

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КРАСНОЯРСКИЙ
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»
ИНСТИТУТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СО РАН –
ОБОСОБЛЕННОЕ ПОДРАЗДЕЛЕНИЕ ФИЦ КНЦ СО РАН
(ИВМ СО РАН)

УДК 519.62/.64
Рег. № НИОКТР АААА-А18-118011890024-5

УТВЕРЖДАЮ

Директор ФИЦ КНЦ СО РАН,
д. ф-м. н

«30» января 2019 г. Н.В. Волков

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

“РАЗРАБОТКА ИНФОРМАЦИОННО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ
СЛОЖНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ И ПРОЦЕССОВ В БЛИЖНЕМ
КОСМОСЕ ”
(промежуточный за 2018 год)

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

(номер темы 0356-2017-0005)

Протокол Ученого совета ФИЦ КНЦ СО РАН
№ 02/2019 от «30» января 2019 г.

Руководитель НИР
зав. отделом Вычислительной
математики ИВМ СО РАН,
д-р физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН

В.В. Шайдуров

Красноярск 2018

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы
член-корреспондент РАН

(подпись, дата)

В.В. Шайдуров

Исполнители:

зав. отд., д.ф.-м.н.

(подпись, дата)

Н.В. Еркаев

г.н.с., д.т.н.

(подпись, дата)

Г.Г. Крушенко

в.н.с., д.ф.-м.н.

(подпись, дата)

А.П. Гаврилюк

в.н.с., д.ф.-м.н.

(подпись, дата)

В.В. Денисенко

в.н.с., д.ф.-м.н.

(подпись, дата)

И.В. Краснов

в.н.с., д.ф.-м.н.

(подпись, дата)

И.И. Рыжков

уч. секр., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

А.В. Вяткин

с.н.с., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

Е.Н. Васильев

с.н.с., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

В.С. Герасимов

с.н.с., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

В.А. Деревянко

н.с., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

Л.В. Гилева

н.с., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

А.Е. Ершов

н.с., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

И.Л. Исаев

н.с., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

Л.П. Каменщиков

м.н.с., к.ф.-м.н.

(подпись, дата)

В.В. Деревянко

м.н.с.

(подпись, дата)

М.В. Якубович

М.Н.С.	_____	С.В. Козлова
	(подпись, дата)	
ведущий инженер	_____	А.В. Макуха
	(подпись, дата)	
старший инженер	_____	С.В. Кукушкин
	(подпись, дата)	
старший инженер	_____	И.В. Тимошина
	(подпись, дата)	
инженер	_____	Д.П. Емельянов
	(подпись, дата)	
инженер	_____	А.А. Корнеева
	(подпись, дата)	
инженер	_____	В.С. Корниенко
	(подпись, дата)	
инженер	_____	А.А. Ефремов
	(подпись, дата)	
инженер	_____	А.А. Пустынский
	(подпись, дата)	
нормоконтроль	_____	А.В. Вяткин
	(подпись, дата)	

РЕФЕРАТ

Отчёт 39 с., 22 рис., 2 табл., 2 прил.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ, СИСТЕМЫ ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ, АТМОСФЕРА И МАГНИТОСФЕРА ЗЕМЛИ, УРАВНЕНИЯ НАВЬЕ-СТОКСА, МЕМБРАННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ, УЛЬТРАХОЛОДНАЯ ПЛАЗМА

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 ИВМ СО РАН ведутся работы по созданию технологии многослойных печатных плат из низкотемпературной керамики со встроенной плоской тепловой трубой для эффективного отвода тепла от радиоэлементов в составе бортовой аппаратуры космических аппаратов, создаваемых в АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М.В. Решетнева» (г. Железногорск). Для расчета тепловых режимов работы в ИВМ СО РАН ранее разработана вычислительная модель, учитывающая двухфазный теплообмен в плоской тепловой трубе в составе модуля. В 2018 г. проводилось систематическое сравнение расчетных зависимостей температур и тепловых сопротивлений с экспериментальными данными с последующей корректировкой модели с учетом особенностей конкретной конструкции экспериментальных образцов керамических плат. В итоге созданная модель позволяет получить с хорошей точностью значения мощностей начала нежелательного осушения фитиля, определяющие предельную тепловую нагрузку для разных условий работы. Использование модели позволяет проводить исследования хода и особенностей процессов теплообмена в керамических платах с плоской тепловой трубой и оптимизировать их конструкцию.

Разработана математическая модель гидродинамических и кинетических процессов, ответственных за убегание атмосферных частиц под действием поглощаемого ультрафиолетового излучения. На основе аппроксимации табличных данных получено аналитическое выражение интенсивности атмосферного уноса, зависящее от планетарной массы, планетарного радиуса, орбитального расстояния и потока ультрафиолетового излучения Звезды.

Разработана модель ионосферного глобального проводника в двумерном приближении, основанном на высокой проводимости в направлении магнитного поля. В

этом предположении силовые линии магнитного поля эквипотенциальны, а перенос заряда между ними определяется только интегральными проводимостями Педерсена и Холла. Модель построена как первое приближение в разложении решения трехмерной задачи электропроводности по малому параметру, являющимся отношением проводимости Педерсена к проводимости в направлении магнитного поля.

Ранее созданные вычислительные методы для решения нестационарных уравнений Навье-Стокса для теплопроводного газа применены для решения задач обтекания поверхностей с текстурой в виде пазов. Вычислительные методы дают возможность расчетов для широкого диапазона скоростей. Сравнение течений газа с обтеканием ровной поверхности дали разные эффекты при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях.

Рассмотрен нестационарный процесс разделения смеси в замкнутой цилиндрической термодиффузионной колонне. Течение и разделение смеси в колонне описываются уравнениями Навье-Стокса для несжимаемой жидкости, переноса тепла и массы для каждого компонента. В ходе исследований получены формулы для характерного времени разделения компонентов многокомпонентной смеси в цилиндрической колонне.

Проведено математическое моделирование мембранного потенциала на основе уравнений Навье-Стокса, Нернста-Планка и Пуассона в двумерной постановке. Сравнение результатов созданной модели с экспериментом для транспорта ионов через заряженную мембрану показало успешное описание экспериментальных зависимостей мембранного потенциала от отношения концентраций в резервуарах.

На основании метода молекулярной динамики проведено моделирование электрон-ионной плазмы Be в однородном магнитном поле. Рассмотрена постановка задачи со свободным пролетом электронами расчетной ячейки (вдоль магнитного поля), что позволяет адекватно провести моделирование с относительно небольшим (порядка тысяч) числом частиц. В результате расчетов определена частота упругих электрон-ионных столкновений, приводящих к нагреву ионов.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	7
1 Проведение расчетов тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата на основе теплофизических моделей и их сопоставление с результатами натурных испытаний.....	8
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 слоях атмосферы	20
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.....	23
4 Моделирование разлета электрон-ионной ультрахолодной плазмы в однородном магнитном поле	31
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	33
ПРИЛОЖЕНИЕ А	36
ПРИЛОЖЕНИЕ Б.....	39

ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с планом работ исследования проводились по следующим темам.

1. Проведение расчетов тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата на основе теплофизических моделей и их сопоставление с результатами натурных испытаний.
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 слоях атмосферы.
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.
4. Моделирование разлета электрон-ионной ультрахолодной плазмы в однородном магнитном поле.

Настоящий отчет представляет результаты, полученные в 2018 году по теме "Разработка информационно-вычислительных моделей сложных динамических систем и процессов в ближнем космосе".

1 Проведение расчетов тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата на основе теплофизических моделей и их сопоставление с результатами натурных испытаний

1.1 Работы по созданию технологии многослойных печатных плат из низкотемпературной керамики со встроенной плоской тепловой трубой.

В ИВМ СО РАН ведутся работы по созданию 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. Эта технология активно используется для создания электронных модулей благодаря хорошим высокочастотным диэлектрическим свойствам, механической прочности, герметичности и возможности трехмерной интеграции пассивных элементов схемы внутри многослойной платы. Но теплопроводность керамики LTCC невысока – $3 \text{ Вт/(м} \cdot ^\circ\text{C)}$, 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 ранее в ИВМ СО РАН 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.

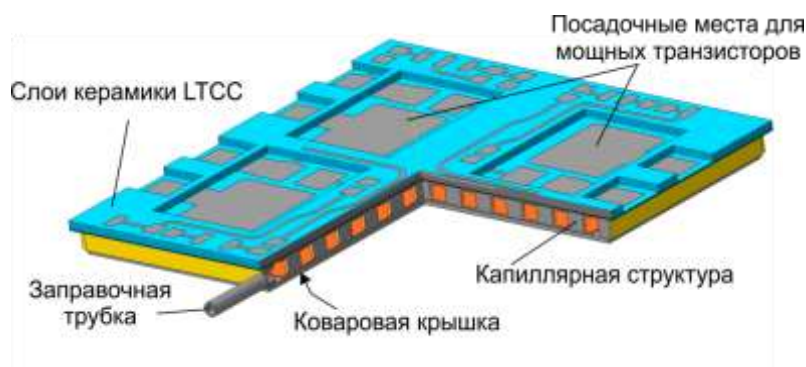


Рисунок 1 – Конструкция экспериментальных образцов керамических плат с плоской тепловой трубой

В 2018 г. получены образцы керамических плат и проведены лабораторные эксперименты в вакуумной установке ИВМ СО РАН. Вычислительную модель модифицировали с учетом конструктивных особенностей экспериментальных плат и провели моделирование тепловых режимов работы образцов со сравнением расчетных результатов и экспериментальных данных.

Конструкция экспериментальных образцов керамических плат показана на рис. 1. Плата размером 50×50 мм и толщиной $d = 1.5$ 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 керамической платы припаивается капиллярная структура, которая представляет собой ленту из спеченного медного порошка (рис. 2) 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 керамической 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 теплоносителем плоской тепловой трубы.

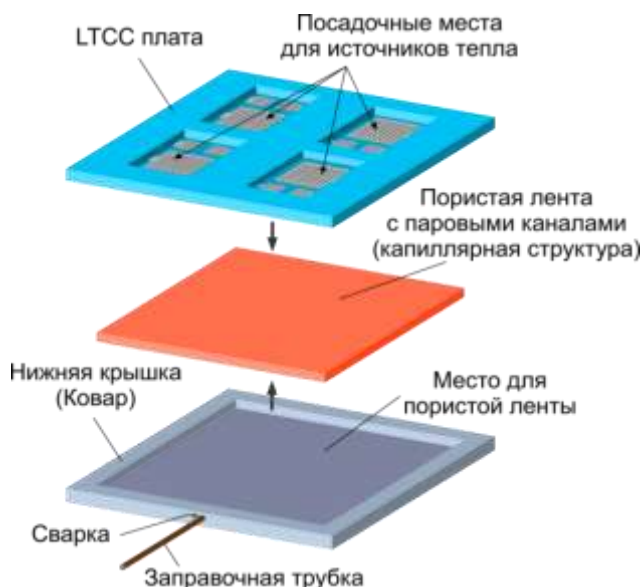


Рисунок 2 – Устройство экспериментальных образцов керамических плат с плоской тепловой трубой

Для тепловых испытаний образца в керамической плате реализована электрическая схема, обеспечивающая работу четырех мощных полевых транзисторов в качестве источников тепла с регулируемой мощностью.

На верхней поверхности платы в углублениях размещены четыре посадочных места для установки транзисторов в корпусе типа SMD-1 с площадью тепловыделения каждого транзистора 1 см^2 . Между транзистором и тепловой трубой находится несколько слоев керамики. Ближайший к тепловой трубе нижний слой обеспечивает электрическую

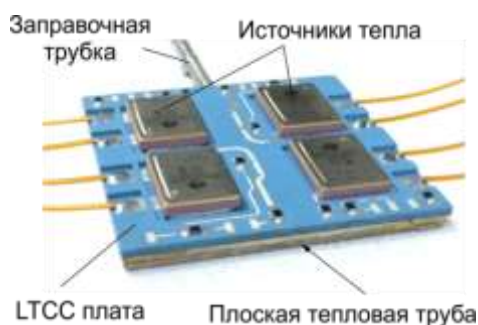


Рисунок 3 – Фотография экспериментального образца

изоляцию и имеет толщину 50 мкм. Остальные слои суммарной толщиной 600 мкм содержат встроенные теплопроводящие столбики из серебра. В результате тепло от транзисторов с высокой плотностью мощности передается к плоской тепловой трубе, распределяется на всю площадь образца и отводится от нижней поверхности с пониженной плотностью теплового потока.

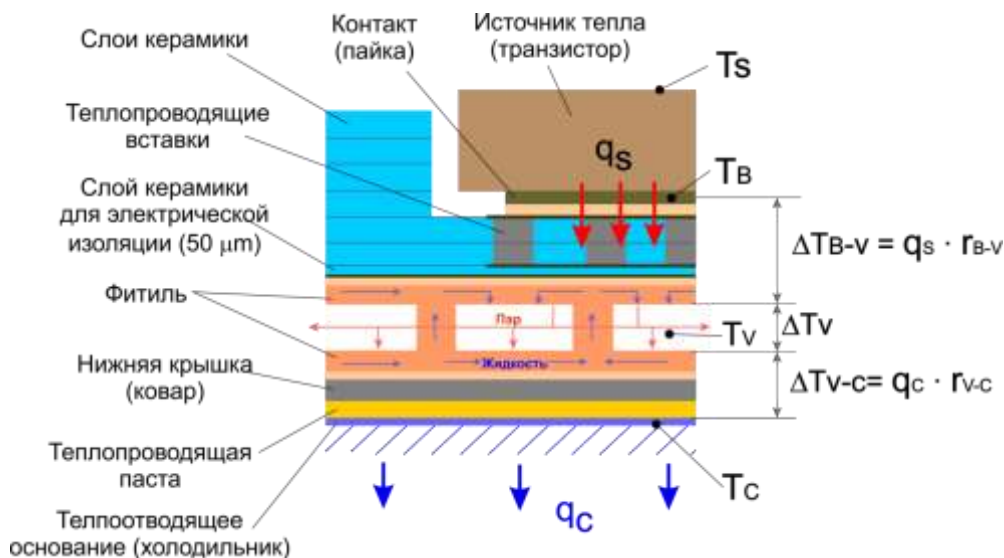


Рисунок 4 – Схема отвода тепла от источника тепла на керамической плате

На рис. 4 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: $\Delta T_V < 1^\circ\text{C}$.

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 множества параметров: распределения плотности потока подводимой мощности к пористой ленте, рабочей температуре, параметров капиллярной структуры и характеристик теплоносителя. Распределение давлений, скоростей, капиллярной нагрузки, областей осушения (при наличии) определялось в ходе расчетов с характеристиками пористой ленты.

В качестве теплоносителя используется ацетон с теплофизическими характеристиками из монографии Faghri A., Heat pipe science and technology, Taylor & Francis, London, 1995.

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 $r_{B-V} \approx (6 \div 10) \cdot 10^{-5} \text{ K} \cdot \text{m}^2/\text{Вт}$.

Таблица 1. Слои материалов в области высокой плотности теплового потока

Слой материала	$d, \text{ mm}$	$\lambda, \text{ W/m} \cdot \text{K}$	$r, 10^{-6} \times \text{ K} \cdot \text{m}^2/\text{W}$
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			$\approx 60-100$

Оценка показывает, что основной вклад в перепад температуры ΔT_{B-V} вносят керамические слои под источником тепла.

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 могло снижаться из-за освобождения некоторых крупных пор от жидкости, увеличения поверхности испарения и сокращения эффективного расстояния от поверхности испарения к области подвода тепла. 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 $R_{B-V} \approx 0.6 \div 1.0 \text{ } ^\circ\text{C/Вт}$. С ростом мощности 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 2.

Таблица 2. Слои материалов в области низкой плотности теплового потока

Слой материала	$d, \text{ mm}$	$\lambda, \text{ W/m}\cdot\text{K}$	$r, 10^{-6} \times \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$
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			$\approx 150-160$

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 $\approx 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{Вт}$. 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 $0.1 \div 0.15 \text{ } ^\circ\text{C/Вт}$. Учитывая площадь тепловой трубы $44 \times 44 \text{ мм}$, удельное значение лежит в пределах $2 \div 3 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}\cdot\text{м}^2/\text{Вт}$. Поэтому для расчетов использовано значение удельного теплового сопротивления между паром и холодильником $r_{V-C} = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}\cdot\text{м}^2/\text{Вт}$.

Эксперименты с образцами керамической платы проведены в условиях **вакуумной установки** ИВМ СО РАН. 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 осуществлялась через теплопроводящую пасту ($\lambda = 1.8 \text{ Вт/(м·К)}$) с толщиной слоя $d \approx 0.1 \div 0.2 \text{ мм}$). Испытания проводились для двух вариантов отвода тепла. Для первого варианта половина нижней поверхности платы прижималась к поверхности холодильника (рис. 5а). 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. 5б). Вторая конфигурация позволяет получить значения тепловых сопротивлений при наилучших условиях отвода тепла.

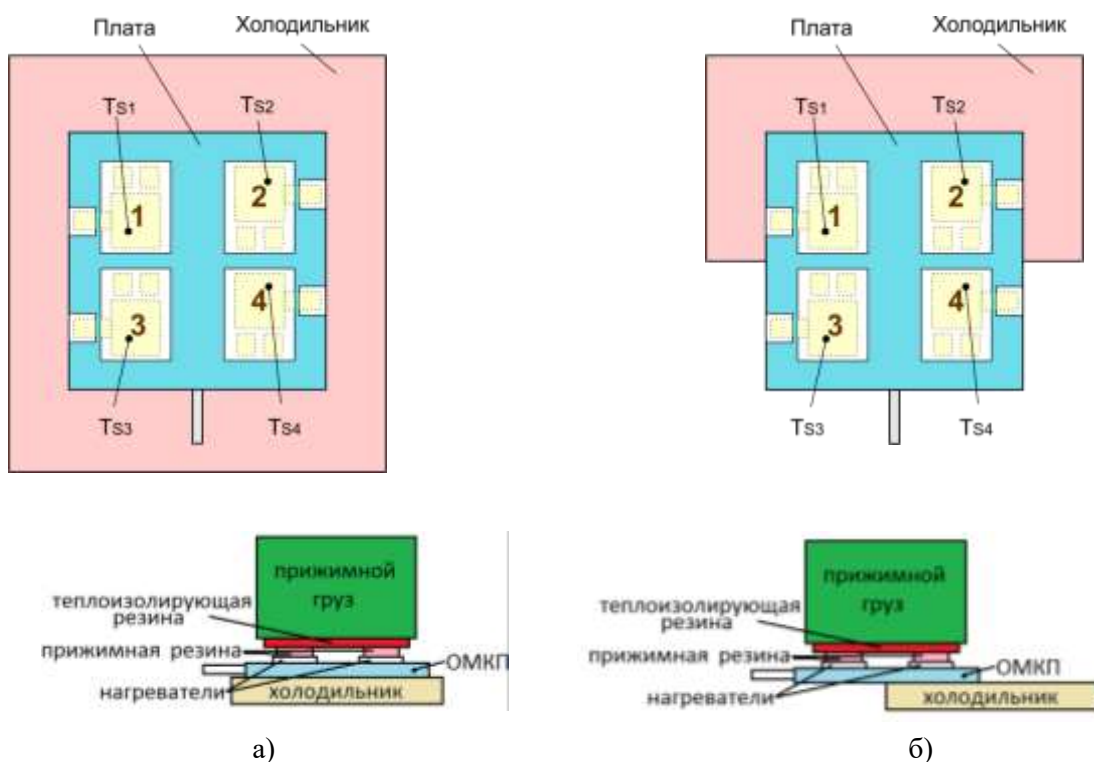


Рисунок 5 – Схема эксперимента и места измерения температур при работе в вакууме: а) охлаждение всей нижней поверхности модуля, б) охлаждение половины площади нижней поверхности модуля

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 . Температуры корпусов транзисторов измерялись с помощью термопар, напаянных на медные пластинки, которые были прижаты грузом через теплоизолирующие прокладки (рис.

5). Термодатчики устанавливались на корпуса транзисторов в наиболее горячие точки (определенные по предварительно полученным термограммам). Температура холодильника T_c также контролировалась термодатчиком.

Для сравнения с экспериментальными результатами использована плата размером 50×50 мм с тепловой трубой размером 44×44 мм. На плате имеются четыре области подвода тепла 10×10 мм, соответствующие транзисторам.

На рис. 6 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; $R_2 = (T_2 - T_c) / Q_3$ и $R_3 = (T_3 - T_c) / Q_3$ – тепловые сопротивления между корпусом транзистора и температурой холодильника. Индексы «эсп.» и «расч.» обозначают значения, измеренные в эксперименте и рассчитанные по модели.

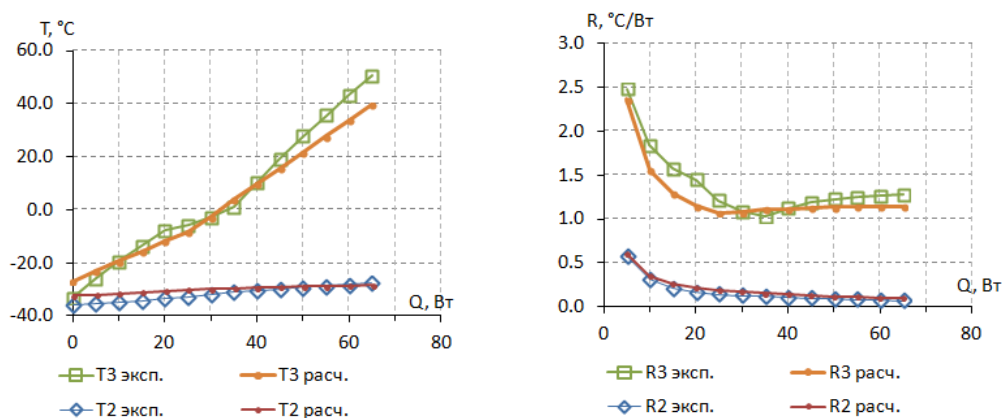


Рисунок 6 – Сравнение результатов моделирования с измеренными значениями при подводе тепла к транзистору № 3 при охлаждении всей площади платы (слева – температуры, справа – тепловые сопротивления).

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.

При мощностях ниже предельной мощности осушения фитиля (до 35 Вт) отклонения расчетных температур от измеренных значений лежат в пределах 3.5°C . При мощностях выше предельной мощности осушения фитиля можно видеть, что при отводе тепла от всей платы (рис. 6) наклон кривой температурной зависимости ниже экспериментального графика. То есть тепловое сопротивление между нагревателем и холодильником при осушении фитиля в расчете несколько занижено. Вероятно, это связано с отсутствием учета теплового сопротивления на толщине осушенной пористой структуры в двумерной 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. По-видимому, это также связано с упрощением задачи до двумерной модели.

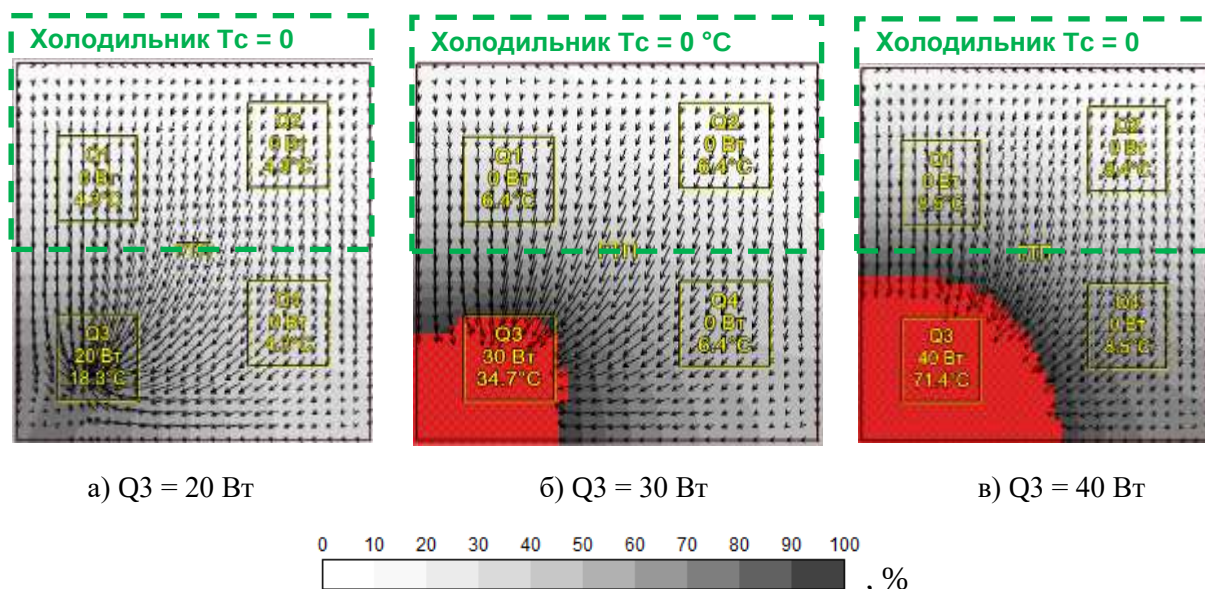
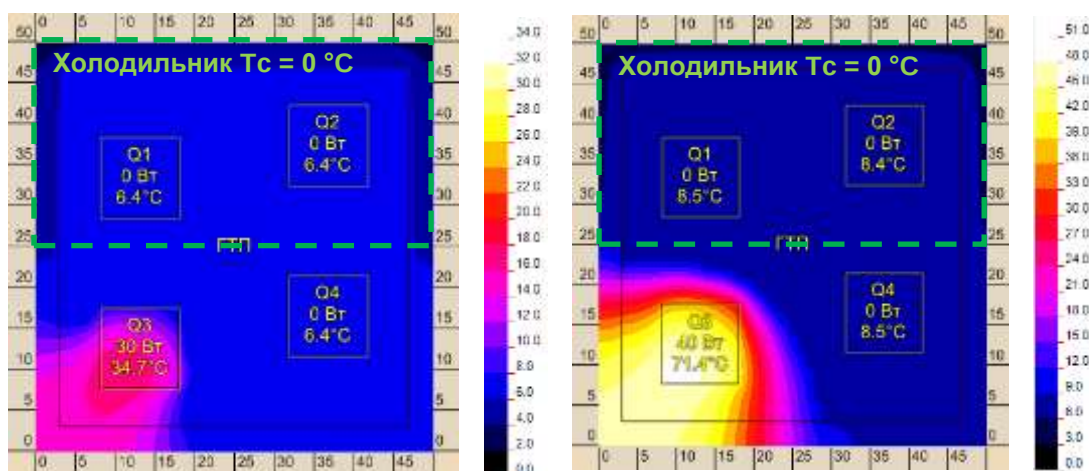


Рисунок 7 – Распределение капиллярной нагрузки в виде градаций серого (шкала в %), поле скоростей жидкости и области осушения (красным цветом) в фитиле плоской тепловой трубы для разных значений мощностей транзистора № 3, теплоотвод от половины площади платы, $T_c = 0^\circ\text{C}$.

На рис. 7 и 8 показаны результаты моделирования для конфигурации отвода тепла от половины площади платы при тепловыделении на одном транзисторе № 3 при температуре холодильника $T_c = 0^\circ\text{C}$. На рис. 7 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. 8а показано соответствующее распределение температуры платы. Можно видеть, что в области под транзистором № 3 температура возрастает до 34.7°C , при этом температура транзистора достигает 52°C . При дальнейшем увеличении мощности тепловыделения транзистора до 40 Вт размер области осушения фитиля еще больше (см. рис. 7в). На рис. 8 б показано соответствующее распределение температуры платы. В области под транзистором № 3 температура платы возрастает до 71.4°C , а температура транзистора достигает 87°C .



а) $Q_3 = 30\text{ Вт}$

б) $Q_3 = 40\text{ Вт}$

Рисунок 8 – Распределение температуры платы при осушении плоской тепловой трубы в области тепловыделения; холодильник $T_c = 0^\circ\text{C}$.

1.2. Другим направлением исследований является статистический анализ данных для определения режимов работы радиоэлектронной аппаратуры

В отчетный период предложен и протестирован способ надежного определения стационарных тепловых режимов работы силовых модулей для системы электропитания космического аппарата. Подход использует исходные данные о температуре, полученные во

время экспериментов на многофункциональном лабораторном стенде, который имитирует работу блока радиоэлектронной аппаратуры (РЭА).

Лабораторный стенд представляет собой вакуумную камеру, в которой укреплено теплоотводящее основание для установки макетов блоков РЭА (тепловых имитаторов), обеспечивающее поддержку температуры в пределах ± 1 °С в диапазоне от -30 до $+60$ °С. Макет блока РЭА выполнен в виде прямоугольной алюминиевой рамки с наклеенной текстолитовой платой, на которую установлено 16 нагревателей VT1–VT16 (мощных транзисторов), имитирующих работу реальных радиоэлементов на силовом модуле. Тепло от греющихся при работе транзисторов отводится по рамке через плоскую нижнюю поверхность блока («пятку») к теплоотводящему основанию стенда. Конструкция макета и схема отвода тепла близки к реальным конструкциям модулей, входящих в состав бортовой РЭА. Лабораторный стенд оснащен средствами измерения теплофизических параметров с помощью тепловизора и температурных датчиков (термисторов RT1–RT31, термометров сопротивления TD1–TD4 и термопар TC1–TC6), расположенных на поверхности рамки и теплоотводящем основании. Схема размещения элементов на макете РЭА показана на рис. 1А). Стенд обеспечивает работу тепловых имитаторов в атмосферных условиях и в вакууме при давлении не выше $1.3 \cdot 10^{-3}$ Па (10^{-5} мм рт. ст.).

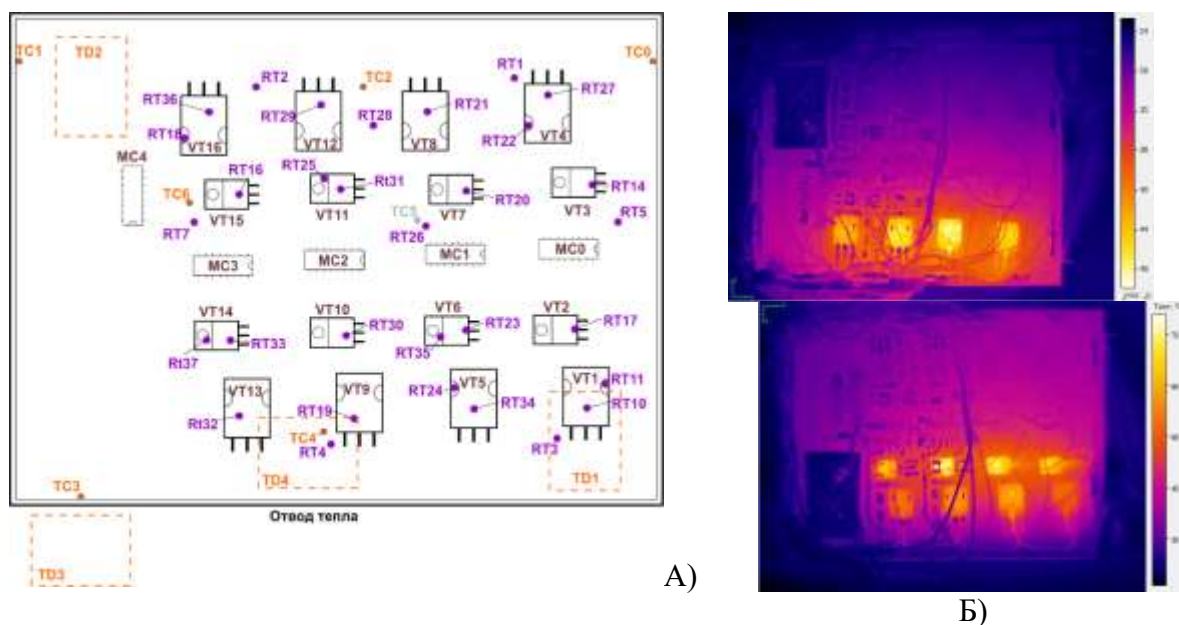


Рисунок 9 – Макет РЭА: А) схема размещения элементов; Б) примеры тепловых режимов работы (снимки тепловизором).

Бортовая РЭА может работать в нескольких штатных режимах. Каждый режим определяется фиксированным набором активных радиоэлементов, которые выделяют тепло,

следовательно, можно говорить о соответствующих тепловых режимах работы РЭА (рис. 1Б). В экспериментах на многофункциональном лабораторном стенде рассматривалось восемь различных режимов работы макета блока РЭА, включая режим, при котором мощность подавалась на все 16 транзисторов. Девятым считался режим, в котором все нагреватели выключены. В рамках одного режима на все активные транзисторы подавалась одинаковая мощность, которая варьировалась от эксперимента к эксперименту в пределах от 0,5 до 8 Вт. Для анализа использовались данные о 123 экспериментах в вакууме и 88 экспериментах в атмосфере. Некоторые из них (12 в вакууме и 13 в атмосфере) соответствовали нештатным ситуациям, при которых на требуемый транзистор подавалась не номинальная мощность или он был выключен совсем. Кроме того, в экспериментах варьировалась температура теплоотводящего основания и окружающей среды (для экспериментов в атмосфере).

Для анализа использовались следующие данные: Q_k^i – мощность, подаваемая на k -тый транзистор VT в i -м эксперименте; t_j^i – температура j -го термистора RT, t_{base}^i – температура теплоотводящего основания и t_{env}^i – температура окружающей среды (для экспериментов в атмосфере). Предполагается, что при эксплуатации РЭА информация о мощности и конфигурации нагревателей будет отсутствовать. Однако на этапе тестирования аппаратуры данные о подаваемых на каждый нагреватель мощностях были доступны.

Анализ выполнен в среде статистической обработки данных R. Прежде всего, необходимо было оценить насколько достоверно по имеющимся данным режимы могут быть отделены друг от друга. Поскольку в рамках одного режима температуры теплоотводящего основания и окружающей среды изменяются в широких пределах, значения измеренных температур не могут быть использованы напрямую для определения режима. Для кластеризации были рассчитаны псевдотемпературы ϑ_j^i . Для этого из измеренных температур t_j^i было исключено влияние внешних факторов $\vartheta_j^i = t_j^i - a_j^{base} t_{base}^i - a_j^{env} t_{env}^i$, где величины a_j^{base} и a_j^{env} вычислены как коэффициенты линейной регрессии $t_j^i = f(t_{base}^i, t_{env}^i, Q_k^i)$. Затем полученные значения были нормализованы и использованы для кластеризации методом k -средних отдельно для экспериментов в вакууме и атмосфере. На Рис. 2 представлены проекции нормализованных псевдотемператур на плоскость, определенную первыми двумя главными компонентами. Точки, соответствующие одному режиму помечены одинаковым символом, обозначенным в легенде. Точки, соответствующие одному и тому же кластеру изображены одинаковым цветом. Из графиков видно, что тепловые режимы хорошо кластеризуются (только одна точка, отмеченная красной окружностью, не

попала в свой кластер). Эта точка соответствует режиму в атмосфере, при котором все нагреватели были выключены. При кластеризации точка попала в кластер, соответствующий режиму, в котором активны транзисторы VT3, VT7, VT11, VT15 (Рис. 1А). Возможно, по крайней мере, три объяснения этой ситуации. Во-первых, данных от экспериментов в атмосфере меньше, чем в вакууме, и возможно их недостаточно для устойчивой кластеризации. Во-вторых, процедура нормализации псевдотемператур не совсем физически корректна в случае режима, когда все транзисторы выключены. В-третьих, возможно в этом случае факторы, влияющие на измеряемую температуру, плохо описываются линейной регрессией и, следовательно, ошибка при вычислении псевдотемпературы повлияла на результат кластеризации.

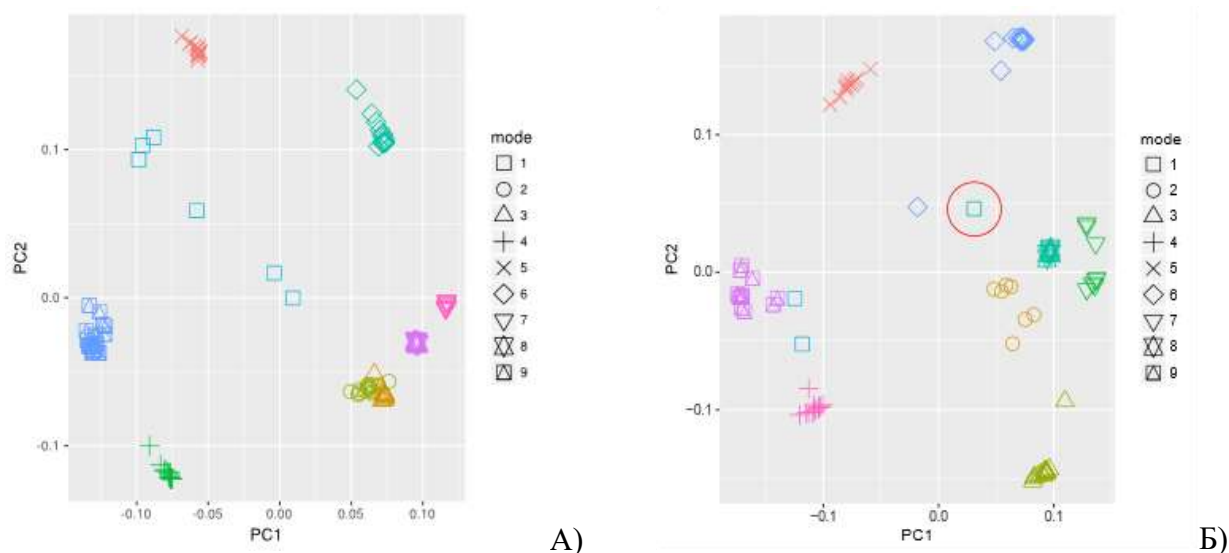


Рисунок 10 – Результат кластеризации методом k -средних: А) в вакууме; Б) в атмосфере.

Далее была решена задача классификации методом ближайшего центроида 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. Следует отметить, что хотя данные, соответствующие экспериментам с внештатными ситуациями, были отнесены классификатором к правильным режимам, однако в этих случаях расстояние от соответствующей точки в пространстве признаков до центроида класса всегда было больше, чем расстояние от этого центроида до точек, соответствующих экспериментам с номинальным режимом.

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 слоях атмосферы

2.1 Разработка математической модели гидродинамических и кинетических процессов, ответственных за убегание атмосферных частиц под действием поглощаемого ультрафиолетового излучения

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 достаточно репрезентативную таблицу данных. В результате были сделаны расчеты для 7000 модельных планет с различными массами (в пределах $1 \div 39$ масс Земли), температурами ($300 \div 2000$ градусов Кельвина), для различных масс Звезды ($0.4 \div 13$ масс Солнца), расстояний до Звезды ($0.002 \div 1.3$ астрономических единиц) и интенсивностями излучения от Звезды (слабая, средняя и высокая). В каждом случае были рассчитаны радиальные профили плотности, скорости, температуры, интенсивность потерь атмосферных частиц, а также найдены положения точек максимума диссоциации и ионизации. Полученная таблица позволяет находить параметры атмосферного уноса для конкретных планет путем интерполяции табличных данных. Таким образом, эта таблица была применена для расчета эволюции известных планет CoRoT-7 b и HD219134 b, c. В результате было показано, что три данных планеты должны были полностью потерять свои первичные водородные атмосферы за несколько миллионов лет.

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 массы 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 в почти 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.

Исследована проблема магнито-гидродинамической устойчивости изогнутого токового слоя магнитосферного хвоста на основе численного моделирования. Причиной изгиба токового слоя являются изменения угла наклона оси магнитного диполя. Расчеты показали (Рис. 1), что с увеличением угла наклона оси диполя токовый слой искривляется сильнее, что приводит к увеличению инкремента неустойчивости изгибных колебаний слоя.

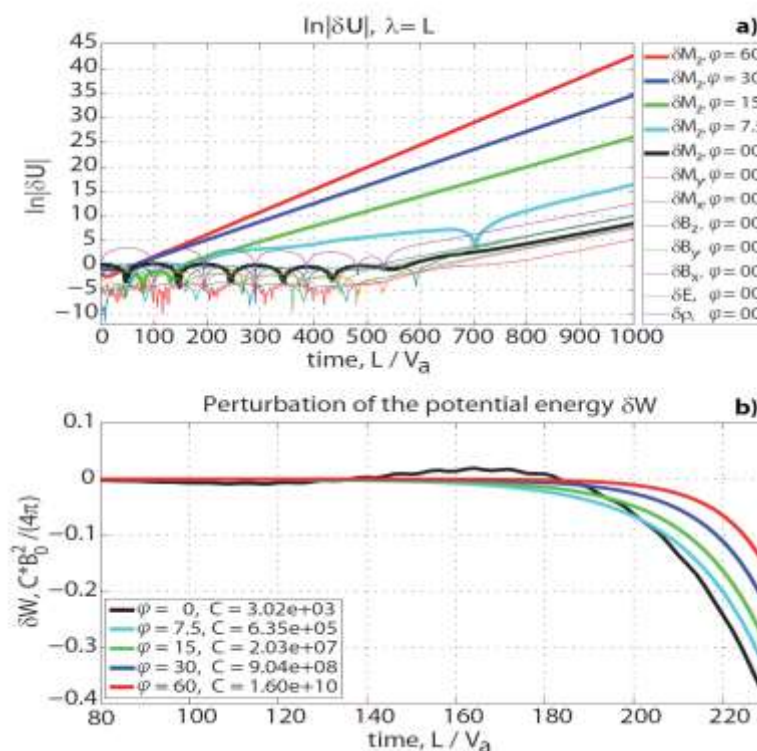


Рисунок 11 – Верхняя панель (а): рост амплитуды возмущений параметров плазмы со временем для разных углов наклона магнитного диполя. Нижняя панель (б): зависимость от времени возмущения энергии магнитного поля при развитии неустойчивости.

2.2 Разработка модели ионосферного глобального проводника

Разработана модель ионосферного глобального проводника. Ионосферный проводник рассмотрен в двумерном приближении, основанном на высокой проводимости в направлении магнитного поля. В этом предположении силовые линии магнитного поля эквипотенциальны, а перенос заряда между ними определяется только интегральными

проводимостями Педерсена и Холла. Модель построена как первое приближение в разложении решения трехмерной задачи электропроводности по малому параметру. Малым параметром является отношение проводимости Педерсена к проводимости в направлении магнитного поля. Пространственные распределения проводимости Педерсена и Холла вычислены с использованием эмпирических моделей IRI, MSISE, IGRF и применены для построения карт интегральной проводимости. Типичная карта представлена на Рис. 12.

Рассмотрены области магнитосферы, в которых велика продольная проводимость, а именно, каспы и плазменный слой. Показано, что подключение этих магнитосферных проводников параллельно ионосфере приводит к эквипотенциальности авроральных зон. Как следствие, для ионосферных электрических полей, генераторы которых расположены в ионосфере или в атмосфере, глобальная задача электропроводности разделяется на три независимые краевые задачи в трех областях: две полярные шапки и основная часть ионосферы, включающая средние и низкие широты.

Модель использована для анализа ионосферной части Глобальной электрической цепи, и в дальнейшем может быть использована для расчета электрического поля ионосферного динамо и как фрагмент в более сложных ионосферных и магнитосферных моделях.

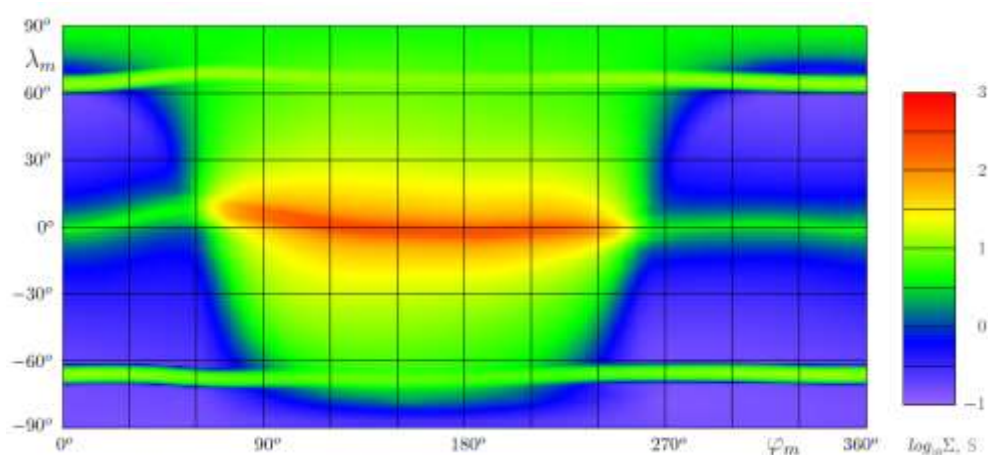


Рисунок 12 – Распределение интегральной проводимости Холла в ионосфере Земли. Типичная карта для утра по универсальному времени в июле при низкой солнечной активности.

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

3.1 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 непрерывности, 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 идеального газа и коэффициента динамической вязкости

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

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 наиболее 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:

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3\text{Re}} \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right), \tau_{yy} = \frac{2}{3\text{Re}} \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right), \tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{\mu}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$

$$q_x = -\frac{\gamma}{\text{PrRe}} \mu \frac{\partial e}{\partial x}, q_y = -\frac{\gamma}{\text{PrRe}} \mu \frac{\partial e}{\partial y},$$

$$\Phi = \frac{\mu}{\text{Re}} \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right],$$

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

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

Уравнения для моментов с помощью уравнения неразрывности записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\rho \frac{du}{dt} + \frac{D(\rho u)}{Dt} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}, \\ \frac{1}{2} \left(\rho \frac{dv}{dt} + \frac{D(\rho v)}{Dt} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y}. \end{aligned}$$

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} :

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

Для дискретизации уравнений применяется смешанный эйлеров-лагранжев 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 проведены вычислительные эксперименты для двумерной математической модели периодической структуры обтекаемой поверхности вида,

представленного на рис. 13. Уравнения Навье-Стокса обезразмерены с учетом размеров пазов в долях миллиметра.

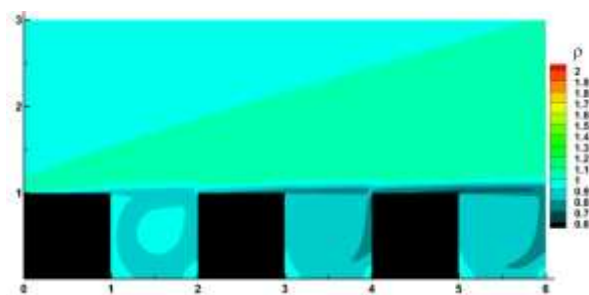


Рисунок 13 – Плотность газа при обтекании поверхности с прямоугольными пазами со скоростью $M = 4$ и $Re = 20000$.

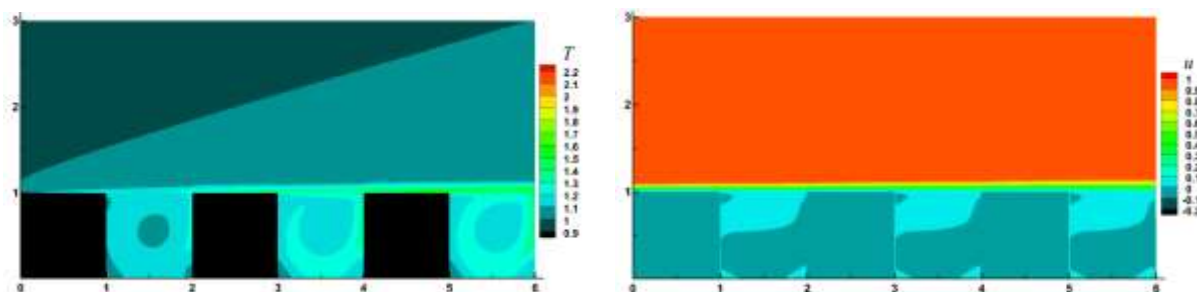


Рисунок 14 – Температура и горизонтальная скорость газа при обтекании поверхности с прямоугольными пазами со скоростью $M = 4$ и $Re = 20000$ на входе.

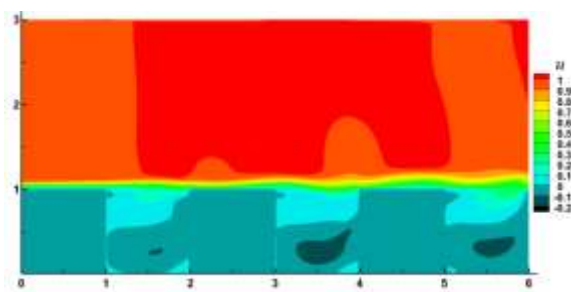


Рисунок 15 – Горизонтальная скорость газа при обтекании поверхности с прямоугольными пазами со скоростью $M = 0.5$ и $Re = 2500$ на входе.

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 дальнейших численных экспериментах 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.

3.2 Разделение многокомпонентной смеси в цилиндрической термодиффузионной колонне

Рассмотрен нестационарный процесс разделения смеси в замкнутой цилиндрической термодиффузионной колонне. Замкнутая колонна высотой $2H$ состоит из двух коаксиальных цилиндров, радиусы которых $r_2 > r_1$. В зазор между цилиндрами шириной $r_2 - r_1 = L$ помещена смесь с массовой концентрацией растворенных компонентов C_i . Течение и разделение смеси в колонне описываются уравнениями Навье-Стокса, переноса тепла и массы для каждого компонента.

Стенки колонны поддерживаются при различных постоянных температурах, внутренний цилиндр является нагретым. Полагая отношение $2H/L$ порядка 100 и более, принято, что конвективное течение, возникающее под действием горизонтального градиента температуры T , строго вертикально (кроме небольших областей сверху и внизу колонны, которыми мы пренебрегаем). Поэтому скорость конвективного течения (в цилиндрических координатах (r, φ, z)) имеет вид $\mathbf{u} = \mathbf{u}(0, 0, w(r))$. На стенках заданы условия прилипания и отсутствия потока компонентов.

Поток массы растворенного компонента в колонне складывается из диффузионного и термодиффузионного потоков:

$$\mathbf{J} = \rho_0(C_1\mathbf{u}, \dots, C_{n-1}\mathbf{u})^T - \rho_0(D\nabla C + \mathbf{D}_T\nabla T),$$

где D – матрица коэффициентов диффузии размерности $(n-1) \times (n-1)$, $\mathbf{D}_T$ – вектор коэффициентов термодиффузии размерности $n-1$.

С учетом введенных предположений из уравнений движения можно получить полный поток массы компонентов через поперечное сечение колонны в виде

$$J_z = 2\pi\rho\left(D^{-1}\mathbf{D}_TK_L - \left(K_CD^{-1} + \frac{1}{2}D(r_2^1 - r_1^2)\right)\frac{\partial\bar{C}}{\partial z}\right), \quad (1)$$

$$\text{где } K_L = \frac{\Delta T}{\ln \delta} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\psi}{r} dr, \quad K_C = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\psi^2}{r} dr,$$

где ψ – функция тока и введено среднее по сечению значение градиента концентрации

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial z}(t, z) = \frac{1}{\pi(r_2^2 - r_1^2)} \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\partial C}{\partial z} r dr d\varphi. \quad (2)$$

Основное уравнение нестационарного разделения смеси получено путем приравнивания производной по времени от средней по сечению концентрации $\bar{C}$ к дивергенции потока из выражения (1)

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} = \left(\frac{2K_C}{r_2^2 - r_1^2} D^{-1} + D \right) \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial z^2}. \quad (3)$$

Введя параметр $\delta = r_1 / r_2$, с помощью уравнения (3) определим характерные времена:

$$t_{ci} = 4H^2 \left(\frac{2K_C}{L^2 \lambda_i} \left(\frac{1-\delta}{1+\delta} \right) + \lambda_i \right)^{-1}, \quad i = 1, \dots, n-1. \quad (4)$$

Здесь λ_i - собственные значения матрицы коэффициентов диффузии. При $\delta \rightarrow 1$ предельное значение t_{ci} соответствует случаю плоской колонны

$$t_{ci} = 4H^2 \left(\frac{\nu Gr^2}{9! \lambda_i} + \lambda_i \right)^{-1} \approx 9! \lambda_i \left(\frac{2H\nu}{g\Delta T \beta_T L^3} + \lambda_i \right)^2.$$

При $\delta \rightarrow 0$ характерные времена сходятся к диффузионным временам $t_{ci} = 4H^2 / \lambda_i$.

Рассмотрим случай, когда можно пренебречь изменением плотности смеси при изменении концентрации. В качестве примера рассмотрим смесь додекан – изобутилбензол – тетралин с массовой долей компонентов 1/3 в колонне высотой $2H = 0.5$ м с шириной зазора $L = 0.001$ м. Зависимость t_{ci} (4) от отношения радиусов цилиндров δ приведена на рисунке для разности температур между стенками $\Delta T = 4$ К. Для тройной смеси имеется два характерных времени. Как видно из рисунка, при возрастании отношения радиусов значения характерных времен убывают и при $\delta \rightarrow 1$ в точности соответствуют случаю плоской колонны. При $\delta \rightarrow 0$ оба значения соответствуют $t_{ci} \approx 4350$ дней.

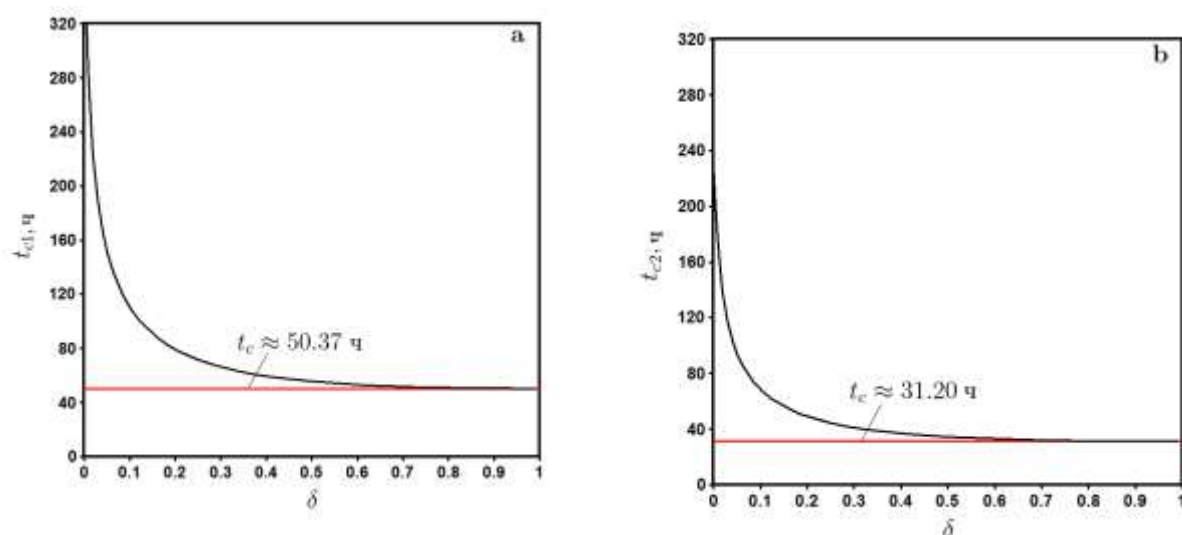


Рисунок 17 – Зависимость характерного времени разделения компонентов тройной смеси (а додекан, б – тетралин) от отношения радиусов цилиндров. Прямая линия соответствует случаю плоской колонны.

Таким образом, в ходе исследований получены формулы для характерного времени разделения компонентов многокомпонентной смеси в цилиндрической колонне.

3.3 Перенос ионов в нанопорах проводящих мембран: эксперимент и математическое моделирование

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 полужеек, между которыми зажата мембрана. В каждой из них размещен электрод Ag/AgCl, подключённый к потенциостату ПИ–50Pro (Элинс, Россия). Через полужеечки 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). После перехода к безразмерным величинам потенциал ϕ , концентрации ионов $c_{\pm}$ и давление p представляются в виде

$$\phi(r, z) = \phi_v(z) + \psi(r, z), \quad c_{\pm}(r, z) = c_v(z) \exp(\mp \psi(r, z)), \quad p(r, z) = p_v(z) + 2c_v(z) \cosh(\psi(r, z)).$$

Функция ψ является решением уравнения Пуассона с граничным условием осевой симметрии

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

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

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

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

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

$$\left(\frac{dp_v}{dz}, \frac{1}{c_v} \frac{dc_v}{dz}, \frac{d\phi_v}{dz} \right)^T = L(\bar{v}, \bar{j}, \bar{i})^T, \quad (5)$$

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), $L = -(\tilde{L})^{-1}$ – 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) принимает вид

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

с граничными условиями

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

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

На рис. 18 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 теоретических кривых под экспериментальные данные. Поверхность 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.

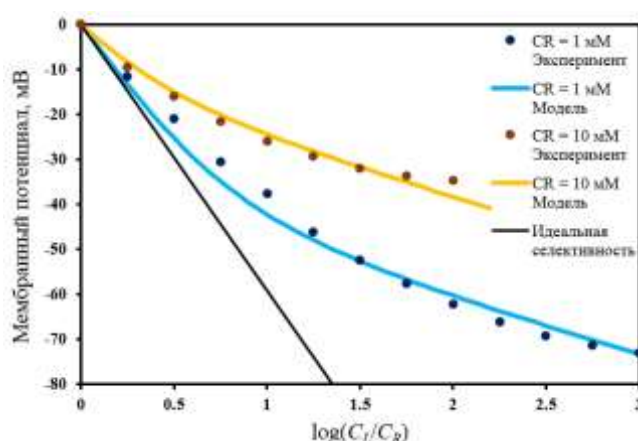


Рисунок 18 – Зависимость мембранного потенциала от логарифма отношения концентраций в водном растворе NaCl.

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

На основании метода молекулярной динамики было 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 ($B > 0.01 \text{ Т}$) в разреженной ($\leq 10^{13} \text{ м}^{-3}$) плазме значительную роль в ее нагреве и разлете может играть процесс образования электрон-ионных пар (рис.19). Он же может играть определенную роль и в процессе трехчастичной рекомбинации, приводя к образованию слабосвязанных электрон-ионных пар.

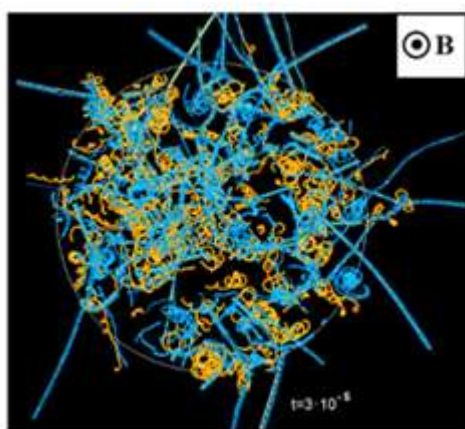


Рисунок 19 – Разлет плазмы в квазидвумерном случае (желтые – ионы, синие - электроны)

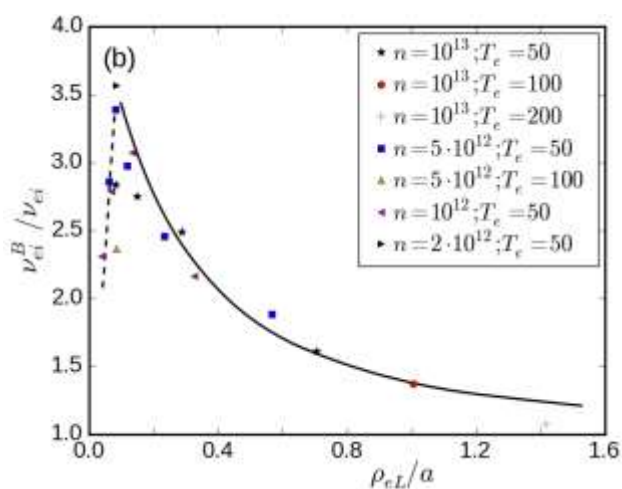


Рисунок 20 – Здесь ν_{ei}^B – скорость электрон-ионного обмена энергией в присутствии магнитного поля, а ν_{ei} – в его отсутствие, ρ_{eL} – средние величины межчастичного расстояния и ларморовского радиуса электронов

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 на наш взгляд позволяет адекватно провести моделирование с относительно небольшим ($N \gtrsim 10^3$) 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. 20). Причем ее величина в магнитном поле выше, чем в отсутствие поля. При небольших электронных

температурах ($T_e \leq 1000$ K) темп расширения плазмы определяется электронным ларморовским радиусом и на начальном этапе $\sim B^{-1/2}$ (рис. 21). Что касается диффузии ионов поперек магнитного поля (рис. 22), 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: классический, соответствующий броуновскому движению частиц и боровской диффузии, когда траектория частиц (ведущих центров) включает в себя значительные участки дрейфового движения.

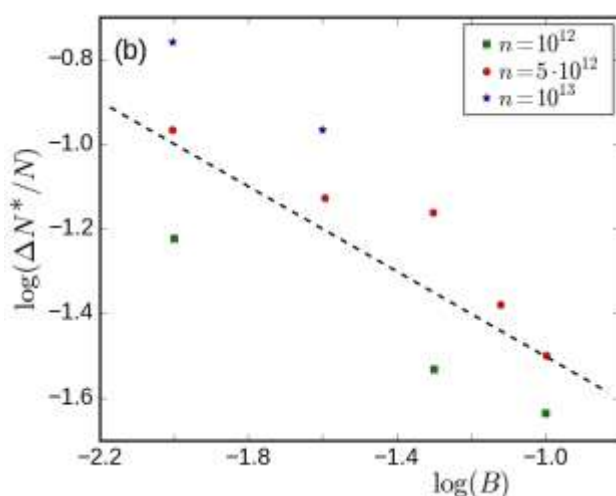


Рисунок 21 – Относительная доля электронов $\Delta N^* / N$, покинувших начальную область к моменту времени $t = 100$ мкс

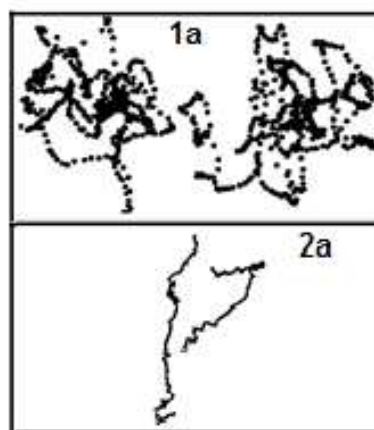


Рисунок 22 – Траектории ведущих центров ионов; 1а: при $B=0.01$ Т (классическая диффузия), 2а: при $B=0.1$ Т (боровская диффузия)

В первом случае полученные значения коэффициентов диффузии хорошо согласуются с результатами других авторов для модели однокомпонентной плазмы. Это позволяет надеяться, что определение коэффициента диффузии по этой модели будет адекватно и для электрон-ионной плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение отчетного периода выполнен полный цикл исследований, запланированных по данному проекту. В ходе его выполнения получены результаты, приоритет которых подтверждается рейтинговыми публикациями в ведущих Российских и зарубежных научных журналах.

Проведена модификация вычислительной модели с учетом конструкции экспериментальных образцов керамических плат со встроенными плоскими тепловыми трубами. Параметры капиллярной структуры задаются с помощью данных, полученных в результате предварительных измерений. Учтена схема потоков тепла от транзисторов в SMD корпусах, которые установлены в углублениях в платах на слои керамики с теплопроводящими металлическими вставками. Измерение температур на корпусах транзисторов термопарами потребовало учета дополнительных тепловых потоков, которые оказывают заметное влияние на измеряемые значения температур. Выполнено сравнение результатов вычислительного моделирования с результатами экспериментов в вакууме для температур теплоотводящего основания от $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ при двух конфигурациях отвода тепла: от всей нижней поверхности керамической платы и от ее половины. Расчетные зависимости температур и тепловых сопротивлений от тепловой нагрузки хорошо соответствуют экспериментальным данным для разных конфигураций области отвода тепла и различных температур холодильника. Наблюдается плавный рост температуры с увеличением тепловой нагрузки до некоторого критического значения мощности, соответствующего началу осушения фитиля в тепловой трубе из-за так называемого капиллярного ограничения. При превышении критической мощности капиллярные силы не обеспечивают смачивание фитиля, что приводит к возникновению «пятна» осушения и более резкому росту температуры. Расчетные значения мощностей начала осушения фитиля близки к результатам измерений. При отводе тепла от всей площади платы мощность начала осушения фитиля была равна $35\div 40\text{ Вт}$, при охлаждении половины платы – $25\div 30\text{ Вт}$. При мощностях тепловыделения ниже критических значений (штатные режимы работы), расчетные зависимости температур от мощности хорошо соответствуют измеренным значениям в пределах $3.5\text{ }^{\circ}\text{C}$. В области больших тепловых нагрузок при наличии области осушения фитиля расчетные кривые отклоняются от экспериментальных данных в большую сторону. Несмотря на некоторые отклонения результатов моделирования в области высоких мощностей, модель достаточно хорошо описывает процессы переноса массы и тепла в керамической плате со встроенной тепловой трубой. Использование модели позволяет проводить расчеты температурных режимов, проводить исследования особенности

процессов теплообмена в керамической плате с плоской тепловой трубой и оптимизировать конструкцию.

Разработана математическая модель гидродинамических и кинетических процессов, ответственных за убегание атмосферных частиц под действием поглощаемого ультрафиолетового излучения. На основе аппроксимации табличных данных получено аналитическое выражение интенсивности атмосферного уноса, зависящее от планетарной массы, планетарного радиуса, орбитального расстояния и потока ультрафиолетового излучения Звезды.

Разработана модель ионосферного глобального проводника в двумерном приближении, основанном на высокой проводимости в направлении магнитного поля. В этом предположении силовые линии магнитного поля эквипотенциальны, а перенос заряда между ними определяется только интегральными проводимостями Педерсена и Холла. Модель построена как первое приближение в разложении решения трехмерной задачи электропроводности по малому параметру, являющимся отношением проводимости Педерсена к проводимости в направлении магнитного поля.

Ранее созданные вычислительные методы для решения нестационарных уравнений Навье-Стокса для теплопроводного газа применены для решения задач обтекания поверхностей с текстурой в виде пазов. Вычислительные методы дают возможность расчетов для широкого диапазона скоростей набегающего потока. Сравнение течений газа с обтеканием ровной поверхности дали разные эффекты при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях.

Рассмотрен нестационарный процесс разделения смеси в замкнутой цилиндрической термодиффузионной колонне. Течение и разделение смеси в колонне описываются уравнениями Навье-Стокса для несжимаемой жидкости, переноса тепла и массы для каждого компонента. В ходе исследований получены формулы для характерного времени разделения компонентов многокомпонентной смеси в цилиндрической колонне.

Проведено математическое моделирование мембранного потенциала на основе уравнений Навье-Стокса, Нернста-Планка и Пуассона в двумерной постановке. Сравнение результатов созданной модели с экспериментом для транспорта ионов через заряженную мембрану показало хорошее описание экспериментальных зависимостей мембранного потенциала от отношения концентраций в резервуарах.

На основании метода молекулярной динамики проведено моделирование электрон-ионной плазмы Ве в однородном магнитном поле. На основании полученных результатов можно заключить, что в квазидвумерном случае 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. 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. В первом случае полученные значения коэффициентов диффузии хорошо согласуются с результатами других авторов для модели однокомпонентной плазмы.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Научные публикации в журналах, индексируемых в российских и международных информационно-аналитических системах научного цитирования

1. Krasnov I.V. and Kamenshchikov L.P. *Ion Coulomb crystal in a polychromatic optical superlattice* // Laser Physics. – 2018. – Vol. 28, No.10. – Art. 105701 (9 pp). DOI: 10.1088/1555-6611/aaceee.
2. Isaev I.L. and 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. – Vol. 51. – Art. 025701 (6 pp). 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. – Vol. 296, No. 10. – Art. 1689 (8 pp). 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. – Vol. 30, pp. 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. – Vol. 612. – Art. 25. DOI: 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. Vol. 45. – pp. 3760–3767. DOI: 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. – Vol. 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. – Vol. 36. – pp. 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. – Vol. 307. – pp. 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. – Vol. 480, Issue 3. – pp. 3680–3688. DOI: 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. – Vol. 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. – Vol. 866, Issue 2. – Art. L18 (7 pp.). DOI: 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. – Vol. 866. – Art. 47 (13 pp). DOI: 10.3847/1538-4357/aadf39.
14. Ryzhkov I.I. and Kozlova S.V. *The transient separation of multicomponent mixtures in a cylindrical thermogravitational column* // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2018. – Vol. 126. – pp. 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. – Vol. 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. – Vol. 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* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2018. – Vol. 179. – pp. 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* // Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 2018. – Vol. 123, No 5. – pp. 4290-4297. DOI: 10.1029/2018JA025228
19. Denisenko V.V. Two-Dimensional Model of the Global Ionospheric Conductor. // Russian Journal of Physical Chemistry B. – 2018. – Vol. 12, No. 3. – pp. 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. – Vol.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. – Vol. 63, No. 4. – pp. 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. – Vol. 25, No. 3. – pp.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 Journal of Mathematics, 2018, Vol. 39, No. 7, pp. 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. – Vol. 2025. – Art. 110002. DOI: 10.1063/1.5064945

ПРИЛОЖЕНИЕ Б
Выписка из плана научно-исследовательской работы на 2018 год

Содержание работы	Планируемый результат выполнения работы
1. Проведение расчетов тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата на основе теплофизических моделей и их сопоставление с результатами натурных испытаний.	1. Уточненная теплофизическая модель и результаты сравнения расчетных тепловых режимов функциональных узлов и модулей энергопреобразующего комплекса космического аппарата с результатами натурных испытаний.
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 слоях атмосферы.	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 физических условий.
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.	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.
4. Моделирование разлета электрон-ионной ультрахолодной плазмы в однородном магнитном поле.	4. На основе методов молекулярной и броуновской динамики будет построена модель ультрахолодной плазмы в однородном магнитном поле и проведены численные расчеты ее разлета.