

На правах рукописи

Степаненко Александр Александрович

**ВЛИЯНИЕ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ
ЧАСТИЦ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В
ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ
МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Автор:



Москва - 2014

Работа выполнена в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ».

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Жданов Владимир Михайлович
профессор кафедры физики плазмы
НИЯУ МИФИ

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Рухадзе Анри Амвросьевич
главный научный сотрудник теоретического
отдела Института общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

доктор физико-математических наук, доцент
Кустова Елена Владимировна
профессор кафедры гидроаэромеханики
Санкт-Петербургского государственного
университета

Ведущая организация: ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН

Защита диссертации состоится 25 февраля 2015 года в 15 ч. 00 мин. на заседании совета Д 212.130.05 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ». Адрес и контактный номер телефона: 115409 Москва, Каширское ш. 31, тел. 8(499)324-84-98.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке и на сайте НИЯУ МИФИ: <http://ods.mephi.ru>.

Автореферат разослан «__» _____ 2014 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 212.130.05, д.ф.-м.н.



Стариков Р.С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Моделирование процессов, протекающих в частично ионизованной многокомпонентной плазме, находящейся в магнитном поле, является актуальной задачей при разработке и оптимизации различных газоразрядных приборов и устройств, использующих низкотемпературную плазму [1,2], при анализе явлений, возникающих в пограничном слое космических аппаратов, входящих со сверхзвуковой скоростью в атмосферы планет [3], а также при исследовании процессов в ионосферной и космической плазме [4,5]. Даже в высокотемпературной плазме лабораторных установок термоядерного синтеза, в основном объеме которых плазма является полностью ионизованной, учет присутствия нейтральных частиц может оказаться существенным при анализе явлений, происходящих в пристеночной плазме термоядерных установок, например, в диверторной области токамака [6].

Существенно, что в отличие от полностью ионизованного газа частично ионизованная плазма характеризуется большим многообразием протекающих в них химических и физических процессов, поскольку содержит значительное количество нейтральных частиц - молекул и атомов, вращательные, колебательные и электронные уровни которых активно возбуждаются в процессе взаимодействия частиц. Важную роль при этом играют резонансная перезарядка ионов на атомах, диссоциация молекул и ионизация атомов, обратная им рекомбинация с участием трех частиц и ряд других процессов, связанных с неупругими столкновениями частиц и химическими реакциями в плазме.

Большинство моделей, применяемых для описания процессов переноса в частично ионизованной плазме, основаны на использовании гидродинамических уравнений переноса для компонент плазмы, получаемых методами кинетической теории, либо на применении статистического метода Монте-Карло. Последний метод позволяет включить в рассмотрение достаточно большое число каналов упругого и неупругого взаимодействия частиц, а также все возможные химические реакции частиц. Однако, несмотря на полноту описания процессов, расчеты на основе метода Монте-Карло оказываются очень трудоемкими и требуют большого машинного времени. Гидродинамические модели плазмы, наоборот, могут не учитывать всех процессов взаимодействия частиц среды, однако вычисления, проводимые на их основе, требуют значительно меньших вычислительных затрат. Поэтому представляется актуальным получение системы гидродинамических уравнений переноса (уравнений магнитной газодинамики) для многоком-

понентной частично ионизованной плазмы на основе кинетической теории, которые позволяли бы учитывать как можно большее число физических и химических процессов, протекающих в плазме.

Наконец, в плазме помимо обычных частиц могут присутствовать также пылевые частицы, представляющие независимые компоненты плазмы [7]. Поэтому наравне с анализом процессов переноса обычных плазменных компонентов, таких как молекулы, атомы, ионы и электроны, представляют интерес вопросы, связанные с динамикой взаимодействия пылевых и обычных частиц в плазме и их влияния на свойства переноса.

Цель и задачи работы

Кинетическая теория явлений переноса в многокомпонентных газовых смесях и частично ионизованной плазме развивалась во многих работах. В основе такой теории лежит обычно использование кинетического уравнения Больцмана, приближенное решение которого ищется с помощью хорошо разработанных метода Чепмена-Энскога или метода моментов Грэда. Целью настоящего диссертационного исследования является применение обобщенного метода моментов Грэда для анализа свойств переноса частично ионизованной многокомпонентной плазмы в магнитном поле, частицы которой наряду с упругими столкновениями участвуют также в неупругих столкновениях и химических реакциях. Для достижения этой цели был поставлен ряд задач:

1. получение на основе обобщенного метода моментов Грэда полной и упрощенной систем линеаризованных уравнений моментов для многокомпонентной частично ионизованной плазмы в магнитном поле с учетом как упругих, так и неупругих столкновений частиц и химических реакций;
2. получение приближенной системы уравнений переноса для электронов, отделяемой от уравнений переноса для тяжелых частиц плазмы. Анализ выражений для поправок, возникающих в уравнениях переноса электронов за счет неупругих столкновений электронов с атомами и молекулами, а также процессов ионизации атомов электронным ударом и трехчастичной электрон-ионной рекомбинации в плазме;
3. получение конкретных оценок вклада неупругих столкновений в скалярные, векторные и тензорные коэффициенты переноса электронов;
4. получение системы уравнений переноса для тяжелых частиц химически активной плазмы, обладающих внутренними степе-

ниями свободы, в магнитном поле в приближении 17 моментов. Получение выражений для скалярных, векторных и тензорных коэффициентов переноса частиц.

5. получение системы уравнений переноса для электронов, ионов и нейтралов многокомпонентной плазмы, состоящей из бесструктурных частиц, в приближении 21 момента, обеспечивающем достаточную точность расчета коэффициентов переноса плазмы в условиях как сильной, так и слабой ионизации плазмы;
6. проведение расчетов коэффициентов теплопроводности и вязкости тяжелых частиц для частично ионизованных плазменных сред, параметры которых соответствуют параметрам диверторной плазмы термоядерного реактора в режиме газовой мишени. Анализ влияния процесса резонансной перезарядки на коэффициенты переноса ионов и атомов в таких средах.
7. проведение расчетов коэффициентов переноса для частично ионизованной плазмы в смесях D-He и D-T. Анализ влияния сложного химического состава на коэффициенты переноса ионов и атомов в такой плазме.
8. получение поправок к термосиле, действующей на сферическую пылевую частицу, а также выражений для сил и моментов сил, действующих на пылинки с вращательной симметрией, в пылевой плазме, находящейся в магнитном поле;

Методы исследования

Основной теоретический метод, используемый в настоящей работе для получения аналитических результатов, - обобщенный метод моментов Грэда, применяемый при решении линеаризованного кинетического уравнения Больцмана. Численные расчеты коэффициентов переноса плазмы, полученных с использованием этого метода, реализуются в среде компьютерного моделирования Scilab.

Научная новизна

Научная новизна настоящего диссертационного исследования состоит в получении общей системы уравнений моментов для многокомпонентной частично ионизованной плазмы в магнитном поле с учетом как упругих, так и неупругих столкновений частиц, а также химических реакций, таких как диссоциации, ионизация и рекомбинация. На основе этой системы в работе получены новые члены в уравнениях переноса электронов, возникающие за счет дополнительного учета неупругих столкновений электронов с атомами и молекулами

плазмы, а также процессов ионизации атомов электронным ударом и трехчастичной электрон-ионной рекомбинации ионов. Получены обобщенные уравнения переноса тяжелых компонентов в молекулярной химически реагирующей плазме, находящейся в магнитном поле. Научной новизной характеризуется также получение для частично ионизованной плазмы, состоящей из бесструктурных частиц, общей системы уравнений переноса, которая позволяет единообразно и с достаточной точностью описывать динамику заряженных и нейтральных компонентов плазмы в пределах как слабой, так и сильной ионизации плазмы. В работе получены также новые выражения для ряда сил и моментов сил, действующих на пылевые частицы в плазме в магнитном поле, позволяющие уточнить описание динамики пылинок, имеющих различную геометрию.

Новые научные результаты, выносимые на защиту

1. На основе метода моментов Грэда, используемого при решении обобщенного линеаризованного уравнения Больцмана, получена полная система линеаризованных уравнений переноса (уравнений моментов) для частично ионизованной многокомпонентной плазмы в магнитном поле с учетом внутренних степеней свободы частиц и химических реакций, включая реакции диссоциации, ионизации и рекомбинации.
2. Получены уравнения переноса для электронов с учетом неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы, приводящих к возбуждению вращательных и колебательных степеней свободы молекул и электронному возбуждению атомов плазмы, а также реакций ионизации атомов электронным ударом и трехчастичной электрон-ионной рекомбинации. На основе этих уравнений получены выражения для всех транспортных потоков и соответствующих им коэффициентов переноса электронов. Эти результаты являются обобщением соответствующих выражений, полученных Девото [16, 17] на основе метода Чепмена-Энскога для плазмы, состоящей из бесструктурных частиц.
3. Получены выражения для поправок к скоростям реакции ионизации-рекомбинации в уравнении непрерывности для электронов, а также соотношение для величины отрыва температуры электронов от температуры тяжелых частиц. Получены выражения для дополнительных слагаемых в выражении для тензора давлений электронов, соответствующие учету омического нагрева плазмы, химических реакций, а также ненулевой сжимае-

мости плазмы (электронная объемная вязкость). Найдены соотношения для характерного времени релаксации энергии электронов с учетом упругих и неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы, а также для коэффициента неупругих потерь электронов.

4. Получены расчетные зависимости величины коэффициента неупругих потерь электронов от температуры плазмы для ряда молекулярных (H_2 , N_2 , O_2 , CO_2) и атомарных (H) газов. Выполнены оценки вклада неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы в электронные коэффициенты переноса.
5. В рамках приближения 17 моментов получена система скалярных, векторных и тензорных уравнений переноса для тяжелых компонентов химически активной плазмы, частицы которой обладают внутренними степенями свободы. Получены выражения для коэффициентов переноса тяжелых частиц такой плазмы в магнитном поле.
6. Получена система уравнений переноса для случая химически инертной частично ионизованной плазмы бесструктурных частиц, находящейся в магнитном поле, в приближении 21 момента метода Грэда. Для этих уравнений получены выражения для моментов интеграла столкновений, отвечающих резонансной перезарядке ионов на атомах.
7. На основе системы уравнений переноса в приближении 21 момента найдены выражения для коэффициентов теплопроводности и вязкости произвольного компонента плазмы в магнитном поле. Эти выражения обеспечивают достаточную точность расчета коэффициентов переноса плазмы в пределах как слабой, так и сильной ионизации плазмы.
8. Рассчитаны коэффициенты вязкости и теплопроводности H, D D-He и D-T плазмы. Показано, что а) учет резонансной перезарядки может оказывать значительное влияние на значения коэффициентов переноса плазмы, б) учет различного изотопного состава D-T плазмы может приводить к заметному (до 10%) изменению коэффициентов переноса ионов плазмы, в) учет примеси гелия в дейтериевой плазме, параметры которой соответствуют условиям диверторной плазмы в токамаке в режиме газовой мишени, не оказывает заметного влияния на коэффициенты переноса ионов дейтерия даже при больших концентрациях примеси ($He/D < 0.5$).

9. В рамках приближения 21 момента Грэда получены выражения для ионной и электронной термосил и электронной силы трения, действующих на сферическую пылевую частицу в полностью ионизованной плазме в магнитном поле, получены уравнения движения пылевой частицы с вращательной симметрией в плазме, находящейся в магнитном поле, а также проанализирована устойчивость вращения таких частиц.

Научная и практическая ценность работы

1. Полученная в работе общая система уравнений переноса для химически активной плазмы, частицы которой обладают внутренними степенями свободы и участвуют как в упругих, так и неупругих столкновениях, может быть использована при решении задач газодинамики в различных плазменных средах, начиная от низкотемпературной плазмы газового разряда, ионосферной и космической плазмы и заканчивая горячей плазмой установок термоядерного синтеза.
2. Полученные в работе выражения для коэффициентов переноса электронов, в которых учитываются вклады неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы, могут быть использованы для уточнения результатов расчета соответствующих величин, например, при исследованиях плазмы газового разряда и ионосферной плазмы.
3. Выражения для парциальных коэффициентов теплопроводности и вязкости, полученные для частично ионизованной плазмы в приближении 21 момента Грэда, могут быть использованы для уточнения продольных коэффициентов переноса ионов в гидродинамических кодах (например, в коде В2), используемых при моделировании динамики диверторной плазмы токамаков в режиме газовой мишени. Преимуществом этих выражений по сравнению с выражениями для коэффициентов переноса, получаемых, например, в рамках метода Чепмена-Энскога, является более низкий порядок определителей ($N \times N$ вместо $2N \times 2N$), через которые они записываются, что приводит к снижению вычислительных затрат.
4. Написаны и апробированы программы расчета парциальных коэффициентов теплопроводности и вязкости произвольного тяжелого компонента плазмы в магнитном поле применительно к H, D, D-He и D-T плазме.

5. Представленные в работе выражения для сил и моментов сил, действующих на пылевую частицу в плазме, могут быть использованы для повышения точности расчетов динамики пылевых частиц в компьютерных кодах, таких как, например, код DUSTT.

Апробация

Результаты диссертационного исследования были доложены на XX Международной конференции по взаимодействию ионов с поверхностью (ВИП-2011) (г. Звенигород, 2011), IX Курчатовской молодежной научной школе (г. Москва, 2011), Научно-координационной сессии «Исследования неидеальной плазмы-2012» (NPP-2012, г. Москва), конференции «Знания молодых физиков Родине» (г. Москва, 2012), 5-й Всероссийской молодежной конференции «Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики» (г. Москва, 2013), Научных сессиях НИЯУ МИФИ 2011 и 2014 (г. Москва), Международной конференции-конкурсе молодых физиков (г. Москва, 2014), Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП-2014 (г. Казань, 2014), XIV Российской конференции (с международным участием) по теплофизическим свойствам веществ РКТС-2014 (г. Казань, 2014).

Публикации

Всего по результатам диссертационного исследования опубликовано 13 печатных работ, из них 3 - в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК (эти работы также входят в базы данных научных публикаций Web of Science и Scopus).

Личный вклад автора

Результаты, представленные в настоящем диссертационном исследовании, были получены соискателем лично либо на паритетной основе с соавторами.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, 6 приложений и библиографического списка литературы. Полный объём диссертации 218 страниц, включая 24 рисунка и 6 таблиц. Библиографический список включает 182 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность выбранной для диссертационного исследования темы, ставятся цель и задачи работы, приводятся новые научные результаты, выносимые на защиту.

В **главе 1** дан обзор современного состояния исследований процессов переноса в частично ионизованных газах и плазме. Как известно, теория явлений переноса в многокомпонентных газовых смесях и частично ионизованной плазме строится на основе решения уравнения Больцмана. Наиболее разработанными методами приближенного решения кинетического уравнения на сегодняшний день являются метод Чепмена-Энскога [8-10] и метод моментов Грэда [11-13]. В **параграфе 1.1** представлен обзор работ, посвященных анализу на основе метода Чепмена-Энскога процессов переноса в частично ионизованной плазме, частицы которой не имеют внутренней структуры и не участвуют в химических реакциях. В **параграфе 1.2** анализируются работы, в которых на основе обобщенного метода Чепмена-Энскога исследовались процессы переноса в частично ионизованных газах и плазме, частицы которых химически активны и обладают внутренними степенями свободы. В **параграфе 1.3** представлены результаты анализа работ, в которых процессы переноса в частично ионизованной плазме рассматривались на основе метода моментов Грэда. В **параграфе 1.4** обсуждаются работы, посвященные анализу процессов переноса пылевых частиц в плазме.

На основе проведенного анализа сформулированы следующие выводы:

1. Несмотря на обилие работ, посвященных анализу процессов переноса в газах и плазме, на сегодняшний день по-прежнему остается открытым вопрос о получении полной системы уравнений переноса для частично ионизованной многокомпонентной плазмы в магнитном поле, частицы которой обладают внутренними степенями свободы и участвуют как в упругих, так и неупругих столкновениях и химических реакциях. Не до конца выясненными остаются также вопросы о влиянии неупругих столкновений электронов с атомами и молекулами на свойства переноса электронов, а также вопрос о влиянии резонансной перезарядки на парциальные коэффициенты переноса компонентов плазмы.
2. При анализе процессов переноса в газах и плазме метод Грэда обладает рядом преимуществ по сравнению с методом Чепмена-Энскога. Его применение при описании процесса диффузии в многокомпонентных смесях газов и плазме позволяет заметно упро-

стить структуру уравнений диффузии (с возможностью их представления сразу в обобщенной форме Стефана-Максвелла), а также заметно упростить выражения для теплопроводности и термодиффузии по сравнению с результатами канонического метода Чепмена-Энскога [8]. Существенной оказывается возможность сохранения в уравнениях переноса части так называемых «барнеттовских членов», важных при анализе нелокальных процессов переноса. Более обоснованной и удобной оказывается процедура отделения уравнений переноса для электронов от уравнений для тяжелых частиц. Поэтому метод моментов Грэда представляется наиболее перспективным для построения общей системы уравнений переноса и последующего анализа явлений переноса в частично ионизованной многокомпонентной плазме в магнитном поле, частицы которой участвуют в упругих и неупругих столкновениях, а также химических реакциях.

3. наличие пылевых частиц в плазме в общем случае может существенно влиять на процессы переноса обычных компонент частично ионизованной плазмы, таких как ионы и электроны. В условиях токамака, однако, жесткие ограничения на предельно допустимую концентрацию пылевых частиц приводят к тому, что при анализе явлений переноса пыли в плазме гораздо важнее оказывается вопрос о переносе отдельных пылевых частиц. Поэтому представляет интерес получение выражений для сил и моментов сил, действующих на пылинку.

В **главе 2** на основе обобщенного метода моментов Грэда получена общая система линеаризованных уравнений моментов для частично ионизованной многокомпонентной плазмы в магнитном поле с учетом неупругих столкновений и химических реакций частиц.

В **параграфе 2.1** приведено обобщенное кинетическое уравнение Больцмана, положенное в основу настоящей работы и позволяющее описать эволюцию состояния плазмы на основе одночастичной функции распределения $f_{\alpha i}(\mathbf{v}_{\alpha}, \mathbf{r}, i, t)$ для частиц плазмы сорта α , находящихся в произвольном внутреннем состоянии i :

$$\frac{\partial f_{\alpha i}}{\partial t} + (\mathbf{v}_{\alpha} \cdot \nabla) f_{\alpha i} + \left(\frac{\mathbf{F}_{\alpha}}{m_{\alpha}} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right) f_{\alpha i} = \sum_{\beta} \sum_{jkl} J_{ij}^{kl} (f_{\alpha i}, f_{\beta j}) + J_{\alpha i}^r. \quad (1)$$

В этом уравнении J_{ij}^{kl} - интеграл парных упругих и неупругих столкновений частиц в форме Ван Чанга и Уленбека, $J_{\alpha i}^r$ интеграл столкновений, отвечающий «химическим» реакциям частиц плазмы. На основе

уравнения (1) в подразделе 2.1 получены уравнения непрерывности, движения и баланса энергии отдельного компонента плазмы, а также уравнения сохранения массы, импульса и энергии плазмы как целого. Также в этом подразделе на основе функции распределения $f_{\alpha i}$ вводятся определения основных макропараметров плазмы.

В параграфе 2.2 уравнение (1) используется для получения линеаризованного кинетического уравнения и общей системы линеаризованных уравнений моментов для частично ионизованной плазмы в магнитном поле с учетом неупругих столкновений и химических реакций частиц. Для этого использовано представление функции распределения частиц плазмы $f_{\alpha i}$ в виде

$$f_{\alpha i} = f_{\alpha i}^{(0)} (1 + \Phi_{\alpha i}), \quad (2)$$

где $f_{\alpha i}^{(0)}$ - функция распределения нулевого приближения для частиц сорта α , находящихся во внутреннем состоянии i , а $\Phi_{\alpha i}$ - малая неравновесная поправка. Для получения конкретного вида функции распределения нулевого приближения $f_{\alpha i}^{(0)}$ в работе принимается следующая иерархия чисел Кнудсена для процессов упругого и неупругого взаимодействия частиц

$$Kn \sim Kn_{rot} \ll Kn_{vib} < Kn_{el} \ll 1, \quad (3)$$

где $Kn = \lambda / L = \tau / \theta$ - обычное число Кнудсена для упругих столкновений частиц плазмы (здесь λ и τ - соответственно средняя длина свободного пробега и среднее время между двумя последовательными соударениями частиц плазмы, L , θ - соответственно характерные линейный и временной масштабы задачи), Kn_{rot} , Kn_{vib} - числа Кнудсена, отвечающие возбуждению вращательных и колебательных степеней свободы молекул плазмы, Kn_{el} - число Кнудсена, соответствующее электронному возбуждению нейтральных частиц. Применительно к идущим в плазме химическим реакциям считается, что они протекают значительно медленнее процессов неупругого взаимодействия частиц: $Kn_{react} \gg Kn_{int}$. При этом рассматриваются два различных случая.

Случай А. Характерное время химических реакций τ_{react} сравнимо с временным масштабом задачи θ , так что

$$Kn_{react} \sim 1. \quad (4)$$

Случай В. Характерное время химических реакций τ_{react} заметно меньше характерного времени θ , так что

$$Kn_{react} \ll 1. \quad (5)$$

Неравенства (4) и (5) отвечают, соответственно, случаям сильного и слабого отклонения плазмы от химического равновесия. Анализ уравнения (1) с учетом условий (3)-(5) показывает, что в обоих случаях функция $f_{\alpha i}^{(0)}$ может быть представлена как

$$f_{\alpha i}^{(0)} = n_{\alpha} s_{\alpha i} Q_{\alpha}^{-1} \left(\frac{\gamma_{\alpha}}{2\pi} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{\gamma_{\alpha}}{2} c_{\alpha}^2 - \varepsilon_{\alpha i} \right], \quad (6)$$

где $\gamma_{\alpha} = m_{\alpha} / kT$, m_{α} - масса частиц сорта α , T - температура плазмы, k - постоянная Больцмана, $\mathbf{c}_{\alpha} = \mathbf{v}_{\alpha} - \mathbf{u}$ - скорость частиц сорта α относительно среднемассовой скорости плазмы \mathbf{u} , $\varepsilon_{\alpha i} = (E_{\alpha i} - E_{\alpha 1}) / kT$, $E_{\alpha 1}$ - внутренняя энергия основного состояния частиц сорта α ($E_{\alpha i} / kT < 0$), а $Q_{\alpha} = \sum_{\alpha} s_{\alpha i} \exp(-\varepsilon_{\alpha i})$ - статистическая сумма для частиц сорта α .

Функция распределения $f_{\alpha i}^{(0)}$ в форме (6) отвечает установлению в плазме локального термодинамического равновесия (ЛТР), когда основными процессами, определяющими заселенности возбужденных состояний частиц плазмы, являются процессы столкновений частиц. В общем случае, однако, распределение частиц плазмы по внутренним уровням энергии может зависеть также и от излучения плазмы. Для того, чтобы исключить из дальнейшего рассмотрения радиационные процессы, в которых участвуют частицы плазмы, относительно чисел Кнудсена Kn_{rad} в работе принято, что

$$Kn_{rad} \gg Kn_{int}. \quad (7)$$

Представление функции $f_{\alpha i}$ в форме (2) использовано в работе для получения линеаризованного кинетического уравнения, которое записывается в общей форме как

$$D_{\alpha} \ln f_{\alpha i}^{(0)} + D_{\alpha} \Phi_{\alpha i} = \sum_{\beta} L_{\alpha\beta} (\Phi_{\beta j}) + L_{\alpha}^r (\Phi_{\alpha i}), \quad (8)$$

где дифференциальный оператор $D_{\alpha} = \frac{d}{dt} + \mathbf{c}_{\alpha} \cdot \nabla + \frac{\mathbf{F}_{\alpha}}{m_{\alpha}} \cdot \nabla_v$, а $L_{\alpha\beta}$ и L_{α}^r - соответственно линеаризованные интегралы парных и «химиче-

ских» столкновений частиц плазмы сорта α . С учетом выражения (6) первое слагаемое в левой части уравнения (8) может быть представлено как

$$\begin{aligned}
 D_\alpha \ln f_{\alpha i}^{(0)} = & \left(\frac{d \ln n_\alpha}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{u} \right) + \frac{(\gamma_\alpha c_\alpha^2 - 3)}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} + \\
 & + \left[\frac{(\gamma_\alpha c_\alpha^2 - 3)}{2} + (\varepsilon_{\alpha i} - \langle \varepsilon_\alpha \rangle) \right] \frac{d \ln T}{dt} + \mathbf{c}_\alpha \cdot \left[\nabla \ln p_\alpha + \gamma_\alpha \left(\frac{d\mathbf{u}}{dt} - \frac{\mathbf{F}_\alpha}{m_\alpha} \right) \right] + \\
 & + \left[\frac{(\gamma_\alpha c_\alpha^2 - 5)}{2} + (\varepsilon_{\alpha i} - \langle \varepsilon_\alpha \rangle) \right] \mathbf{c}_\alpha \cdot \nabla \ln T + \gamma_\alpha \left(c_{\alpha r} c_{\alpha s} - \frac{1}{3} \delta_{rs} c_\alpha^2 \right) \varepsilon_{rs}.
 \end{aligned} \quad (9)$$

Параграф 2.3 посвящен выводу общей системы уравнений моментов для плазмы в магнитном поле на основе обобщенного метода Грэда, используемого для решения линеаризованного кинетического уравнения (8). Для этого неравновесная поправка $\varphi_{\alpha i}$ разложена в ряд по неприводимым тензорным полиномам Эрмита H_α^{mn} и скалярным полиномам Вальдмана-Трюбенбахера $R_\alpha^{(q)}$ [12, 13]:

$$\varphi_{\alpha i} = \sum_{m,n,q=0}^{\infty} \sigma_{mn} a_{\alpha r_1 \dots r_m}^{mnq}(\mathbf{r}, t) H_{\alpha r_1 \dots r_m}^{mn}(\xi_\alpha) R_\alpha^{(q)}(\varepsilon_{\alpha i}), \quad (10)$$

где σ_{mn} - нормировочный множитель, a_α^{mnq} - коэффициенты разложения функции распределения, а $\xi_\alpha = \gamma_\alpha^{1/2} \mathbf{c}_\alpha$ - безразмерная скорость частиц сорта α . Подстановка разложения (10) и соотношения (9) в уравнение (8) и вычисление скалярного произведения получившегося уравнения с полиномом $H_\alpha^{mn} R_\alpha^{(q)}$ приводит к общей системе линеаризованных уравнений моментов для плазмы в магнитном поле, которая после исключения при помощи линеаризованных уравнений сохранения производных по времени от макропараметров плазмы (n_α , T , \mathbf{u}) записывается в следующем виде

$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dt} n_\alpha a_\alpha^{mnq} + \frac{n_\alpha}{r_\alpha^{(q)}} \left[\left[\frac{S_\alpha}{n_\alpha} \delta_{n0} \delta_{q0} - \frac{1}{n_\alpha} R_{\alpha,eq}^{r,0nq} \right] \delta_{c0} \delta_{m0} + 2 \nabla \cdot \mathbf{u} \delta_{m0} \delta_{n1} \delta_{q0} - \right. \\
& - \frac{k}{nc_V} \left(3 \delta_{m0} \delta_{n1} \delta_{q0} + \frac{c_{\alpha V}^{int}}{k} \delta_{m0} \delta_{n0} \delta_{q1} \right) \left(n \nabla \cdot \mathbf{u} + \delta_{c0} \sum_\alpha \left(\frac{3}{2} + \langle \varepsilon_\alpha \rangle + \varepsilon_\alpha^c \right) S_\alpha \right) + \\
& + \frac{\gamma_\alpha^{1/2}}{\rho_\alpha} \left(p \mathbf{d}_\alpha + \frac{\rho_\alpha}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right) \delta_{m1} \delta_{n0} \delta_{q0} + \left(5 \delta_{m1} \delta_{n1} \delta_{q0} + \frac{c_{\alpha V}^{int}}{k} \delta_{m1} \delta_{n0} \delta_{q1} \right) \gamma_\alpha^{-1/2} \nabla \ln T + \\
& + 2 \varepsilon_{rs} \delta_{m2} \delta_{n0} \delta_{q0} \} + n_\alpha Q_\alpha^{mnq} = \frac{1}{r_\alpha^{(q)}} \left[- \sum_\beta \sum_{n'q'} C_{\alpha\beta}^{mnn'qq'} a_\beta^{mn'q'} + \delta_{c1} R_\alpha^{r,mnq} \right].
\end{aligned} \tag{11}$$

Символы Кронекера δ_{c0} и δ_{c1} в системе (11) введены для различения двух случаев отклонения плазмы от химического равновесия. Случаю А соответствует значение $c = 0$, случаю В отвечает значение параметра $c = 1$. Полученная система уравнений моментов (11) является обобщением соответствующей системы уравнений, полученной в работах [13, 14] для плазмы, состоящей из химически инертных и бесструктурных частиц.

В параграфе 2.4 представлены общие линейные соотношения переноса для произвольного компонента частично ионизованной химически активной плазмы в магнитном поле. Для этого в левой части уравнений (11) в силу условий (3)-(5) опущены производные по времени от моментов функции распределения частиц плазмы. Также в системе (11) осуществлен переход от коэффициентов разложения a_α^{mnq} функции распределения $f_{\alpha i}$ к коэффициентам разложения b_α^{mnq} , определяемым соотношениями

$$b_\alpha^{mnq} = 2^{-n} m_\alpha \gamma_\alpha^{-(n+m/2+q)} r_\alpha^{(q)} a_\alpha^{mnq}. \tag{12}$$

Введение новых коэффициентов (12) связано с тем, что первые несколько коэффициентов b_α^{mnq} непосредственным образом выражаются через известные неравновесные параметры плазмы.

Для общей системы уравнений переноса для плазмы, записанной через моменты b_α^{mnq} , приведены выражения для коэффициентов $\bar{C}_{\alpha\beta}^{mnn'qq'}$ и моментов $\bar{R}_\alpha^{r,mnq}$, фигурирующих в правых частях этих уравнений. В заключении параграфа 2.4 представлена упрощенная

общая система линеаризованных уравнений переноса для химически инертной плазмы с бесструктурными частицами.

В **главе 3** на основе цепочки уравнений (11) получены общие линейные соотношения переноса для электронов плазмы с учетом неупругих столкновений частиц, а также реакций ионизации атомов электронным ударом и ион-электронной рекомбинации.

В **параграфе 3.1** проанализированы линейные соотношения переноса для электронов плазмы, полученные на основе общей системы уравнений переноса, представленной в разделе 2.4.

В начале параграфа 3.1 рассмотрены вопросы, связанные с отделением уравнений переноса для электронов от уравнений переноса для тяжелых частиц и учетом в них вклада процессов неупругого взаимодействия электронов и химических реакций. В качестве последних приняты реакции ионизации электронным ударом и тройная рекомбинация.

Рассмотрения скалярных явлений переноса электронов начинается с анализа уравнения непрерывности для электронов, для которого показано, что скорость реакций S_e в правой части этого уравнения может быть представлена как:

$$S_e = S_e^{00} - \frac{1}{m_e} \left[\frac{1}{2} \bar{I}_{ee}^{001} n_e k (T_e - T) + \sum_{l \geq 2} \bar{F}_{00l} \bar{I}_{ee}^{00l} n_e b_e^{0l} \right]. \quad (13)$$

Здесь S_e^{00} - скорость реакции электронов, определенная на равновесных функциях распределения частиц плазмы, а слагаемые в квадратных скобках представляют неравновесные поправки к S_e^{00} .

Для получения разности температур $T_e - T$, фигурирующей в формуле (13), рассмотрены оставшиеся скалярные уравнения переноса для электронов. Показано, что в этих уравнениях а) неравновесные поправки, связанные с процессами ионизации/рекомбинации, могут быть опущены, б) слагаемые, отвечающие тяжелым частицам, должны быть удержаны, поскольку имеют тот же порядок, что и слагаемые, связанные с электронами плазмы. Для получения выражения для разности $T_e - T$ в разложении функции распределения электронов и тяжелых частиц плазмы удержаны лишь несколько первых скалярных полиномов Эрмита и Вальдмана-Трюбенбахера. В результате величина отрыва температуры электронов от температуры тяжелых частиц может быть записана как

$$T_e - T = \frac{2}{3} \frac{\tau_E}{n_e k} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}^* - \frac{2}{3} T \frac{c_V^{int}}{c_V} \tau_E \nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{2\tau_E}{3n_e k} \left(\bar{S}_e^{01} + \frac{3}{2} \frac{kp_e}{nc_V} \delta_{c0} \sum_{\alpha} \left(\frac{3}{2} + \langle \epsilon_{\alpha} \rangle + \epsilon_{\alpha}^c \right) S_{\alpha} \right). \quad (14)$$

Первый член справа в этом выражении описывает отклонение T_e от T , связанное с омическим нагревом электронов плазмы, остальные учитывают сжимаемость плазмы ($\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$) и влияние химических реакций. Величина τ_E в формуле (14) - характерное время релаксации энергии электронов при упругих и неупругих столкновениях электронов с атомами, молекулами и ионами. Для τ_E показано, что оно может быть представлено как

$$\tau_E^{-1} = 2 \sum_{\beta \neq e} \frac{m_e}{m_{\beta}} \delta_{e\beta} \tau_{e\beta}^{-1}, \quad (15)$$

где $\tau_{e\beta}^{-1}$ - характерная частота столкновений электронов с частицами сорта β , а $\delta_{e\beta}$ - коэффициент неупругих потерь электронов. Выражение для $\delta_{e\beta}$, полученное в работе, может быть записано как

$$\delta_{e\beta} = 1 + \frac{m_{\beta}}{2m_e} \frac{\left\langle \frac{\Delta E_{\beta}}{kT_e} \left(\zeta^2 - \frac{3}{2} \right) \right\rangle_{e\beta}}{\Omega_{e\beta}^{11}}, \quad (16)$$

где ΔE_{β} - разность внутренней энергии частиц сорта β до и после столкновения с электроном.

Подстановка выражения (14) в соотношения для скорости реакции S_e и парциального давления $P_e = n_e k T_e$ электронов позволяет получить поправки ΔS_e и Δp_e к этим величинам. В работе приведены оценки отношений $\Delta S_e / S_e$ и $\Delta p_e / p_e$. Анализ вкладов различных процессов, приводящих к отрыву температуры электронов, показал, что 1) вклад химических реакций в ΔS_e и Δp_e в случае сильного отклонения плазмы от химического равновесия может быть примерно в I/kT раз больше по сравнению со случаем слабого отклонения плазмы от химического равновесия (I - энергия ионизации атомов), 2) омический нагрев может давать наибольший вклад в величину поправок ΔS_e и Δp_e .

В параграфе 3.2 выражение (16) для коэффициента неупругих потерь использовано для проведения конкретных расчетов величины $\delta_{e\beta}$ для ряда молекулярных (N_2 , O_2 , H_2 , CO_2) и атомарных (H) газов. В случае неупругого взаимодействия электронов с молекулами N_2 , H_2 считалось, что происходит возбуждение как вращательных, так и колебательных степеней свободы молекул. В случае молекул O_2 и CO_2 рассчитывались лишь значения $\delta_{e\beta}$, отвечающие возбуждению вращательных степеней свободы молекул. Для атомарного водорода рассчитывались значения $\delta_{e\beta}$, связанные с электронным возбуждением атомов.

На рисунке 1 приведены результаты расчета коэффициента δ_{eN_2} , отвечающего возбуждению вращательных степеней свободы молекул азота электронным ударом.

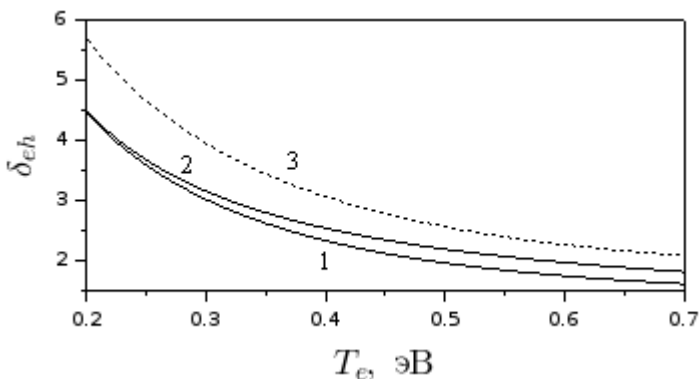


Рис. 1. Зависимость коэффициента неупругих потерь электронов $\delta_{eN_2}^{rot}$ от температуры электронов T_e . 1) – расчет без учета поляризационных эффектов при $T_e/T_h \rightarrow 1$, 2) – данные, взятые из работы [15]; 3) – расчет с учетом поляризационных эффектов при $T_e/T_h = 1.2$

Для молекул кислорода, водорода и углекислого газа выполнены аналогичные расчеты, а также проведено сравнение полученных данных с результатами других работ.

Зависимость коэффициента δ_{eH} , полученная для случая электронного возбуждения атомов водорода электронным ударом, представлена на рисунке 2.

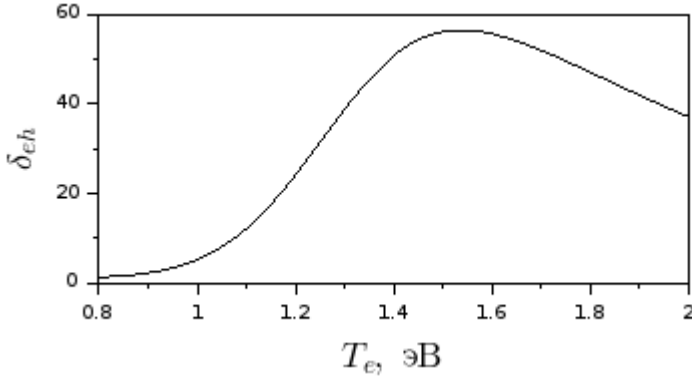


Рис. 2. Зависимость коэффициента неупругих потерь электронов δ_{eH}^{el} за счет неупругих столкновений электронов с атомами Н от температуры электронов

В параграфе 3.3 обсуждаются векторные и тензорные свойства переноса электронов. Представлена система векторных и тензорных уравнений переноса электронов, в которых наравне с упругими столкновениями учитываются также и неупругие столкновения электронов с нейтралами плазмы. Показано, что коэффициенты $\bar{C}_{ee}^{mnn'}$ ($m = 1, 2$) в правых частях этих уравнений могут быть записаны через матричные элементы q^{nl} и p^{nl} , формально определяемые так же, как и в работах Девото [16, 17]. Для этих матричных элементов показано, что их можно представить в виде суммы двух слагаемых, отвечающих упругим и неупругим столкновениям электронов с тяжелыми частицами плазмы. При этом матричные элементы q_{el}^{nl} и p_{el}^{nl} , отвечающие упругим процессам, имеют структуру, совпадающую со структурой аналогичных выражений, полученных в [16, 17] для плазмы, состоящей из бесструктурных частиц. Для матричных элементов q_{inel}^{nl} и p_{inel}^{nl} , отвечающих неупругим столкновениям электронов, в работе получены конкретные выражения для нескольких значений индексов n и l .

На основе решения системы векторных и тензорных уравнений переноса для электронов получены выражения для плотности электрического тока, потока тепла и тензора вязких напряжений электронов, а также выражения для соответствующих коэффициентов переноса электронов. Эти соотношения, формально совпадая с выражениями, полученными Девото, отличаются от них наличием слагаемых, связан-

ных с неупругими столкновения электронов с тяжелыми частицами плазмы.

В параграфе 3.4 выражения для векторных коэффициентов переноса электронов использованы для оценки вклада неупругих столкновений в коэффициенты диффузии электронов и электропроводности плазмы. На основе конкретных численных оценок вклада неупругих столкновений в выражения для коэффициентов диффузии электронов молекулярной азотной и атомарной водородной плазмы показано, что неупругие столкновения электронов практически не влияют на значения электронных коэффициентов переноса.

В главе 4 получены линейные соотношения переноса для тяжелых частиц плазмы в магнитном поле.

В параграфе 4.1 рассмотрены вопросы, связанные с процессами переноса тяжелых частиц плазмы, обладающих внутренними степенями свободы. Представлены системы скалярных, векторных и тензорных уравнений переноса для тяжелых частиц плазмы, полученные в приближении 17 моментов. Получены выражения для коэффициента объемной вязкости и релаксационного давления плазмы, а также выражения для парциальных коэффициентов поступательной и внутренней теплопроводности. Получены уравнения многокомпонентной диффузии для плазмы в магнитном поле в форме Стефана-Максвелла. Эти уравнения обобщают результаты работ [18, 14], в которых вывод уравнений Стефана-Максвелла рассматривался для многокомпонентной газовой смеси и плазмы, образованных из бесструктурных частиц. В параграфе 4.1 также получены выражения для парциальных коэффициентов вязкости плазмы в магнитном поле. Полученные в этом подразделе выражения для коэффициентов переноса тяжелых частиц обобщают результаты, полученные в работах [19, 20].

В параграфе 4.2 представлены уравнения переноса для бесструктурных тяжелых частиц частично ионизованной химически инертной неизотермической плазмы, получающиеся в приближении 21 момента Грэда. Приведены выражения для коэффициентов $G_{\alpha\beta}^{(n)}$, через которые записываются правые части этих уравнений. Получены выражения для моментов интеграла столкновения для резонансной перезарядки ионов на атомах. Показано, что структура этих выражений совпадает со структурой аналогичных выражений, полученных для упругого рассеяния ионов и атомов, однако фигурирующие в этих соотношениях Ω -интегралы должны быть заменены в соответствии со следующим правилом:

$$\Omega_{CX}^l = 2\Omega_{CX}^r, \quad l = 2n + 1; \quad \Omega_{CX}^l = 0, \quad l = 2n. \quad (17)$$

где Ω_{CX}^r - «перезарядочный» Ω -интеграл.

В параграфе 4.2 также получены выражения для парциальных продольных и поперечных коэффициентов теплопроводности и вязкости произвольного компонента плазмы в магнитном поле.

В параграфе 4.3 выражения для парциальных коэффициентов переноса плазмы в магнитном поле, полученные в параграфе 4.2, использованы для расчета коэффициентов теплопроводности и вязкости ряда плазменных сред в магнитном поле, таких как H, D, D-He и D-T плазма. Рассмотрены вопросы, связанные с влиянием процесса резонансной перезарядки, а также сложного химического состава среды на значения коэффициентов переноса ионов и атомов плазмы. Для расчетов приняты следующие параметры плазмы: 1) частицы плазмы химически инертны и не имеют внутренних степеней свободы, 2) полная концентрация ионов и атомов основного компонента плазмы $n = 3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, 3) температура плазмы варьируется в пределах $T = 0.8 - 2.0 \text{ эВ}$, 4) магнитное поле принимает значения $H = 1, 2, 5 \text{ Тл}$. Молярная концентрация примеси гелия в D-He плазме принимает значения $\delta = 0.1, 0.2, 0.3$. В D-T плазме концентрации дейтерия и трития равны. Параметры выбранных плазменных сред примерно соответствуют параметрам плазмы дивертора токамака в режиме с отрывом плазмы.

Результаты расчетов продольных и поперечных коэффициентов вязкости ионов и атомов водородной плазмы показывают, что учет резонансной перезарядки приводит к значительному изменению как продольных, так и поперечных коэффициентов вязкости плазмы в области низких и промежуточных степеней ионизации главным образом за счет изменения ионной вязкости плазмы. На рисунке 3 в качестве примера приведена расчетная зависимость продольного коэффициента вязкости η_0 для ионов и атомов от степени ионизации водородной плазмы при температуре $T = 10^4 \text{ К}$.

Аналогичное влияние резонансной перезарядки на продольные и поперечные коэффициенты вязкости и теплопроводности ионов обнаружено и при расчетах коэффициентов переноса для D плазмы.

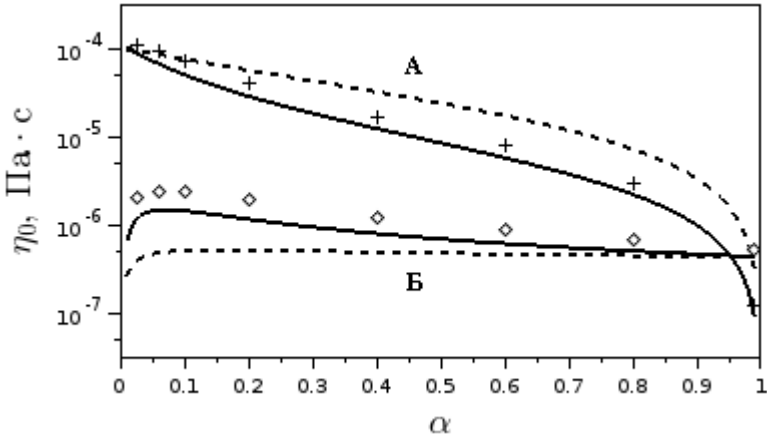


Рис. 3. Зависимость парциальных коэффициентов вязкости η_0 от степени ионизации водородной плазмы: А) для атомов, Б) для ионов. Сплошные линии получены с учетом резонансной перезарядки, прерывистые – без ее учета. Ромбики и крестики соответствуют данным, рассчитанным в работе [21] для ионов и атомов соответственно

В случае D-He и D-T плазмы исследовано влияние различного химического состава плазмы на коэффициенты переноса ионов. Для дейтериевой плазмы с примесью гелия показано, что наличие даже значительного количества гелия в дейтериевой плазме не приводит к заметному изменению коэффициентов переноса ионов дейтерия в области температур, отвечающих переходу водорода от слабой к сильной ионизации. В таблице 1 представлены значения продольного коэффициента вязкости ионов дейтерия, рассчитанные для ряда значений температуры плазмы.

Таблица 1. Зависимость продольных коэффициентов вязкости ионов дейтерия η_0 в D-He плазме от температуры плазмы

$T, \text{эВ}$	$\eta_0, 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}$		
	$\delta=0.1$	$\delta=0.2$	$\delta=0.3$
0.5	$4.26 \cdot 10^{-2}$	$4.03 \cdot 10^{-2}$	$3.83 \cdot 10^{-2}$
0.7	1.11	1.07	1.04
0.9	1.26	1.26	1.26
1.1	1.20	1.21	1.22
1.3	1.58	1.59	1.60
1.5	2.09	2.06	2.03

В случае дейтерий-тритиевой плазмы учет различного изотопного состава плазмы приводит к заметному (до 10-15 %) расхождению значений коэффициентов переноса ионов дейтерия и трития. На рисунке 4 представлены результаты расчета зависимости продольного коэффициента теплопроводности κ_{\parallel} ионов дейтерия и трития от температуры плазмы.

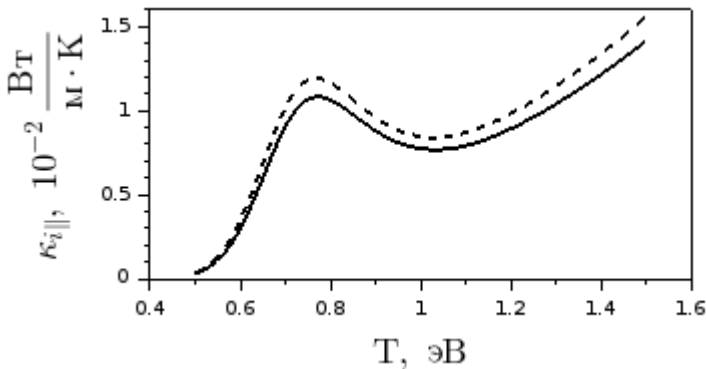


Рис. 4. Зависимость продольного коэффициента теплопроводности ионов κ_{\parallel} D-T плазмы от температуры плазмы. Сплошная линия соответствует результатам для трития, прерывистая линия соответствует результатам для дейтерия

В **главе 5** приведены результаты расчета термосилы, действующей на сферически симметричную пылевую частицу в простой полностью ионизованной плазме, находящейся в магнитном поле.

В **параграфе 5.1** обоснована необходимость проведения расчета термосилы, действующей на пыль в термоядерном реакторе. Приведено выражение, используемое для расчета термосилы.

В **параграфе 5.2** представлены результаты расчета ионной термосилы. Приведены выражения для вкладов кулоновского рассеяния и поглощения ионов пылью в величину этой силы. Показано, что для термоядерных установок продольная компонента ионной термосилы преобладает над соответствующей компонентной ионной силой трения лишь при дозвуковом течении плазмы.

В **параграфе 5.3** приведены аналогичные результаты расчета электронной термосилы, полученные для пылевых частиц, имеющих как отрицательный, так и небольшой положительный заряд.

В **Заключении** сформулированы выводы и приведены основные результаты, полученные в работе:

1. На основе обобщенного метода моментов получена полная система линеаризованных уравнений переноса (уравнений моментов) для частично ионизованной многокомпонентной плазмы в магнитном поле с учетом внутренних степеней свободы частиц и химических реакций, включая реакции диссоциации, ионизации и рекомбинации.

2. Получены уравнения переноса для электронов с учетом неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы, приводящих к возбуждению вращательных и колебательных степеней свободы молекул и электронному возбуждению атомов плазмы, а также реакций ионизации атомов электронным ударом и трехчастичной электрон-ионной рекомбинации. На основе этих уравнений получены выражения для всех транспортных потоков и соответствующих им коэффициентов переноса электронов. Эти результаты являются обобщением соответствующих выражений, полученных Девото [16, 17] на основе метода Чепмена-Энскога для плазмы, состоящей из бесструктурных частиц.

3. Получены выражения для поправок к скоростям реакции ионизации и рекомбинации в уравнении непрерывности для электронов, а также соотношение для величины отрыва температуры электронов от температуры тяжелых частиц. Получены выражения для дополнительных слагаемых в выражении для тензора давлений электронов, соответствующие учету омического нагрева плазмы, химических реакций, а также ненулевой сжимаемости плазмы (электронная объемная вязкость). Найдены соотношения для характерного времени релаксации энергии электронов с учетом упругих и неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы, а также для коэффициента неупругих потерь электронов.

4. Получены расчетные зависимости величины коэффициента неупругих потерь электронов от температуры плазмы для ряда молекулярных (H_2 , N_2 , O_2 , CO_2) и атомарных (H) газов. Выполнены оценки вклада неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы в электронные коэффициенты переноса.

5. В рамках приближения 17 моментов получена система скалярных, векторных и тензорных уравнений переноса для тяжелых компонентов химически активной плазмы, частицы которой обладают внутренними степенями свободы. Получены выражения для коэффициентов переноса тяжелых частиц такой плазмы в магнитном поле.

6. Получена система уравнений переноса для случая химически инертной частично ионизованной плазмы бесструктурных частиц, находящейся в магнитном поле, в приближении 21 момента метода Грэ-

да. Для этих уравнений получены выражения для моментов интеграла столкновений, отвечающих резонансной перезарядке ионов на атомах.

7. На основе системы уравнений переноса в приближении 21 момента найдены выражения для коэффициентов теплопроводности и вязкости произвольного компонента плазмы в магнитном поле. Эти выражения обеспечивают достаточную точность расчета коэффициентов переноса плазмы в пределах как слабой, так и сильной ионизации плазмы.

8. Рассчитаны коэффициенты вязкости и теплопроводности H, D, D-He и D-T плазмы. Показано, что а) учет резонансной перезарядки может оказывать значительное влияние на значения коэффициентов переноса плазмы, б) учет различного изотопного состава D-T плазмы может приводить к заметному (до 10%) изменению коэффициентов переноса ионов плазмы, в) учет примеси гелия в дейтериевой плазме, параметры которой соответствуют условиям диверторной плазмы в токамаке в режиме газовой мишени, не оказывает заметного влияния на коэффициенты переноса ионов дейтерия даже при больших концентрациях примеси ($He/D < 0.5$).

9. В рамках приближения 21 момента Грэда получены выражения для ионной и электронной термосил и электронной силы трения, действующих на сферическую пылевую частицу в полностью ионизованной плазме в магнитном поле. Показано, что для пристеночной плазмы токамака продольная компонента ионной термосилы преобладает над продольной компонентой ионной силы трения только для дозвукового течения потока плазмы.

10. На основе соображений симметрии получены общие выражения для сил и моментов сил, действующих на пылевые частицы с вращательной симметрией в плазме, находящейся в магнитном поле. Показано, что вращение пылинки обусловлено силой Лоренца и также ларморовским вращением ионов, падающих на пылевую частицу. Проанализирована устойчивость вращения пылинок.

В **Приложении 1** приведены выражения для «химического» интеграла столкновений и его моментов для процессов ионизации электронным ударом и трехчастичной рекомбинации. В **Приложении 2** представлены выражения для матричных элементов q^{nl} и p^{nl} , отвечающих упругим столкновениям электронов и тяжелых частиц плазмы. В **Приложении 3** получены выражения для нескольких первых парциальных интегральных скобок, связанных с неупругими столкновениями электронов с атомами и молекулами плазмы. Выражения для матричных элементов, отвечающих неупругим столкновениям тяже-

лых частиц плазмы, приведены в **Приложении 4**. В **Приложении 5** приведены выражения для коэффициентов $G_{\alpha\beta}^{(n)}$ для плазмы в приближении 21 момента. Результаты анализа динамики пылевых частиц с вращательной симметрией представлены в **Приложении 6**.

Список публикаций по теме диссертации

Публикации в журналах, входящих в список ВАК

1. Stepanenko A. A., Smirnov R. D., Zhdanov V. M., Krasheninnikov S. I. On the thermal force acting on dust grain in fully ionized plasma // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 033702-1-033702-4.
2. Жданов В. М., Степаненко А. А. Влияние резонансной перезарядки на вязкость частично ионизованной плазмы в магнитном поле // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 12. С. 1089-1098.
3. Stepanenko A. A., Krasheninnikov S. I. On the theory of dynamics of dust grain in plasma // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. 033702-1-033702-5.

Публикации в сборниках трудов конференций

4. Zhdanov V. M., Stepanenko A. A. Application of Grad's moment method to analysis of transport phenomena in partially ionized divertor plasma // Труды 20й международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью-2011», 25-29 августа 2011 г., Звенигород. Т. 2. С. 336-337.
5. Жданов В. М., Степаненко А. А. Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака // Сборник аннотаций работ IX Курчатовской молодежной научной школы, 22-25 октября 2011 г., Москва, С. 209-210.
6. Степаненко А. А., Крашенинников С. И., Смирнов Р. Д., Жданов В. М. О силах трения, действующих на пылевую частицу в полностью ионизованной плазме // Научная сессия НИЯУ МИФИ 2011, 1-5 февраля 2011 г., Москва, Т. 1. С. 71.
7. Stepanenko A. A., Krasheninnikov S. I. On the dynamics of rotationally symmetric dust grain in magnetized plasma // Труды научно-координационной сессии «Исследования неидеальной плазмы-2012», 6-7 декабря 2012 г., Москва. URL: <http://ihed.ras.ru/npp2012/program/restore.php?id=865> (дата обращения 05.11.2014).
8. Жданов В. М., Степаненко А. А. Влияние резонансной перезарядки на вязкость частично ионизованной плазмы // Труды конференции-

- конкурса “Знания молодых физиков Родине” 10 декабря 2012 г., Москва, Физическое образование в вузах. 2012. Т. 18. № 4. С. П27.
9. Степаненко А. А. Поперечные свойства переноса в замагниченной частично ионизованной плазме // Сборник трудов 5й Всероссийской молодежной конференции «Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики», 10-15 ноября 2013 г., Москва, С. 177.
 10. Жданов В. М., Степаненко А. А. Коэффициенты вязкости и теплопроводности частично ионизованной плазмы в магнитном поле // Научная сессия МИФИ 2014, 27 января – 1 февраля 2014 г., Москва, Т. 2. С. 105.
 11. Жданов В. М., Степаненко А. А. Коэффициенты переноса для многокомпонентной частично ионизованной плазмы в магнитном поле // Труды Международной конференции-конкурса молодых физиков, 3 февраля 2014 г., Москва, Физическое образование в вузах. 2014. Т. 20. № 1С. С. 12.
 12. Жданов В. М., Степаненко А. А. Уравнения переноса для химически активной частично ионизованной плазмы в магнитном поле // Сборник материалов Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП-2014, 20-23 мая 2014 г., Казань, Т. 2. С. 103-106.
 13. Жданов В. М., Степаненко А. А. Влияние неупругих столкновений на электронные коэффициенты переноса в молекулярной плазме // Материалы XIV Российской конференции (с международным участием) по теплофизическим свойствам веществ РКТС-2014, 14-17 октября 2014 г. Казань, Т. 1. С. 350-352.

Список цитируемой литературы

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы // под ред. акад. В. Е. Фортова. Т. 2. – М.: Наука, 2000.
2. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992. – 536 с.
3. Sarma G. S. R. Physico-chemical modelling in hypersonic flow simulation // Prog. Aer. Sci. 2000. V. 36. P. 281-349.
4. Garcia Munoz A. Formulation of molecular diffusion in planetary atmospheres // Planet. Space Sci. 2007. V. 55. P. 1414-1425.
5. Schunk R. W., Nagy A. F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. – Cambridge: Cambridge University Press, 2009. – 628 P.
6. Hellander P., Krashennnikov S. I., Catto P. J. Fluid equations for a partially ionized plasma // Phys. Plasmas 1994. V. 1. P. 3174-3180.
7. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., и др. Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 174. С. 495-544.

8. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. – М.: ИЛ, 1960. – 511 С.
9. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах // пер. с англ., под ред. проф. Д.Н. Зубарева и А.Г. Башкирова. – М.: Мир, 1976. – 555 С.
10. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей // пер. с англ. – М.: Изд-во Ин. Лит., 1961. – 929 С.
11. Grad H. On the Kinetic Theory of Rarefied Gases // Comm. Pure Appl. Math. 1949. V. 2. P. 331-407.
12. Жданов В. М. Явления переноса в многокомпонентной плазме. – М.: Энергоиздат, 1982. – 177 с.
13. Жданов В. М. Процессы переноса в многокомпонентной плазме. – М.: Физматлит, 2009. – 280 с.
14. Жданов В. М., Тирский Г. А. Применение метода моментов к выводу уравнений переноса газа и плазмы с коэффициентами переноса в высших приближениях // ПММ. 2003. Т. 67. Вып. 3. С. 406-433.
15. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973. – 272 С.
16. Devoto R. S. Simplified Expressions for the Transport Properties of Ionized Monatomic Gases // Phys. Fluids. 1967. V. 10. P. 2105-2112.
17. Devoto R. S. Third Approximation to the Viscosity of Multicomponent Mixtures // Phys. Fluids. 1967. V. 10. P. 2704-2706.
18. Колесников А. Ф., Тирский Г. А. Соотношения Стефана – Максвелла для диффузионных потоков плазмы в магнитном поле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 4. С. 148-154.
19. Алиевский М. Я., Жданов В. М. Явления переноса и релаксация в многоатомных газовых смесях // ЖЭТФ. 1969. Т. 55. С. 221-232.
20. Жданов В. М., Алиевский М. Я. Процессы переноса и релаксации в молекулярных газах. – М.: Наука, 1989. – 335 С.
21. Mathers C. D. Simplified expressions for the calculation of the viscosity of partly ionized gases // Physics Letters. 1978. V. 69A. № 2. P. 119-121.