Fossat, L., Johnstone C.P., Lammer H. Lendl M., Odert P., Kislyakova K.G. *An overabundance of low-density Neptune-like planets* // *Monthly Notices Royal Astronomical Society*. – 2017. – V. 466, Is. 2. – P. 1868-1879. DOI: 10.1093/mnras/stw3103
5. Fossati L., Erkaev N.V., Lammer H., Cubillos P.E., Odert P., Juvan I., Kislyakova K.G., Lendl M., Kubyshkina D., Bauer S.J. *Aeronomical constraints to the minimum mass and maximum radius of hot low-mass planets* // *Astronomy and Astrophysics*. – 2017. – V. 598. – Art. A90. – DOI: 10.1051/0004-6361/201629716
6. Zamay T.N., Zamay G.S., Belyanina I.V., Zamay S.S., Denisenko V.V., Kolovskaya O.S., Ivanchenko T.I., Grigorieva V.L., Garanzha I.V., Veprintsev D.V., Glazyrin Y.E., Shabanov A.V., Prinz V.Y., Seleznev V.A., Sokolov A.E., Prokopenko V.S., Kim P.D., Gargaun A., Berezovski M.V., Zamay A.S. *Noninvasive Microsurgery Using Aptamer-Functionalized Magnetic Microdisks for Tumor Cell Eradication* // *Nucleic Acid Therapeutics*. – 2017. – V. 27 (2). – P. 105-114. DOI: 10.1089/nat.2016.0634
7. Kiehas S.A., Volkonskaya N.N., Semenov V.S., Erkaev N.V., Kubyshekin I.V., Zaitsev I.V. *Large-scale energy budget of impulsive magnetic reconnection: Theory and simulation* // *J.*

- Geophysical Research: Space Physics. – 2017. – V. 122 (3). – P. 3212-3231. – DOI: 10.1002/2016JA023169
8. Shaydurov V., Shchepanovskaya G., Yakubovich M. *A mathematical model and a numerical algorithm for an asteroid-comet body in the earth's atmosphere* // Lecture Notes in Computer Science (including subseries Lecture Notes in Artificial Intelligence and Lecture Notes in Bioinformatics). – 2017. – V. 10187. – P. 119-131. DOI: 10.1007/978-3-319-57099-0_11
 9. Shaydurov V., Vyatkin A., Kuchunova E. *A semi-Lagrangian numerical method for the three-dimensional advection problem with an isoparametric transformation of subdomains* // Lecture Notes in Computer Science (including subseries Lecture Notes in Artificial Intelligence and Lecture Notes in Bioinformatics). – 2017. – V. 10187. – P. 599-607. DOI: 10.1007/978-3-319-57099-0_68
 10. Ershov A.E., Gerasimov V.S., Gavriilyuk A.P., Karpov S.V. *Surface plasmon resonances in liquid metal nanoparticles* // Applied Physics B: Lasers and Optics. – 2017. – V. 123 (6). – P. 182. DOI: 10.1007/s00340-017-6755-2.
 11. Kamenshchikov L., Krasnov I. *Supercomputer modeling of stochastic dynamics of the mercury ion array in an optical lattice* // CEUR Workshop Proceedings. – 2017. – V. 1839. – P.324-333. DOI: 2-s2.0-85020512782
 12. Venugopal N., Gerasimov V.S., Ershov A.E., Karpov S.V., Polyutov S.P. *Titanium nitride as light trapping plasmonic material in silicon solar cell* // Optical Materials. – 2017. – V. 72. – P. 397-402. DOI: 10.1016/j.optmat.2017.06.035
 13. Krasnov I.V. *Kinetic model of the bichromatic dark trap for atoms* // Laser Physics. – 2017. – V. 27 (8). – Art. 85501. DOI: 10.1088/1555-6611/aa786c
 14. Belyanina I.V., Zamay T.N., Zamay G.S., Zamay S.S., Kolovskaya O.S., Ivanchenko T.I., Denisenko V.V., Kirichenko A.K., Glazyrin Y.E., Garanzha I.V., Grigorieva V.V., Shabanov A.V., Veprintsev D.V., Sokolov A.E., Sadovskii V.M., Gargaun A., Berezovski M.V., Kichkailo A.S. *In vivo cancer cells elimination guided by aptamer-functionalized gold-coated magnetic nanoparticles and controlled with low frequency alternating magnetic field* // Theranostics. – 2017. – V. 7 (11). – P. 2956-2967. DOI: 10.7150/thno.17089
 15. Krushenko G.G. *Welding aluminium alloys with nanobeam electrodes* // Welding International. – 2017. – V. 31 (5). – P. 394-398. DOI: 10.1080/09507116.2016.1263463
 16. [Erkaev N.V.](#), [Odert P.](#), [Lammer H.](#), [Kislyakova K.G.](#), [Fossati L.](#), [Mezentsev A.V.](#), [Johnstone C.P.](#), [Kubyschkina D.I.](#), [Shaikhislamov I.F.](#), [Khodachenko M.L.](#) *Effect of stellar wind*

- induced magnetic fields on planetary obstacles of non-magnetized hot Jupiters* // Monthly Notices Royal Astronomical Society. – 2017. – V. 470, Is. 4. – P. 4330-4336. DOI: 10.1093/mnras/stx1471
17. Vasil'ev E.N. *Optimization of thermoelectric cooling regimes for heat-loaded elements taking into account the thermal resistance of the heat-spreading system* // Technical Physics. – 2017. – V. 62 (9). – P. 1300-1306. DOI: 10.1134/S1063784217090286
18. Zakomirnyi V.I., Rasskazov I.L., Gerasimov V.S., Ershov A.E., Polyutov S.P., Karpov S.V. *Refractory titanium nitride two-dimensional structures with extremely narrow surface lattice resonances at telecommunication wavelengths* // Applied Physics Letters. – 2017. – V. 111 (12). – P. 123107. DOI: 10.1063/1.5000726
19. Dyadechkin S., Semenov V.S., Kallio E., Erkaev N.V., Alho M., Lammer H. *Global kinetic hybrid simulation for radially expanding solar wind* // J. Geophysical Research: Space Physics. – 2017. – V. 122 (8). – P. 7854-7864. DOI: 10.1002/2017JA023992
20. Cubillos P.E., Fossati L., Erkaev N.V., Malik M., Tokano T., Lendl M., Johnstone C.P., Lammer H., Wyttenbach A. *Aerosol Constraints on the Atmosphere of the Hot Saturn-mass Planet WASP-49b* // Astrophysical Journal. – 2017. – V. 849 (2). – P. 145. DOI: 10.3847/1538-4357/aa9019

2018 г.

1. Krasnov I.V., Kamenshchikov L.P. *Ion Coulomb crystal in a polychromatic optical superlattice* // [Laser Physics](#). – 2018. – V. 28, No.10. – Art. 105701. DOI: 10.1088/1555-6611/aaceee
2. Isaev I.L., Gavriiliuk A.P. *Interaction of ultracold non-ideal ion–electron plasma with a uniform magnetic field* // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Phys. – 2018. – V. 51. – Art. 025701. DOI: 10.1088/1361-6455/aa9b98
3. Gavriilyuk A.P., Gerasimov V.S., Ershov A.E., and Karpov S.V. *Temperature dependent elastic repulsion of colloidal nanoparticles with a polymer adsorption layer* // Colloid and Polymer Science. – 2018. – V. 296, No. 10. – Art. 1689. DOI: 10.1007/s00396-018-4383-y
4. Zakomirnyi V.I., Rasskazov I.L., Gerasimov V.S., Ershov A.E., Karpov S.V., Polyutov S.P., and Agren H. *Titanium nitride nanoparticles as an alternative platform for plasmonic waveguides in the visible and telecommunication wavelength ranges* // Photonics and Nanostructures. Fundamentals and Applications. – 2018. – V. 30, P. 50-56. DOI:10.1016/j.photonics.2018.04.005

5. Kubyshkina D., Lendl M., Fossati L., Cubillos P.E., Lammer H., Erkaev N.V., and Johnstone C.P. *Young planets under extreme UV irradiation* // *Astronomy&Astrophysics*. – 2018. – V. 612. – Art. 25. DOI: [10.1051/0004-6361/201731816](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731816)
6. Kubyshkina M., Semenov V., Erkaev N., Gordeev E., Dubyagin S., Ganushkina N., and Shukhtina M. *Relations Between vz and Bx Components in SolarWind and their Effect on Substorm Onset* // *Geophysical Research Letters*. – 2018. – V. 45. – P. 3760–3767. DOI: [10.1002/2017GL076268](https://doi.org/10.1002/2017GL076268)
7. Korovinskiy D.B., Erkaev N.V., Semenov V.S., Ivanov I.B., Kiehas S.A., and Ryzhkov I.I. *On the influence of the local maxima of total pressure on the current sheet stability to the kink-like (flapping) mode* // *Physics of Plasmas*. – 2018. – V. 25. – Art. 022904. DOI: 10.1063/1.5016934
8. Korovinskiy D.B., Kubyshkina D.I., Semenov V.S., Kubyshkina M.V., Erkaev N.V., and Kiehas S.A. *On application of asymmetric Kan-like exact equilibria to the Earth magnetotail modeling* // *Annales Geophysicae*. – 2018. – V. 36. – P. 641–653. DOI: 10.5194/angeo-36-641-2018
9. Odert P., Lammer H., Erkaev N.V., Nikolaou A., Lichtenegger H.I.M., Johnstone C.P., Kislyakova K.G., Leitzinger M., and Tosi N. *Escape and fractionation of volatiles and noble gases from Mars-sized planetary embryos and growing protoplanets* // *Icarus*. – 2018. – V. 307. – P. 327-346. DOI: 10.1016/j.icarus.2017.10.031
10. Weber C., Erkaev N.V., Ivanov V.A., Odert P., Grießmeier J.-M., Fossati L., Lammer H., and Rucker H.O. *Supermassive hot Jupiters provide more favourable conditions for the generation of radio emission via the cyclotron maser instability – a case study based on Tau Bootis b* // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – V. 480, Iss. 3. – P. 3680–3688. DOI: [10.1093/mnras/sty2079](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2079)
11. Korovinskiy D.B., Semenov V.S., Erkaev N.V., Ivanov I.B., and Kiehas S.A. *Current sheet bending as destabilizing factor in magnetotail dynamics* // *Physics of Plasmas*. – 2018. – V. 25. – Art. 092901. DOI: 10.1063/1.5046175
12. Kubyshkina D., Fossati L., Erkaev N.V., Cubillos P.E., Johnstone C.P., Kislyakova K.G., Lammer H., Lendl M., and Odert P. *Overcoming the Limitations of the Energy-limited Approximation for Planet Atmospheric Escape* // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2018. – V. 866, Iss. 2. – Art. L18. DOI: [10.3847/2041-8213/aae586](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aae586)
13. Shaikhislamov F., Khodachenko M.L., Lammer H., Fossati L., Dwivedi N., Güdel M., Kislyakova K.G., Johnstone C.P., Berezutsky A.G., Miroshnichenko I.B., Posukh V.G., Erkaev N.V., and Ivanov V.A. *Modeling of Absorption by Heavy Minor Species for the Hot Jupiter HD*

- 209458b // The Astrophysical Journal. – 2018. – V. 866. – Art. 47. DOI: 10.3847/1538-4357/aadf39
14. Ryzhkov I.I., Kozlova S.V. *The transient separation of multicomponent mixtures in a cylindrical thermogravitational column* // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – V. 126. – P. 660–669. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.05.086
15. Mialdun A., Ryzhkov I., Khlybov O., Lyubimova T., and Shevtsova V. *Measurement of Soret coefficients in a ternary mixture of toluene–methanol–cyclohexane in convection-free environment* // Journal of Chemical Physics. – 2018. – V. 148. – Art. 044506. DOI: 10.1063/1.5017716
16. Triller T., Bataller H., Bou-Ali M.M., Braibanti M., Croccolo F., Ezquerro J.M., Galand Q., Gavalda J., Lapeira E., Laveron-Simavilla A., Lyubimova T., Mialdun A., Ortiz de Zarate J.M., Rodriguez J., Ruiz X., Ryzhkov I.I., Shevtsova V., Van Vaerenbergh S., and Kohler W. *Thermodiffusion in Ternary Mixtures of Water/Ethanol/Triethylene Glycol: First Report on the DCMIX3-Experiments Performed on the International Space Station* // Microgravity science and technology. – 2018. – V. 30, No. 3. - P. 295–308. DOI: 10.1007/s12217-018-9598-5
17. Denisenko V.V., Nesterov S.A., Boudjada M.Y., and Lammer H. *A mathematical model of quasistationary electric field penetration from ground to the ionosphere with inclined magnetic field* // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2018. – V. 179. – P. 527-537. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.09.002
18. Denisenko V.V., Boudjada M.Y., and Lammer H. *Propagation of seismogenic electric currents through the Earth's atmosphere* // J. Geophysical Research: Space Physics. – 2018. – V. 123, No 5. – P. 4290-4297. DOI: 10.1029/2018JA025228
19. Denisenko V.V. *Two-Dimensional Model of the Global Ionospheric Conductor.* // Russian J. Physical Chemistry B. – 2018. – V. 12, No. 3. – P. 532-537. DOI: 10.1134/S1990793118030089
20. Двирный Г.В., Шевчук А.А., Двирный В.В., Елфимова М.В., Крушенко Г.Г. *Анализ возможности создания имитатора солнечного излучения на основе светодиодных источников для наземной отработки космических аппаратов* // Сибирский журнал науки и технологий. – 2018. – Т. 19. № 2. – С. 271–280. DOI: 10.31772/2587-6066-2018-19-2-271-280
21. Shaidurov V.V., Vyatkin A.V., Kuchunova E.V. *Semi-Lagrangian difference approximations with different stability requirements* // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling – 2018. – V.33, Iss.2. – P.123–135. DOI: 10.1515/rnam-2018-0011

22. Vasil'ev E.N. Calculation of the Thermal Resistance of a Heat Distributer in the Cooling System of a Heat-Loaded Element // *Technical Physics*. – 2018. – V. 63, No. 4. – P. 471–475. DOI: 10.1134/S1063784218040266
23. Vasil'ev E. N., Derevyanko V.A. *The dynamics of phase changes in a heat storage of thermal control system for onboard radio-electronic equipment* // *Thermophysics and Aeromechanics*. – 2018. – V. 25, No. 3. – P. 461-467. DOI: 10.1134/S0869864318030125
24. Shaydurov V.V., Shchepsnovskaya G.I., and Yakubovich M.V. *Semi-Lagrangian approximation of conservative laws in the flow around a wedge* // *Lobachevskii J. of Mathematics*. – 2018. – V. 39, No. 7, P. 936-948. DOI: 10.1134/S1995080218070193
25. Karepova E., Derevyanko V., Nesterov D., and Shan'ko Yu. *Statistical Data Analysis for Identification of Operating Modes of Electronic Units* // *American Institute of Physics: Conference Proceedings*. – 2018. – V. 2025. – Art. 110002. DOI: 10.1063/1.5064945

2019 г.

1. Denisenko V.V., Rycroft M.J., Harrison R.G. *Mathematical Simulation of the Ionospheric Electric Field as a Part of the Global Electric Circuit* // *Surv. Geophys.* – 2019. – V. 40, No 1. – P. 1-35. DOI: 10.1007/s10712-018-9499-6
2. Korovinskiy D.B., Divin A.V., Semenov V.S., Erkaev N.V., Ivanov I.B., Kiehas S.A., Markidis S. *The transition from "double-gradient" to ballooning unstable mode in bent magnetotail-like current sheet* // *Physics of Plasmas*. – 2019. – V. 26, No 10. – Art. 102901. DOI: 10.1063/1.5119096
3. Kubyshkina D., Fossati L., Mustill A.J., Cubillos P.E., Davies M.B., Erkaev N.V., Johnstone C.P., Kislyakova K.G., Lammer H., Lendl M., Odert P. *The Kepler-11 system: evolution of the stellar high-energy emission and initial planetary atmospheric mass fractions* // *Astronomy & Astrophysics*. – 2019. – Art. A65. DOI: 10.1051/0004-6361/201936581
4. Krasnov I.V. and Kamenshchikov L.P. *A study of metastable ion Coulomb crystals in an all-optical trap polychromatic – Decay process analysis by using supercomputer simulations* // *European Physical J. D*. – 2019. – V. 73, No.10. – Art. 224. DOI: 10.1140/epjd/e2019-100252-5
5. Gerasimov V.S., Ershov A.E., Bikbaev R.G., Rasskazov I.L., Timofeev I.V., Polyutov S.P., Karpov S.V. *Engineering mode hybridization in regular arrays of plasmonic nanoparticles embedded in 1D photonic crystal* // *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 2019. – V. 224. – P. 303–308. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2018.11.028

6. Gavriilyuk A.P., Isaev I.L., Gerasimov V.S., Karpov S.V. Physical principles of the formation of a nanoparticle electric double layer in metal hydrosols // *Colloid and Polymer Science*. = 2019. – V. 298, No. 1. – P. 1-7. DOI:10.1007/s00396-019-04573-8
7. Kostyukov A.S., Ershov A. E., Gerasimov V. S., Filimonov S. A., Rasskazov I. L., Karpov S. V. *Super-efficient laser hyperthermia of malignant cells with core-shell nanoparticles based on alternative plasmonic materials* // *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. = 2019. = V. 236. = Art. 106599. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2019.106599
8. Ryzhkov I.I., Vyatkin A.S., Medvedeva M.I. *Modelling of electrochemically switchable ion transport in nanoporous membranes with conductive surface* // *Journal of Siberian Federal University: Mathematics & Physics*. = 2019. = V. 12 (5) = P. 579-589. DOI: 10.17516/1997-1397-2019-12-5-579-589
9. Zhang L., Biesheuvel P.M., Ryzhkov I.I. *Theory of ion and water transport in electron-conducting membrane pores with pH-dependent chemical charge* // *Physical Review Applied*. = 2019. = V. 12 (1). = Art. 014039. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.014039
10. Galand Q. Van Vaerenbergh S., Köhler W., Khlybov O., Lyubimova T., Mialdun A., Ryzhkov I. Shevtsova V., Triller T. *Results of the DCMIXI experiment on measurement of Soret coefficients in ternary mixtures of hydrocarbons under microgravity conditions on the ISS* // *J. Chemical Physics*. = 2019. = V. 151. = Art. 134502. DOI: 10.1063/1.5100595
11. Braibanti M., Artola P.-A., Baaske P., Bataller H., Bazile J.-P., Bou-Ali M.M., Cannell D.S., Carpineti M., Cerbino R., Croccolo F., Diaz J., Donev A., Errarte A., Ezquerro J.M., Frutos-Pastor A., Galand Q., Galliero G., Gaponenko Y., García-Fernández L., Gavaldá J., Giavazzi F., Giglio M., Giraudet C., Hoang H., Kufner E., Köhler W., Lapeira E., Laverón-Simavilla A., Legros J.-C., Lizarraga I., Lyubimova T., Mazzoni S., Melville N., Mialdun A., Minster O., Montel F., Molster F.J., Ortiz de Zárate J.M., Rodríguez J., Rousseau B., Ruiz X., Ryzhkov I.I., Schraml M., Shevtsova V., Takacs C.J., Triller T., Van Vaerenbergh S., Vailati A., Verga A., Vermorel R., Vesovic V., Yasnou V., Xu S., Zapf D., Zhang K. *European Space Agency experiments on thermodiffusion of fluid mixtures in space* // *European Physical J. E*. = 2019. = V. 42 (7) = P. 86. DOI: 10.1140/epje/i2019-11849-0
12. Kozlova S., Mialdun A., Ryzhkov I., Janzen T., Vrabec J., Shevtsova V. *Do ternary liquid mixtures exhibit negative main Fick diffusion coefficients?* // *Physical Chemistry Chemical Physics*. – 2019. = V. 21 (4). = P. 2140–2152. DOI: 10.1039/C8CP06795C

13. Gileva L.V., Karepova E.D., Shaydurov V.V. *The Application of a Special Hermite Finite Element Coupled with Collocation to the Diffusion Equation* // *Lecture Notes in Computer Science*. – 2019. – V. 11386. – P. 48-59. DOI: 10.1007/978-3-030-11539-5_5
14. Shaydurov V., Zhang S., Karepova E. *The Finite Difference Approximation Preserving Conjugate Properties of the Mean-Field Game Equations* // *Lobachevskii J. Mathematics*. – 2019. – V. 40, № 4. – P. 513-524. DOI: 10.1134/S1995080219040140
15. Gileva L.V., Karepova E.D., Shaydurov V.V. *A Combination of a Special Hermite Finite Element with Collocation for a Reaction-Diffusion Type Equation* // *Lobachevskii J. Mathematics*. – 2019. – V. 40, № 4. – P. 459-468. DOI: 10.1134/S1995080219040085
16. Karepova E.D., Kornienko V.S. *The comparison of several approaches to the interpolation of a trajectory of a navigation satellite* // *Institute of Physics: Conference Series: Materials Science and Engineering*. – 2019. – V. 537. – Art. 22054. DOI: 10.1088/1757-899X/537/2/022054
17. Karepova E.D., Shanko U.V., Derevyanko V.V., Nesterov D.A. *Real-time predicting the thermal state of the electronic unit by analyzing trends in the built-in sensors readings* // *American Institute of Physics: Conference Proceedings*. – 2019. – V. 2164. – Art. 120008. DOI: 10.1063/1.5130868
18. Shaydurov V., Zhang S., Kornienko V. *Computation of Mean-Field Equilibria with Correlated Stochastic Processes*// *Lecture Notes in Computer Science*. – 2019. – V. 11386. – P. 468-475. DOI: 10.1007/978-3-030-11539-5_54
19. Vasil'ev E.N., Nesterov D.A. *Structure of the Current Layer and Modes of Magneto-Gas-Dynamic Interaction with Supersonic Gas Flow* // *High Temperature*. – 2019. – V. 37, № 5. – P. 603-608. DOI: 10.1134/S0018151X19050183
20. Шайдуров В.В., Корнеева А.А. *Терморезисторная сеть измерения температуры с небольшим количеством проводов* // *Журнал Сибирского федерального университета. Техника и технологии*. – 2019. – Т. 12, № 3. – С. 284-292. DOI: 10.17516/1999-494X-0136
21. Shaydurov V., Yakubovich M. *Semi-Lagrangian Approximation of Conservation Laws of Gas Flow in a Channel with Backward Step* // *Smart Modeling for Engineering Systems*. – 2019. – V. 133. – P. 246-265. DOI: 10.1007/978-3-030-06228-6_21

2020 г.

1. Васильев Е.Н. *Термоэлектрическое охлаждение теплонагруженных элементов электроники* // *Микроэлектроника*. – 2020. – Т. 49, № 2. – С. 133-141. DOI: 10.31857/S054412692002009X

2. Vasil'ev E.N. *Thermoelectric Cooling of Heat-Loaded Electronics* // Russian Microelectronics. – 2020. – V. 49, No. 2. – P. 123-131. DOI: 10.1134/S1063739720020092.
3. Васильев Е.Н. *Определение режимов термоэлектрического охлаждения теплонагруженных элементов электроники* // Микроэлектроника. – 2020. – Т.49, № 4. – С. 297-303. DOI: 10.31857/S0544126920030072
4. Vasil'ev E.N. *Determination of Thermoelectric Cooling Modes of Heat-Loaded Electronics* // Russian Microelectronics. – 2020. – Vol. 49, No. 4. – P. 278-284. DOI: 10.1134/S1063739720030075
5. Васильев Е.Н. *Моделирование теплообмена в ребрах охлаждения* // Журнал СФУ. Техника и технологии. – 2020. – Т. 13, № 6. – С.669-676. DOI: 10.17516/1999-494X-0255
6. Васильев Е.Н. *Расчет характеристик теплообмена ребренной стенки* // Сибирский журнал науки и технологий. – 2020. – Т. 21, № 2. – С.226-232. DOI: 10.31772/2587-6066-2020-21-2-226-232
7. Karepova E., Shan'ko Yu., Derevyanko V., Nesterov D. *The Determination of Heat Dissipation Power of the Components of an Electronic Unit from the Readings of the Built-in Temperature Sensor System* // American Institute of Physics: Conference Proceedings. – 2020. – Vol. 2302. – Art. 120007. DOI:10.1063/5.0033665
8. Scherf M., Lammer H., Erkaev N.V., Mandt K.E., Thaller S.E., Marty B. *Nitrogen Atmospheres of the Icy Bodies in the Solar System* //Space Science Reviews. – 2020. – V. 216, Iss. 8. – Art. 123. DOI:[10.1007/s11214-020-00752-0](https://doi.org/10.1007/s11214-020-00752-0)
9. Lammer H., Leitzinger M., Scherf M., Odert P., Burger C., Kubyshkina D., Johnstone C., Maindl T., Schäfer C.M., Güdel M., Tosi N., Nikolaou A., Marcq E., Erkaev N.V., Noack L., Kislyakova K.G., Fossati L., Pilat-Lohinger E., Ragossnig F., Dorfi E.A. *Constraining the early evolution of Venus and Earth through atmospheric Ar, Ne isotope and bulk K/U ratios* // Icarus. – 2020. – Vol. 339. – Art. 113551. DOI: [10.1016/j.icarus.2019.113551](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113551)
10. Ershov A.E., Gerasimov V.S., Isaev I.L., Gavriilyuk A.P., Karpov S.V. *Processes underlying the laser photochromic effect in colloidal plasmonic nanoparticle aggregates* // Chinese Physics B. – 2020. – Vol. 29(3). – Art. 037802. DOI:10.1088/1674-1056/ab6551
11. Ershov A.E., Gerasimov V.S., Bikbaev R.G., Polyutov S.P., Karpov S.V. *Mode coupling in arrays of Al nanoparticles* // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2020. – V. 248. – Art. 106961. DOI:10.1016/j.jqsrt.2020.106961

12. Utyushev A.D., Zakomirnyi V.I., Ershov A.E., Gerasimov V.S., Karpov S.V., Rasskazov I.L. *Collective Lattice Resonances in All-Dielectric Nanostructures under Oblique Incidence* // Photonics. – 2020, V. 7(2). – Art. 24. DOI:10.3390/photonics7020024
13. Krasnov I.V. *Bichromatic dark trap immersed in a buffer gas with an admixture of resonant atoms* // Laser Physics. – 2020. – V. 30 (8). – Art. 085501. DOI: 10.1088/1555-6611/ab99c7
14. Ershov A.E., Bikbaev R.G., Rasskazov I.L., Gerasimov V.S., Timofeev I.V., Polyutov S.P., Karpov S.V. *Collective resonances in hybrid photonic-plasmonic nanostructures* // J. of Physics: Conference Series. – 2020. – V. 1461. – Art. 012046. DOI: 10.1088/1742-6596/1461/1/012046
15. Khrennikov D.E., Titov A.K., Ershov A.E., Pariev V.I., Karpov S.V. *On the possibility of through passage of asteroid bodies across the Earth's atmosphere* // Monthly Notices Royal Astronomical Society. – 2020. – V. 493, No 1. – P. 1344-1351. DOI: 10.1093/mnras/staa329
16. Khrennikov D.E., Titov A.K., Ershov A.E., Klyuchantsev A.B., Pariev V.I., Karpov S.V. *Effect of the surface shape of a large space body on its fragmentation in a planetary atmosphere* // Monthly Notices Royal Astronomical Society. – 2020. – V. 493, No 1. – P. 1352-1360. DOI:10.1093/mnras/staa329
17. Kozlova S.V., Ryzhkov I.I., Bou-Ali M.M. *Modeling of separation in a binary mixture with negative Soret effect in a cylindrical thermogravitational column* // J. Non-Eq. Thermodynamics. – 2020. – Art. 000010151520200045. DOI: 10.1515/jnet-2020-0045
18. Mialdun A., Bou-Ali M.M., Braibanti M., Croccolo F., Errarte A., Ezquerro J.M., Fernandez J.J., Fernandez L.G., Galand Q., Gaponenko Y., Gavalda F., Kohler W., Lyubimova T., Ortiz de Zarate J.M., Rodrigueze J., Ruiz X., Ryzhkov I.I., Schraml M., Shevtsova V., Vaerenbergh S.V., Yasnou V., Bataller H. *Data quality assessment of Diffusion Coefficient Measurements in ternary mIXtures 4 (DCMIX4) experiment* // Acta Astronautica. – 2020. – V. 176. – P. 204-215. DOI: 10.1016/j.actaastro.2020.06.020
19. Рыжков И.И., Вяткин А.С., Михлина Е.В. *Моделирование проводящих нанопористых мембран с переключаемой ионной селективностью* // Мембраны и мембранные технологии. – 2020 – Т. 10, № 1. – С. 13-23. DOI: 10.1134/S2517751620010072
20. Shaydurov V.V., Korneeva A.A., Chzhan E.A. *Multichannel measuring device with two switches* // J. of Phys.: Conf. Ser. – 2020. – V. 1679. – Art. 042064. DOI: 10.1088/1742-6596/1679/4/042064
21. Zlatev Z., D'Ambra P., Faragó I., Shaydurov V., Vulkov L. *Advanced numerical methods for complex scientific and engineering problems: Editorial introduction* // J. Comput. Applied Mathematics. – 2020. – V. 372. – Art. 112596. DOI: 10.1016/j.cam.2019.112596

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Количество основных публикаций по годам

| Основные публикации | 2017 | 2018 | 2019 | 2020 |
|--|------|------|------|------|
| Количество основных публикаций в ведущих российских и международных журналах по результатам исследований, полученных в процессе реализации проекта | 20 | 25 | 21 | 21 |
| Из них, количество публикаций в мировых научных изданиях, индексируемых в базе данных «Сеть науки» (Web of Science) | 16 | 22 | 13 | 13 |

ПРИЛОЖЕНИЕ Г

Планы исследований с учетом корректировок на 2017-2020 годы

| год | содержание исследований | планируемый результат |
|------|--|--|
| 2017 | <p>1. Настройка и оптимизация пакета программ для вычислительного моделирования тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата, разработанных с применением плат из низкотемпературной керамики.</p> <p>2. Создание математической модели магнитосферы Земли с использованием многосеточного вариационно-разностного метода численного решения задачи Грэда-Шафранова с произвольно заданным заполнением магнитных силовых трубок плазмой. Создание модели ионосферных электрических полей и токов, обусловленных токами из магнитосферы.</p> <p>3. Разработка и реализация технологической цепочки алгоритмов и их оптимизация на современных компьютерных архитектурах для решения трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа с высокой точностью.</p> <p>4. Математическое моделирование поглощения лазерного излучения в ультрахолодной расширяющейся плазме с целью исследования ее характеристик и предсказания явления динамического просветления.</p> | <p>1. Пакет программ для расчета тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата, разработанных с применением плат из низкотемпературной керамики.</p> <p>2. Математическая модель магнитосферы Земли с использованием многосеточного вариационно-разностного метода численного решения задачи Грэда-Шафранова с произвольно заданным заполнением магнитных силовых трубок плазмой; модель ионосферных электрических полей и токов, обусловленных токами из магнитосферы.</p> <p>3. Технологическая цепочка оптимизированных алгоритмов на современных компьютерных архитектурах для решения трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа с высокой точностью.</p> <p>4. Новая математическая модель поглощения лазерного излучения в ультрахолодной расширяющейся плазме для предсказания явления динамического просветления.</p> |
| 2018 | <p>1. Проведение расчетов тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата на основе теплофизических моделей и их сопоставление с результатами натуральных испытаний.</p> <p>2. Разработка математической модели гидродинамических и кинетических процессов, ответственных за убегание атмосферных частиц под действием поглощаемого ультрафиолетового излучения. Исследование процессов диссоциации и ионизации атмосферного газа, обусловленных поглощением коротковолнового излучения в верхних</p> | <p>1. Уточненная теплофизическая модель и результаты сравнения расчетных тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата с результатами натуральных испытаний.</p> <p>2. Будет создана модель, позволяющая рассчитывать процессы диссоциации и ионизации, а также характеристики убегających частиц в зависимости от интенсивности и спектра поглощаемого коротковолнового излучения. На основе модели будут проведены численные расчеты и получены высотные распределения скорости, температуры и плотности многокомпонентного атмосферного газа для различных</p> |

| | | |
|------|---|--|
| | <p>слоях атмосферы.</p> <p>3. Адаптация и использование созданных вычислительных методов для решения некоторых задач аэродинамики с учетом текстуры обтекаемой поверхности. Математическое моделирование процессов переноса ионов в растворах и разделения смесей; сопоставление результатов с экспериментальными данными.</p> <p>4. Моделирование разлета электрон-ионной ультрахолодной плазмы в однородном магнитном поле.</p> | <p>физических условий.</p> <p>3. Алгоритмы и программные продукты для решения некоторых задач аэродинамики с учетом текстуры обтекаемой поверхности. Математические модели процессов переноса ионов в растворах и разделения смесей, верифицированные экспериментальными данными.</p> <p>4. На основе методов молекулярной и броуновской динамики будет построена модель ультрахолодной плазмы в однородном магнитном поле и проведены численные расчеты ее разлета</p> |
| 2019 | <p>1. Разработка математических моделей и эффективных вычислительных алгоритмов температурного контроля радиоэлектронных плат бортовой аппаратуры космических аппаратов с помощью пленочных терморезисторов.</p> <p>2. Разработка физико-математических моделей и численных алгоритмов для расчетов распределений ионосферных электрических полей и токов, обусловленных источниками различной физической природы.</p> <p>3. Разработка численных методов решения уравнений Навье-Стокса для задач аэродинамики с турбулентным режимом путем условного отнесения субсеточных осцилляций к внутреннему состоянию газа. Исследование устойчивости конвективных течений и состояний равновесия в экспериментальных установках для разделения жидких смесей.</p> <p>4. Разработка физико-математических моделей, описывающих стохастическую динамику резонансных частиц в поле лазерных пучков. Теоретическое обоснование чисто оптических схем долговременного удержания, транспорта и управления состоянием ансамблей резонансных частиц.</p> | <p>1. Математические модели конструкций с пленочными терморезисторами и эффективные вычислительные алгоритмы для температурного контроля радиоэлектронных плат бортовой аппаратуры космических аппаратов.</p> <p>2. Физико-математические модели ионосферных электрических полей и токов, создаваемых магнитосферными генераторами, а также модели динамо-полей, возникающих вследствие течений ионосферной среды.</p> <p>3. Алгоритмы и программные продукты для численных методов решения уравнений Навье-Стокса для задач аэродинамики с турбулентным режимом путем условного отнесения субсеточных осцилляций к внутреннему состоянию газа. Условия и области устойчивости конвективных течений и состояний равновесия в экспериментальных установках для разделения жидких смесей.</p> <p>4. Физико-математические модели описания динамики резонансных частиц в лазерных пучках с учетом особенностей их пространственного профиля интенсивности. На основе выполненных расчетов будут предложены новые схемы лазерного манипулирования ансамблями частиц.</p> |
| 2020 | <p>1. Разработка математических моделей восстановления тепловых полей блоков радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов по результатам показаний встроенных температурных датчиков.</p> <p>2. Разработка математических моделей диссипативных слоев в космической плазме с учетом эффектов Холла и неоднородной проводимости плазмы.</p> <p>3. Проведение вычислительных</p> | <p>1. Математические модели восстановления тепловых полей блоков радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов по результатам показаний встроенных температурных датчиков.</p> <p>2. Численные решения, описывающие распределения электрических токов и электромагнитных полей в граничных диссипативных слоях в магнитосферной плазме.</p> |

| | |
|--|---|
| <p>экспериментов по влиянию текстуры обтекаемых поверхностей на аэродинамическое сопротивление. Разработка теоретических основ экспериментальных методов измерения коэффициентов переноса в жидких многокомпонентных смесях и их применение для обработки результатов наземных и космических экспериментов.</p> <p>4. Разработка математической модели лазерного охлаждения ионов ультрахолодной электрон-ионной плазмы в присутствии магнитного поля. Разработка математической модели взаимодействия агрегатов слоистых наночастиц, состоящих из двух и более слоев различных материалов, с импульсным лазерным излучением.</p> <p>5. Разработка теоретических основ методов измерения коэффициентов переноса в многокомпонентных смесях и ионных растворах и их применение для обработки данных наземных и космических экспериментов.</p> | <p>3. Рекомендации по влиянию некоторых текстур обтекаемых поверхностей на аэродинамическое сопротивление. Рекомендации для экспериментальных методов измерения коэффициентов переноса в жидких многокомпонентных смесях для обработки результатов наземных и космических экспериментов.</p> <p>4. Математическая модель лазерного охлаждения ионов ультрахолодной электрон-ионной плазмы в присутствии магнитного поля. Математическая модель взаимодействия агрегатов слоистых наночастиц, состоящих из двух и более слоев различных материалов, с импульсным лазерным излучением.</p> <p>5. Принципы и алгоритмы обработки данных наземных и космических экспериментов в области измерения коэффициентов переноса в многокомпонентных смесях и ионных растворах.</p> |
|--|---|