
СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 10, 2022

ТОКАМАКИ

О влиянии параметров нейтральной инжекции на генерацию
неиндукционного тока и выход нейтронов в компактном токамаке

Е. Д. Длугач, Б. В. Кутеев

881

СТЕЛЛАРАТОРЫ

Структура и эволюция электромагнитных возмущений в плазме
стелларатора Л-2М

Д. Г. Васильков, Ю. В. Хольнов

890

Первые эксперименты с квадрупольной антенной для ионного
циклотронного нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М

А. И. Мещеряков, И. А. Гришина, И. Ю. Вафин

898

Некоторые свойства самоорганизации плазмы на стадии ее релаксации
после выключения ЭЦР-нагрева в стеллараторе Л-2М

А. И. Мещеряков, И. А. Гришина

904

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Пылевые ионизационные и пылевые акустические волны в газовом разряде
постоянного тока при низком давлении в условиях микрогравитации

Д. И. Жуховицкий

910

Распределения полидисперсных пылевых частиц в смесях инертных газов

*Е. С. Дзлешева, С. А. Майоров, Л. А. Новиков, С. И. Павлов, М. В. Балабас,
И. Р. Крылов, В. Ю. Карасев*

914

Зарядовый состав термической пылевой плазмы с металлическими наночастицами

И. И. Файрушин

919

Модуляционное взаимодействие ленгмюровских волн и возникновение
магнитных полей в хвостах метеороидов

Т. И. Морозова, С. И. Попель

924

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Энергосодержание и спектральный состав потока субмиллиметрового излучения
с длительностью 5 мкс, генерируемого в плазме при релаксации РЭП

*А. В. Аржанников, С. Л. Синицкий, Д. А. Самцов, Е. С. Сандалов,
С. С. Попов, М. Г. Атлуханов, М. А. Макаров, П. В. Калинин,
К. Н. Куклин, А. Ф. Ровенских, В. Д. Степанов*

929

НЕИДЕАЛЬНАЯ ПЛАЗМА

Расчет теплофизических свойств низкотемпературной плазмы висмута

Е. М. Анфельбаум

937

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Граничная задача для плоских нелинейных уединенных волн в плазме
в приближении холловской МГД

М. Б. Гавриков, А. А. Таюрский

944

ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Оптическая проводимость и равновесное излучение в плазме со столкновениями

С. А. Тригер, С. А. Маслов

951

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Численное моделирование начальной стадии динамики высокоскоростной
плазменной струи в активных геофизических ракетных экспериментах
“Флаккус” и “Северная звезда”

Т. В. Лосева, И. Б. Косарев, Ю. В. Поклад, А. Н. Ляхов, Ю. И. Зецер, Е. М. Урвачев

956

КИНЕТИКА ПЛАЗМЫ

Моделирование кинетики быстрых ионов в сжимающемся Z-пинче
на основе уравнения Фоккера–Планка с учетом электромагнитного ускорения

А. Ю. Чирков, Е. А. Морхова, А. Ю. Фролов

962

НЕЛИНЕЙНЫЕ СТРУКТУРЫ

Влияние ионно-звуковых солитонов на функции распределения фоновой плазмы

Ф. М. Трухачев, М. М. Васильев, О. Ф. Петров

967

КОНФЕРЕНЦИИ

Итоги и новые тенденции в исследованиях по физике плазмы,
управляемому термоядерному синтезу и плазменным технологиям
в России в 2022 году

И. А. Гришина, В. А. Иванов

975

УДК 533.9

О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ НА ГЕНЕРАЦИЮ НЕИНДУКЦИОННОГО ТОКА И ВЫХОД НЕЙТРОНОВ В КОМПАКТНОМ ТОКАМАКЕ

© 2022 г. Е. Д. Длугач^а, *, Б. В. Кутеев^а^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: edlougach@gmail.com

Поступила в редакцию 04.06.2022 г.

После доработки 01.07.2022 г.

Принята к публикации 10.07.2022 г.

Для исследования влияния геометрии пучково-плазменных систем на генерацию тока и производство нейтронов в плазме использована эффективная модель, комбинирующая статистическое описание инжектируемого пучка с аналитическими методами расчета траекторий частиц. Результаты расчетов согласуются с классическими моделями взаимодействия нейтральных пучков с плазмой, но наша модель отличается простотой и высокой производительностью, позволяя отслеживать до 10^{12} быстрых ионов в плазме и оперативно оптимизировать параметры установки с учетом геометрии плазмы и пучка. Показано, что размеры и внутренняя угловая структура атомного пучка заметно влияют на захват быстрых ионов в плазме и общую эффективность инжекции, включая генерацию тока и скорость выхода термоядерных нейтронов при взаимодействии быстрых ионов с ионами плазмы. Приведен пример оптимизации параметров инжекции для термоядерного источника нейтронов ТИН-К на базе сферического токамака. В качестве целевых критериев оптимизации выбраны эффективность генерации тока пучком и выход нейтронов в пучково-плазменном синтезе.

Ключевые слова: нейтральная инжекция, инжекция атомов, генерация тока, компактный источник нейтронов, сферический токамак, ТИН, легкая модель пучка, LNB, ВТОР

DOI: 10.31857/S0367292122600558

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к эффективным стационарным источникам термоядерных нейтронов обусловлен возможностью их использования для решения задач ядерной энергетики деления. Концепция компактного термоядерного источника нейтронов (ТИН-К) на основе сферического токамака с большим радиусом плазмы $R = 0.5$ м и стационарной генерацией нейтронов с энергией 14 МэВ до 10^{18} н/с (мощность 2 МВт) изложена в работе [1]. Эта концепция построена на возможности снизить требования к рабочим параметрам плазмы, магнитному полю и мощности дополнительного нагрева — за счет предельной компактности установки и использования инжекции пучков высокой энергии для формирования в плазме популяции быстрых ионов. В проектируемом компактном источнике нейтронов на базе сферического токамака [2] до 99% реакций термоядерного синтеза ожидается от взаимодействия пучка с плазмой [3]. Это позволит поддерживать стационарный режим генерации тока и нейтронов за счет нейтральной инжекции (“пучково-плазменный” режим). Для геометрии плазмы в сферическом

токамаке характерны высокие значения вытянутости и треугольности — это облегчает создание и поддержание необходимого уровня тороидального магнитного поля. В данной работе рассмотрено влияние геометрии пучково-плазменной системы на возможности управления профилем неиндукционного тока и выходом нейтронов в плазме компактного нейтронного источника ТИН-К. С точки зрения физики, сферические токамаки, т.е. установки с малым аспектным отношением, представляют собой предельный случай обычных токамаков, поэтому анализ свойств таких систем способствует более ясному пониманию процессов в классических токамаках с большим аспектным отношением.

При оптимизации параметров нейтральной инжекции для проектируемой установки могут использоваться различные целевые критерии, причем для каждого критерия существует свой оптимальный диапазон в пространстве независимых переменных: одна из таких переменных — энергия инжектируемых частиц. Оптимальные диапазоны для различных критериев оптимизации далеко не всегда пересекаются: например,

интервал энергий для эффективного создания пучка и для эффективной генерации тока в плазме различаются. Целевыми критериями эффективности инъекции могут служить КПД и затраты на производство атомного пучка из ускоренных ионов в инжекторе, максимальная плотность мощности на входе в плазму, эффективность генерации тока в плазме, суммарный ток быстрых ионов (или “ток увлечения”), коэффициент выгорания быстрых ионов, интенсивность нейтронного синтеза, общий выход нейтронов и другие показатели. Кроме того, нейтральная инъекция может влиять на профиль тока плазмы путем генерации внеосевого неиндукционного тока, поэтому возможность управления радиальным профилем плотности тока в плазме также служит одним из критериев выбора параметров установки. Подобные задачи решаются самосогласованно, с помощью численных моделей, описывающих процессы в плазме при инъекции пучков и детально учитывающих все геометрические факторы. Влияние геометрии на режим работы установки в сферических пучково-плазменных системах наиболее выражено, поэтому в данной работе особое внимание уделяется тороидальным эффектам и эффектам конечной толщины инжектируемого пучка.

Для моделирования инъекции в плазму с учетом влияния геометрии системы и тороидальных эффектов используется программный комплекс VTOR (*Beam in TORoids*), созданный и зарегистрированный в НИЦ КИ (2019) [4]. Формирование популяции быстрых ионов и их поведение в плазме моделируется с помощью классической теории торможения [5], что позволяет за несколько секунд получать любые распределения частиц, обрабатывая до 10^{12} траекторий на любом компьютере, и делает процесс оптимизации параметров пучково-плазменной системы гибким и легко интерпретируемым. Сравнение с аналогичными расчетами с помощью кода ASTRA [6] показало хорошее совпадение результатов VTOR как по доле захваченных ионов пучка, так и по генерации тока увлечения, хотя в ряде случаев фиксировалось занижение плотности тока вблизи оси плазмы по сравнению с кодом ASTRA [4].

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Поскольку термоядерный синтез между быстрыми ионами пучка и тепловыми ионами плазмы должен стать основным источником нейтронов в плазме ТИН-К, энергетическая функция распределения (ЭФР) быстрой ионной компоненты в плазме должна иметь достаточную долю ионов с большой длиной пробега, успевающих с наибольшей вероятностью вступить в реакцию синтеза с плазмой в процессе своего торможения до тепло-

вых скоростей. Чтобы доля таких быстрых ионов была максимальна, по всему сечению пучка должна быть обеспечена эффективная ионизация атомов и захват быстрых ионов на пролетные траектории, охватывающие магнитную ось установки. Допустимые диапазоны энергий атомов и плотности плазменной мишени ограничены не только физическими параметрами равновесия и устойчивости, но и инженерными аспектами: например, снижением риска перегрева первой стенки вакуумной камеры за счет сквозных потерь.

На рис. 1 показаны энергетические распределения быстрых ионов от пучка дейтерия, которые построены с помощью модели замедления в коде VTOR для двух значений нормализованной энергии пучка E_b/T_e , при плотности плазмы $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Для построения суммарного ЭФР, вся популяция быстрых ионов, выделенных в плазме при инъекции пучка, разбивается на группы по радиальным слоям плазмы. Радиальные слои задаются координатой ($\psi = 0-1$), соответствующей нормализованному полоидальному магнитному потоку внутри равновесной магнитной поверхности (РМП) – или “метке” РМП. На рис. 1 тонкие цветные линии соответствуют ЭФР отдельных радиальных групп ионов в зависимости от метки РМП, черным цветом показано интегральное по сечению плазмы распределение ионов по энергии с учетом веса каждой группы в начальном профиле ионизации. При тангенциальной инъекции пучка каждый из лучей, составляющих пучок, пересекает различные тороидальные радиальные слои плазмы 2 или 4 раза. Даже для простейшей модели инъекции в виде одного луча (тонкого атомного пучка) начальный профиль выделения ионов по радиальным слоям плазмы получается довольно сложным: он сильно зависит от энергии атомов, от угла прицеливания и профиля плотности мишени. При переходе к реальной геометрии пучка (до 10^9 лучей) форма профиля начального выделения ионов кардинально отличается от профиля ионизации тонкого пучка, как будет показано в следующих разделах. Форма энергетического распределения ионов при торможении в каждом радиальном слое зависит главным образом от отношения начальной энергии ионов к температуре слоя. Поэтому профили ЭФР в зависимости от радиуса циркуляции ионов сильно различаются: выраженный максимум при низких энергиях, т.е. высокая доля холодных ионов, наблюдается для групп ионов, циркулирующих на периферии ($\psi \approx 0.7-1$), а монотонное возрастание ЭФР с высокой относительной долей горячих ионов характерно для внутренних, более нагретых слоев плазмы. Снижение температуры плазмы (T_e) при постоянной энергии пучка уменьшает относи-

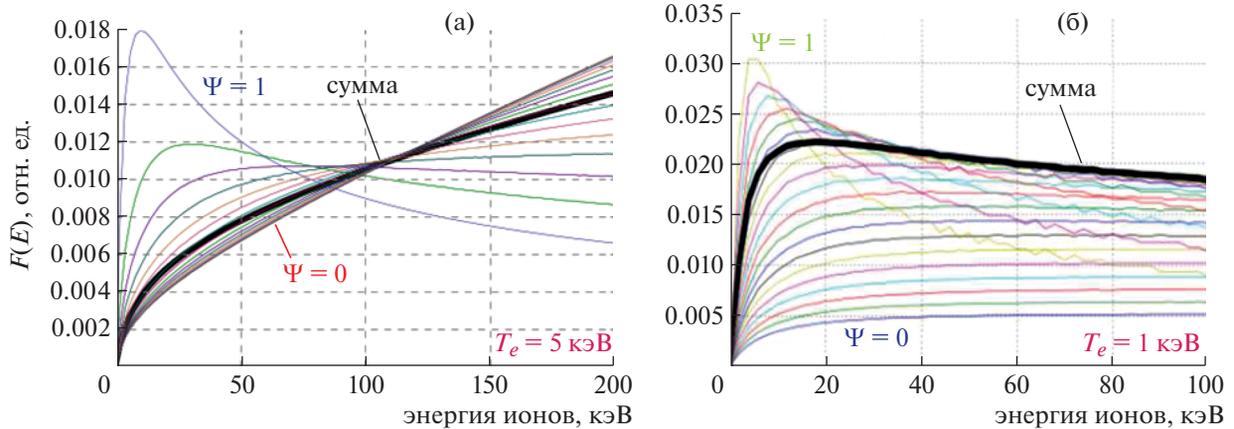


Рис. 1. Распределение быстрых ионов по энергиям (ЭФР) от тонкого пучка атомов дейтерия, инжектированного по большому радиусу токамака ТИН-К ($R_t = 0.5\text{ м}$, $Z_t = 0$) при плотности плазмы $n_e = 1 \times 10^{20}\text{ м}^{-3}$: (а) энергия пучка $E_b = 200\text{ кэВ}$, температура плазмы $T_e = 5\text{ кэВ}$; (б) $E_b = 100\text{ кэВ}$, $T_e = 1\text{ кэВ}$. Тонкие цветные линии соответствуют ЭФР отдельных групп ионов в зависимости от радиального слоя ψ : на оси плазмы $\psi = 0$, на границе $\psi = 1$ (последняя замкнутая магнитная поверхность, или сепаратриса). Черная линия соответствует интегральному распределению ионов по энергии по всему сечению плазмы.

тельную долю быстрых частиц в интегральном распределении быстрых ионов, и это хорошо согласуется с рис. 1.3.2 из [5].

3. ГЕНЕРАЦИЯ НЕИНДУКЦИОННОГО ТОКА ПУЧКОМ АТОМОВ

В токамаке с малым аспектным отношением геометрические свойства пучка, включая размеры, форму и внутреннюю угловую структуру, в сочетании с тороидальными эффектами наиболее существенно влияют на распределение захвата быстрых ионов по радиусу плазмы. Инжектируемый пучок состоит из большого массива элементарных пучков, или “бимлет”: в инжекторе ТИН-К 400 бимлет, в соответствии с конструкцией сеток-электродов ионно-оптической системы (ИОС), которая состоит из 5 секций по вертикали. Каждая бимлета описывается нормальным распределением тока по углу относительно своей оси (“би-гауссов” профиль). Внутренняя структура пучка иллюстрируется на рис. 2 в виде фазовых диаграмм: в выходном сечении ИОС (рис. 2а) и на входе в плазму (рис. 2б). Для наглядности на рисунке показан не весь ансамбль частиц, а только малая случайная выборка. Статистические данные для всего ансамбля атомов на входе в плазму используются кодом ВТОР, который выполняет трассировку каждого атома в плазме, последовательно рассчитывает источник ионов и их дальнейший захват плазмой, торможение каждой группы ионов, генерацию тока и нейтронов синтеза.

Расчеты ВТОР показывают, что радиальные профили тока и генерации нейтронов могут раз-

личаться в несколько раз для нейтральных пучков при одинаковой энергии и мощности, но при различной форме пучков. Примеры начального радиального выделения ионов при инжекции показаны на рис. 3а и 3б — для пучков различного поперечного сечения с энергией $E_b = 100\text{ кэВ/нуклон}$.

Длина пробега иона в плазме и создаваемый им ток пропорциональны времени торможения иона в плазме (τ_s). Поэтому наилучшие условия для генерации тока достигаются при повышении температуры и снижении плотности плазменной мишени, хотя снижение плотности ограничено минимально допустимым захватом пучка и максимальным уровнем нагрузки на стенку камеры. На рис. 4 показано влияние энергии пучка на профиль эффективного времени торможения ионов (τ_s) по радиусу, а также на радиальные профили ионизации и генерации тока. Видно, что общий коэффициент усиления тока быстрых ионов (за счет их циркуляции в тороидальном направлении в процессе торможения) зависит от их начальной энергии и радиального профиля времени торможения τ_s .

При расчете генерации тока увлечения от пучка необходимо учитывать также начальные потери быстрых ионов на орбитах — вследствие слабого магнитного поля на периферии, а также обусловленные захватом ионов на запертые траектории (“банановые” орбиты), не охватывающие магнитную ось. Доля этих потерь сильно зависит от питч-угла выделенных ионов (точнее, от косинуса угла между вектором скорости иона и направлением магнитного поля). Для сферических токамаков доля орбитальных потерь может достигать 75%.

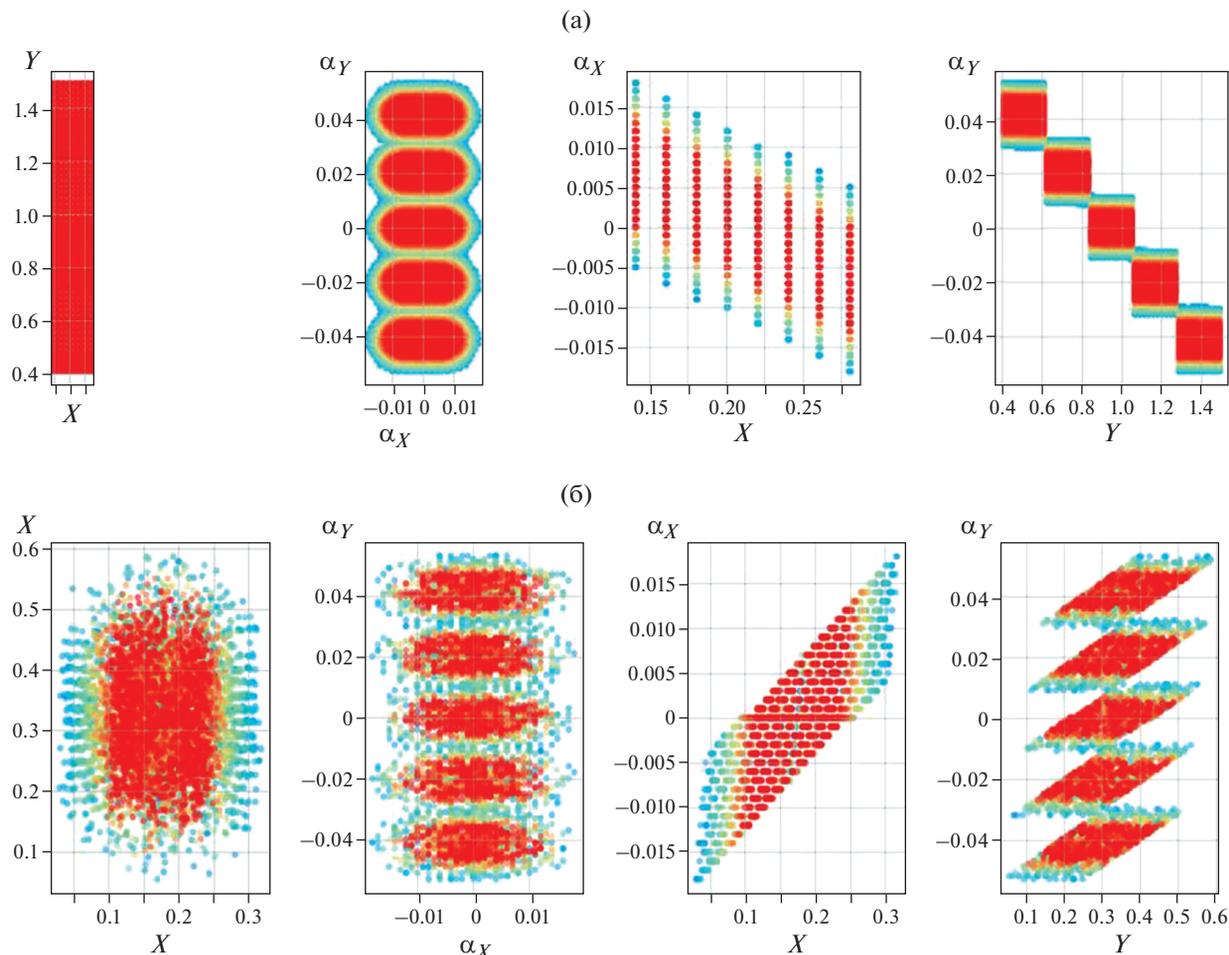


Рис. 2. Фазовые диаграммы пучка, используемые кодом ВТОР: (а) на выходе из ионного источника-ускорителя (одна секция по горизонтали, 5 секций по вертикали), (б) тот же пучок на входе в плазму; слева–направо: (X, Y) , (α_X, α_Y) , (X, α_X) , (Y, α_Y) , где X, Y – горизонтальная и вертикальная координаты поперек оси инжекции, α_X, α_Y – горизонтальный и вертикальный углы вектора скорости атома относительно оси инжекции.

Энергия ионов, образующихся при инжекции пучка в токамак ГИН-К, составляет 100–150 кэВ; ларморовский радиус иона со стороны слабого магнитного поля измеряется несколькими сантиметрами, поэтому ионы с малым значением косинуса питч-угла, вылетают из плазмы сразу, на первом обороте ларморовской орбиты. Когда доля таких ионов высока, эффективность доставки мощности в плазму и генерация тока от пучка заметно снижаются. Зная распределение магнитного поля по радиусу, легко рассчитать минимальное (критическое), значение косинуса питч-угла, которое обеспечивает захват иона заданной энергии внутри плазмы, т.е. в пределах последней замкнутой магнитной поверхности, и далее оценить долю вылетевших ионов. Аналогичным образом, зная пробочное отношение на каждой равновесной магнитной поверхности ($\Pi = B_{\max}/B_{\min}$), можно рассчитать граничный питч-угол и долю быстрых ионов, захваченных на за-

пертые траектории (“бананы”). Ионы, образованные от пучка, имеющие косинус питч-угла меньше критического, попадают в т.н. “внешний конус потерь” быстрых ионов в тороидальной магнитной ловушке, а ионы с более высоким косинусом питч-угла захватываются на “пролетные” траектории, охватывающие магнитную ось установки. Ионы, запертые на банановых орбитах, как и вылетевшие на первом ларморе, далее считаются не участвующими в циркуляции тока, хотя и могут вносить определенный вклад в генерацию нейтронов термоядерного синтеза.

Для быстрых оценок орбитальных потерь ионов в ВТОР, начальное распределение источника ионов по радиальным слоям координате (ψ) и питч-углу накладывается на диаграмму потерь быстрых ионов (рис. 3в), которая с помощью способа, описанного выше, строится для заданной магнитной конфигурации плазмы.

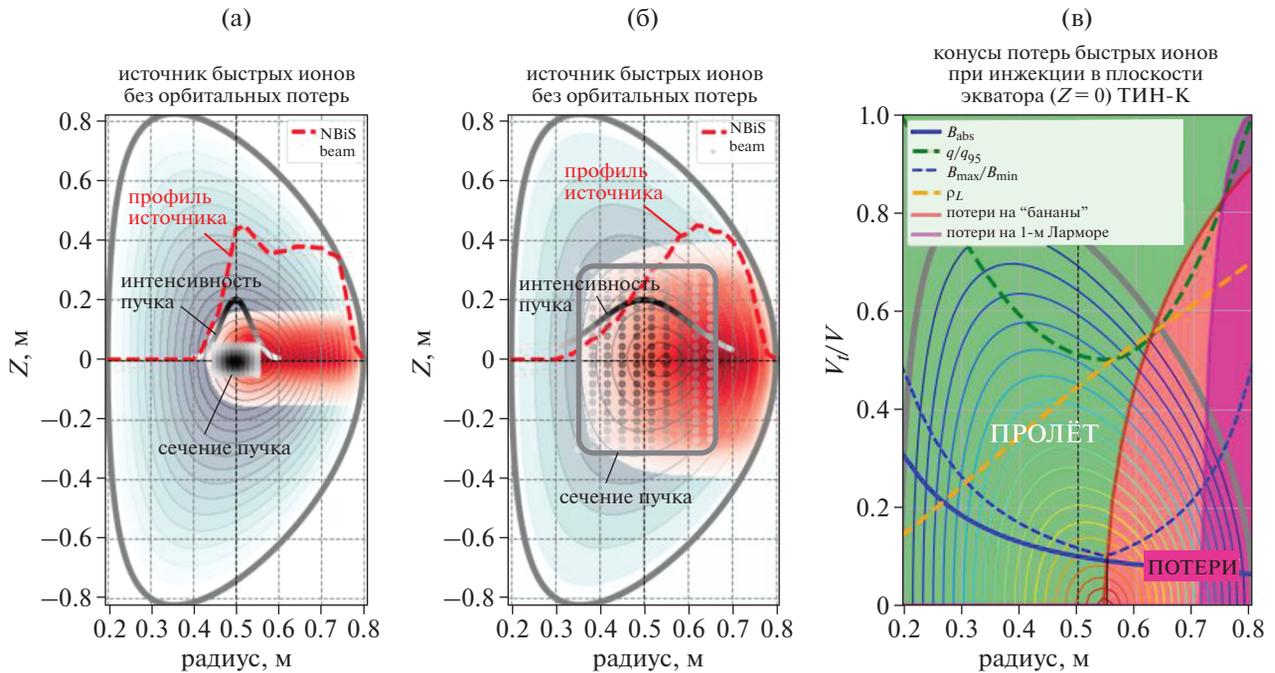


Рис. 3. Профили распределения скорости ионизации пучка атомов ($E_b = 200$ кэВ) по сечению плазмы в ТИН-К: (а) – тонкий пучок дейтерия с сечением 10×10 см², (б) – толстый пучок с сечением 30×60 см; (в) – диаграмма начальных орбитальных потерь ионов в зависимости от питч-угла для пучка с энергией $E_b = 200$ кэВ и магнитного поля на оси 1.5Т: красная область – конус захвата ионов на запертые (банановые) орбиты, фиолетовая область – конус вылета на первом радиусе Лармора. Также показаны: профиль абсолютной величины магнитного поля по радиусу плазмы (синяя сплошная кривая), пробочное отношение в радиальных слоях (синий пунктир), профиль ларморовского радиуса ионов с $E_b = 200$ кэВ (желтая кривая).

4. СРАВНЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ИСТОЧНИКА ИОНОВ И ГЕНЕРАЦИИ ТОКА С ДРУГИМИ РАСЧЕТАМИ

С целью обоснования легких моделей кода VTOR и доказательства возможности его применения для анализа генерации неиндукционного тока, были проведены параметрические расчеты ионизации пучка и профилей генерации тока увлечения для токамака Т-15МД. Расчеты проводились для различных значений плотности плазмы, построены зависимости доли захвата пучка плазмой, величины сквозных потерь и генерируемого тока. Сравнение результатов с аналогичными расчетами, ранее выполненными с помощью кода ASTRA, приведено в работе [4]. Хорошее совпадение результатов (отклонение составило менее 10%), несмотря на очевидную простоту “легкой” модели пучка (*LNB, lite neutral beam*), позволяет применять ее в тех случаях, когда параметрическое исследование пучково-плазменной системы сложными инструментами оказывается более затратным. Отметим, что, благодаря комбинации аналитических методов расчета и современных методов потоковой обработки больших данных, код VTOR не только имеет высокую про-

изводительность, но и позволяет легко воспроизводить и интерпретировать результаты.

Для конфигурации и рабочих параметров токамака EAST [7], с помощью кода VTOR рассчитано начальное распределение источника ионов и профили генерации тока от пучков дейтерия с энергией 60, 65 и 70 кэВ. Параметры плазмы и геометрия инжекции, используемая в расчетах, соответствуют актуальным данным, опубликованным в 2021 году [8]. Результаты показаны на рис. 5. Сравнение радиальных профилей распределения быстрых ионов и генерации тока, рассчитанные кодом VTOR, с профилями, полученными с применением кодов ONETWO/NUBEAM [9, 10] и приведенными в работе [8] (рис. 4), позволяет сделать следующие выводы. Распределение ионов по VTOR практически повторяет форму профиля, рассчитанного кодами ONETWO/NUBEAM, но локальный минимум вблизи оси плазмы более выражен. Эта особенность (провал на оси плазмы) наблюдалась также в расчетах VTOR для Т-15МД [4]. Остальные небольшие отличия можно объяснить тем, что профили выделения ионов в [8] рассчитаны для комбинации двух пучков, у которых геометрия прицела немного различается. Кроме того, отмечая

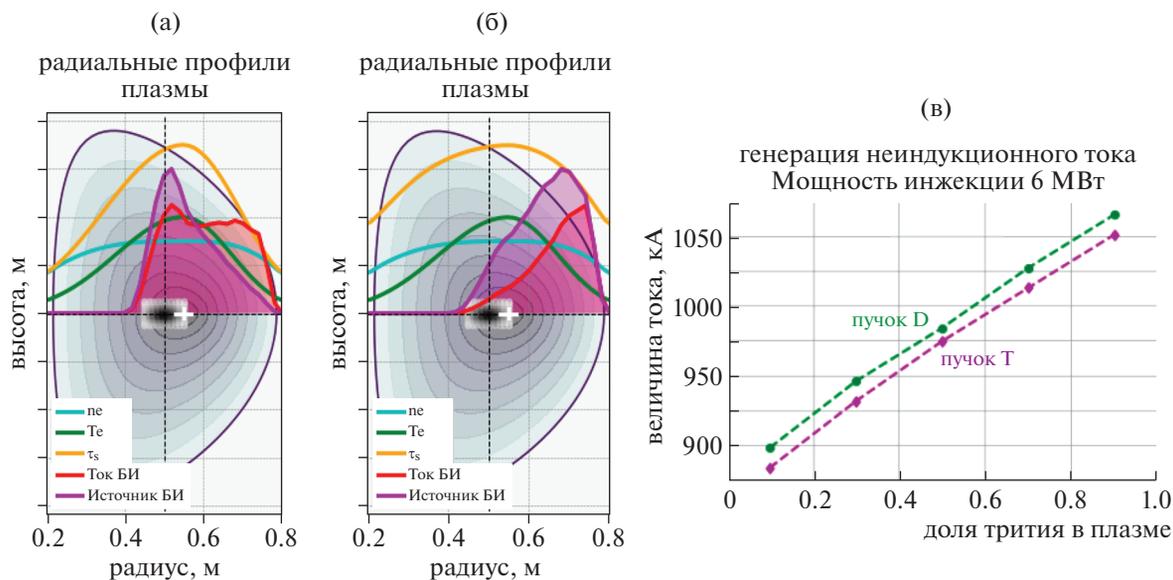


Рис. 4. Радиальные профили плазмы (температура T_e , плотность n_e), время торможения ионов (τ_s), интенсивность ионного источника (NBIS) и усиление тока (NBCD) в токамаке ТИН-К для тонкого пучка дейтерия: $E_b = 200$ кэВ (а) и $E_b = 50$ кэВ (б); зависимость полного тока увлечения для пучка дейтерия (140 кэВ) и пучка трития (200 кэВ) от доли тритиевого компонента в плазме (D + T) при инжектированной мощности 6 МВт (в).

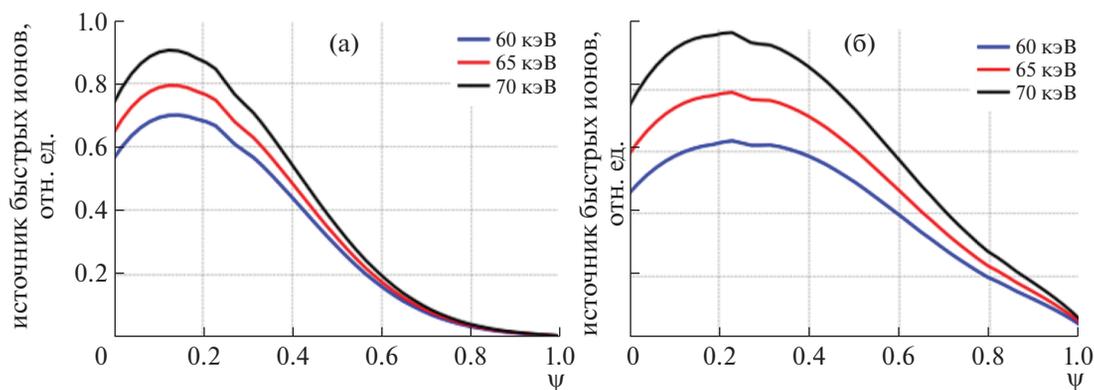


Рис. 5. Радиальные профили (по ψ) интенсивности ионизации (а) и плотности тока быстрых ионов (б) в плазме токамака EAST. Энергия пучка $E_b = 60$ кэВ, 65 кэВ, 70 кэВ. Мощность инжекции $P_b = 4.68$ МВт, 5.72 МВт и 6.92 МВт соответственно.

сильное влияние профиля плотности плазмы на распределение ионов, авторы [8] приводят только среднее значение плотности, поэтому форма профиля плотности для расчетов ВТОР взята из других публикаций по моделированию для токамака EAST.

5. ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ СИНТЕЗА НА БЫСТРЫХ ИОНАХ

В нейтронном источнике ТИН-К до 99% генерации нейтронов в плазме приходится на быстрые ионы пучка, и только около 1% на тепловые

ионы плазмы. По распределению быстрых ионов в плазменно-пучковом режиме (рис. 1) можно оценить относительное движение компонент плазмы и рассчитать распределение скоростей термоядерного синтеза между ними. Для нейтронного источника на базе токамака время торможения быстрых ионов обычно превосходит время удержания энергии плазмы, а вероятность реакции между быстрым ионом пучка и ионами фона (т.н. “реактивность” быстрого иона) значительно выше, по сравнению с вероятностью синтеза между парой тепловых ионов плазмы.

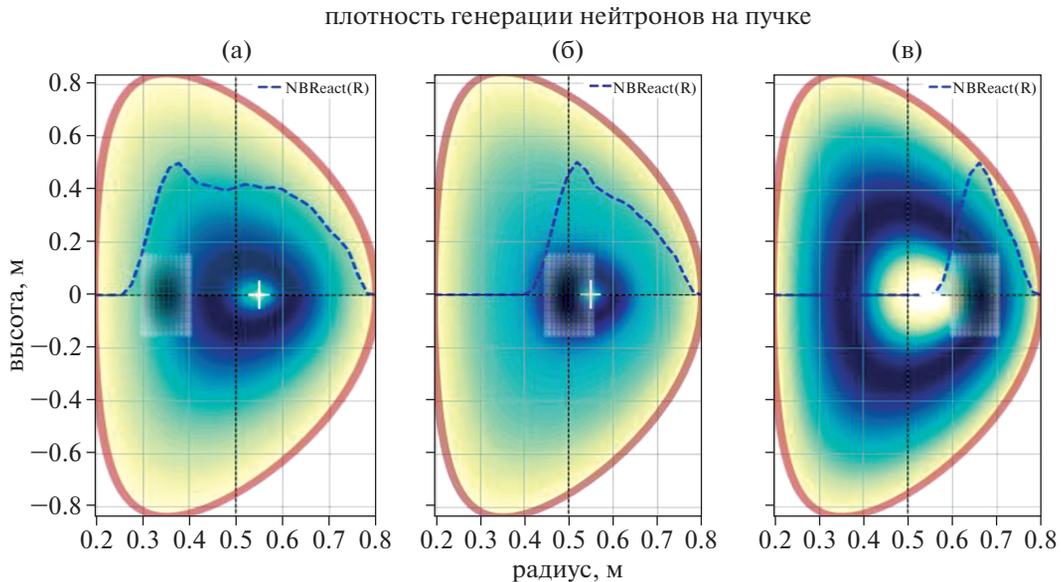


Рис. 6. Распределение интенсивности источника нейтронов по сечению плазмы при энергии пучка дейтерия 200 кэВ при различном радиусе ввода пучка: $R_t = R_0 - 0.5a$ (а), $R_t = R_0$ (б), $R_t = R_0 + 0.5a$ (в).

Скорость генерации нейтронов в пучково-плазменном синтезе определяется относительной долей быстрых ионов в ЭФР, их распределением по времени торможения и плотностью тепловых ионов мишени (тепловые ионы трития для дейтериевого пучка, для тритиевого — ионы дейтерия). Отметим, что наилучшие условия для генерации тока и для синтеза на пучке достигаются на различных интервалах рабочих параметров.

Распределение плотности источника нейтронов от пучка дейтерия 200 кэВ в зависимости от радиуса тангенциального прицела оси пучка (R_t) показано на рис. 6. Из рисунка видно, что относительно равномерный по сечению плазмы профиль интенсивности генерации нейтронов для заданной энергии пучка возможен при внутриосевой инжекции (рис. 6а), т.е. когда точка тангенциального прицела оси пучка лежит внутри радиуса магнитной оси плазмы. При осевой инжекции (рис. 6б) основная генерация нейтронов приходится на внутренние слои плазмы. При внешне-осевой инжекции (рис. 6в) практически все нейтроны от пучка выделяются в кольцевом слое ближе к периферии плазмы.

Если пучок атомов создается в инжекторе с помощью ускорения положительных ионов и их последующей нейтрализации на газовой мишени [12], то на входе в плазму энергетический состав пучка представляет собой 3 фракции атомов: E_0 (полная энергия), $E_{1/2}$ (половина полной энергии), $E_{1/3}$ (треть полной энергии). При энергиях ионов менее 100 кэВ сечение термоядерной реакции быстро убывает с уменьшением энергии, по-

этому удельный выход нейтронов от такого составного пучка (на 1 МВт мощности инжекции) существенно ниже, по сравнению с пучком полной энергии ($E_b = E_0$). Эффект конечной толщины пучка также приводит к снижению ожидаемого выхода нейтронов на 1 МВт инжектируемой мощности, из-за снижения среднего времени торможения быстрых ионов. Влияние обоих факторов — энергетического состава и конечной толщины пучка — на выход нейтронов в реакциях пучок—плазма показано на рис. 7, где приведены зависимости полного нейтронного выхода от пучков дейтерия (D) или трития (T) от доли тритиевого компонента в плазме ТИН-К. На рис. 7 для каждого пучков (D или T) показаны 3 опции: моноэнергетический тонкий пучок ($E_b = E_0$), моноэнергетический пучок прямоугольного сечения $0.3 \times 0.6 \text{ м}^2$ (при $E_b = E_0$) и составной пучок реальной геометрии $0.3 \times 0.6 \text{ м}^2$ при соотношении фракций $E_0/E_{1/2}/E_{1/3} = 0.6/0.23/0.18$. Хорошо видно, что конечная толщина пучка и энергетический состав снижают ожидаемый полный выход нейтронов из плазмы в два раза по сравнению с тонким моноэнергетическим пучком.

6. ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ В ПЛАЗМУ ТИН-К

В качестве начальных критериев для оптимизации параметров нейтральной инжекции для токамака ТИН-К можно выбрать эффективность генерации тока в плазме и нейтронный выход в реакциях пучково-плазменного синтеза.

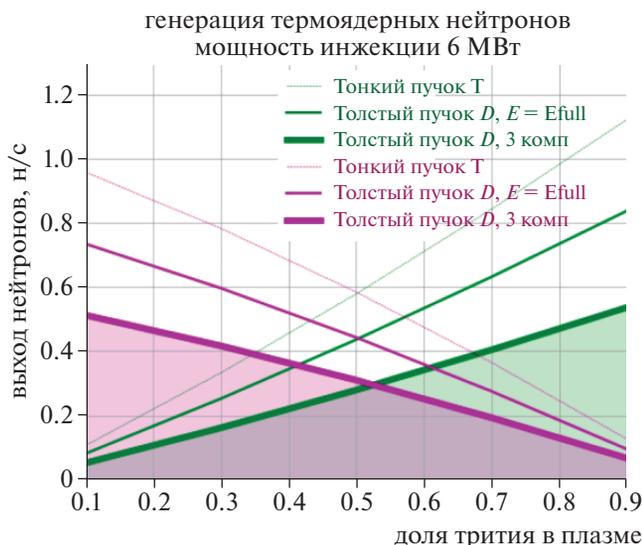


Рис. 7. Влияние конечной толщины пучка и его энергетического спектра на выход нейтронов в зависимости от доли трития в плазме: дейтериевый пучок (140 кэВ) показан зеленым цветом, тритиевый пучок (200 кэВ) – фиолетовым. Соотношение энергетических фракций в пучке: $E_0/E_{1/2}/E_{1/3} = 0.6/0.23/0.18$. Тонкие линии соответствуют тонкому моноэнергетическому пучку ($E_b = E_0$), жирные линии – пучку реальной геометрии и энергетического состава.

Считается [11], что наилучший результат генерации тока увлечения пучком атомов достигается, когда неиндукционный ток сосредоточен в месте максимальной параллельности лучей пучка силовым линиям магнитного поля. Наш анализ в целом подтверждает этот вывод, но, согласно на-

шим оценкам, оптимальная геометрия тангенциального ввода пучка в большей степени должна зависеть от энергии атомов и глубины их проникновения в плазму, а точнее, от радиального слоя выделения основной части быстрых ионов. Получается, что пучок с энергией от 150 кэВ и выше более эффективен для генерации тока и нейтронов в плотной плазме ТИН-К, т.к. в основном выделяется вблизи оси плазмы, где пробег ионов максимален. Однако создание такого пучка имеет низкое КПД при выбранной схеме инжектора [12].

Из табл. 1 следует, что эффективность осевой инъекции (радиус ввода $R_i = R_0$) при энергии пучка 150 кэВ максимальна как для генерации тока, так и для производства нейтронов. При более низких энергиях атомов или при повышении плотности плазмы основной захват ионов происходит ближе к периферии плазмы. В этом случае начальные орбитальные потери захваченных ионов снижают эффективность генерации тока в несколько раз (на 75% при энергии атомов $E_b = 25$ кэВ). Тогда выгоднее направлять пучок наружу от оси плазмы, т.к. это позволит снизить потери быстрых ионов путем увеличения начального косинуса питч-угла. С другой стороны, по критерию максимального выхода нейтронов, для выбранного диапазона энергий инъекции, лучше всего вводить пучок с внутренней стороны от оси плазмы. Это объясняется влиянием оптической толщины плазменной мишени как на глубину проникновения атомов, так и на интенсивность реакций синтеза на быстрых ионах в единицу времени. Поэтому оптимальная хорда инъекции для производства нейтронов соответствует более глу-

Таблица 1. Потери и эффективность быстрого пучка атомов в плазме ТИН-К $B_0 = 1.5$ Т, $T_e = 5$ кэВ, $n_e = 10^{20}$ м⁻³, сечение пучка 0.1×0.3 м

Радиус прицела, м	Сквозные потери, %	Потери ионов на орбитах, %	Ток увлечения ($P_{inj} = 1$ МВт), кА	Выход нейтронов ($P_{inj} = 1$ МВт), н/с
Энергия атомов $E_b = 150$ кэВ				
0.35	1.6	42	134	1.06×10^{17}
0.5	2.8	29	170	1.07×10^{17}
0.65	9.4	12	151	8.3×10^{16}
Энергия атомов $E_b = 100$ кэВ				
0.35	0.32	51	88	5.75×10^{16}
0.5	0.7	36	126	5.71×10^{16}
0.65	3.9	14	140	4.66×10^{16}
Энергия атомов $E_b = 50$ кэВ				
0.35	10^{-4}	73	28	7.1×10^{15}
0.5	0.01	56	50	6.9×10^{15}
0.65	0.3	20	96	6.2×10^{15}

бокому проникновению пучка, хотя ток увлечения в этом случае может снижаться до 3 раз из-за отсека части ионов по критерию орбитальных потерь.

Влияние изменения параметров плазмы и геометрии ввода пучка на нейтронный выход менее заметно, по сравнению с высокой чувствительностью генерации тока к этим же параметрам. Это объясняется тем, что полная реактивность иона на всем пути торможения (т.н. “выгорание”, или кумулятивная вероятность синтеза до его “остановки”) в бесконечной плазменной мишени не должна зависеть от плотности плазмы. Поэтому полный интеграл вероятности синтеза по времени торможения для ионов одинаковой начальной энергии практически постоянен, если выполняется условие $E_b/T_e \gg 1$. Оптическая толщина мишени, пробегаемая ионом за единицу времени, при параболическом профиле плотности плазмы меняется незначительно, особенно вблизи оси плазменного шнура. Поэтому полный нейтронный выход от пучка высокой энергии ($E_b/T_e \gg 1$) в большей степени должен зависеть от его энергии и средней плотности плазмы, чем от формы профилей плазмы и геометрии ввода. Тороидальные эффекты вносят вклад в изменение средней скорости иона при замедлении, но если считать, что циркулирующие на запертых орбитах быстрые ионы могут участвовать в реакциях синтеза и производить нейтроны, то при выделении быстрых ионов пучка во внешнем слое плазмы нейтронный выход снижается примерно на 20%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для компактного источника нейтронов на базе сферического токамака ТИН-К проведен анализ влияния конечной толщины и геометрии ввода нейтрального пучка на распределение источника ионов в плазме, их захват на пролетные орбиты, генерацию тока увлечения и нейтронный выход в плазменно-пучковом режиме работы. Выбор параметров нейтральной инжекции учитывает конфигурацию магнитного поля в плазме и пространственно-угловую структуру пучка. Показа-

но, что оптимальная геометрия инжекции зависит от энергии инжектируемых атомов, и для различных критериев эффективности инжекции оптимальные интервалы параметров в общем случае не совпадают: оптимальные радиусы тангенциального ввода пучка для генерации тока и для эмиссии термоядерных нейтронов находятся по разные стороны от магнитной оси установки.

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрунынов В.И.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 4. С. 307.
2. *Голиков А.А., Кутеев Б.В.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2010. Вып. 2. С. 50.
3. *Гончаров П.Р., Кутеев Б.В., Голиков А.А., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Шпанский Ю.С., Сергеев В.Ю., Быков А.С., Грязневич М.П.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2011. Вып. 2. С. 36.
4. *Длугач Е.Д., Кутеев Б.В., Ананьев С.С.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. Вып. 4. С. 63.
5. *Wesson J.* Tokamaks 4th Edition. Oxford: Oxford University Press, 2011.
6. Препринт: *Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.* Preprint IPP 5/98. Garching. Germany. 2002.
7. *Li Hao, Wu Bin, Wang Jinfang, Wang Ji and Hu Chundong* // Plasma Science & Technology. 2015. 17 10–3
8. *Ji Wang, Jiale Chen, BinWu, Yuqing Chen, Zhen Yang, Chundong Hu, Yuanlai Xie, Yahong Xie and Xuexi Zhang* // Phys. Scr. 96 (2021) 075604
9. *L.W. Owen, J.M. Canik, R.J. Groebner, J.D. Callen, X. Bonnin and T.H. Osborne* // Nuclear Fusion. V. 50. № 6.
10. *Alexei Pankin, Douglas McCune, Robert Andre, Glenn Bateman, Arnold Kritz* // Comput. Phys. Commun. 2004. V. 159. P. 157.
11. *Щеголев П.Б., Минаев В.Б., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Киселев Е.О., Курские Г.С., Патров М.И., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 3. С. 213.
12. *Dlougach E.D., Panasenkov A.A., Kuteev B.V., Filimonova E.A.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. Вып. 2. С. 100.

УДК 533.93

СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

© 2022 г. Д. Г. Васильков^{a, b, *}, Ю. В. Хольнов^a^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия^b Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*e-mail: lhdlhd81@mail.ru

Поступила в редакцию 22.06.2022 г.

После доработки 04.07.2022 г.

Принята к публикации 08.07.2022 г.

Рассматривается структура плазменного шнура в стеллараторе Л-2М при различных условиях разряда. Анализ структуры возмущений производится с помощью набора электростатических (ленгмюровских) и магнитных зондов, разнесенных в тороидальном и полоидальном направлениях. Анализируется эволюция возмущений магнитного и электрического полей в импульсах с коротковременными транспортными переходами, проводится сравнение данных до и после переходных процессов. На основании анализа спектров корреляции между сигналами можно сделать вывод, что при переходном процессе в плазме частотная и пространственная структура мод меняется. Наблюдаемая до перехода высокая когерентность между флуктуациями магнитного и электрического полей позволяет предположить, что до перехода токи, возбуждаемые на крайних рациональных магнитных поверхностях стелларатора, возбуждают флуктуации плазмы, что приводит к уходу электронов и к положительному плазменному потенциалу. Уменьшение турбулентности после перехода приводит к уменьшению ухода электронов и падению положительного потенциала. Установлено, что разряд характеризуется положительным плазменным потенциалом, при транспортном переходе наблюдается уменьшение амплитуды потенциала. После перехода возможно два эффекта — улучшение удержания электронов и резкие потери ионов на краю. Если улучшение удержания электронов может быть связано с уменьшением флуктуаций, то быстрый уход ионов может быть связан с эффектом взаимодействия плазмы со стенкой.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, магнитное удержание, ЭЦР-нагрев, стелларатор, транспортные переходы, зондовые методы

DOI: 10.31857/S0367292122600728

ВВЕДЕНИЕ

Удержание плазмы в стационарных магнитных ловушках, магнитная структура которых не требует поддержания электрического тока в плазме, является весьма перспективным в вопросах реализации управляемого термоядерного синтеза и гибридных ядерных технологий. Стационарное удержание плазмы с термоядерными параметрами призваны продемонстрировать крупнейшие современные стеллараторы W7-X [1] и LHD [2]. Практический интерес в исследованиях магнитного удержания высокотемпературной плазмы представляют условия, позволяющие увеличить параметры плазмы путем перехода в режим улучшенного удержания [3, 4] и управлять периферийными низкочастотными осцилляциями в плазме, сопровождающимися изменением свойств краевой турбулентности и формированием краевых транспортных барьеров [5, 6]. В процессе перехода в различных установках в краевой

плазме наблюдалась эволюция краевых локальных возмущений [7] и резкая перестройка электрического поля [8]. Подобные исследования возможно проводить и на небольших стационарных или квазистационарных (с небольшим временем удержания плазмы при постоянстве магнитной структуры) магнитных ловушках. В данной работе представлены эксперименты по изучению структуры плазменного шнура в стеллараторе Л-2М — установке по квазистационарному удержанию плазмы [9], причем в экспериментах наблюдались различные виды транспортных переходов, приводящих к изменению структуры плазменного шнура [10, 11]. Целью работы было исследование глобальных и локальных параметров плазмы до и после транспортного перехода, и выявление взаимосвязи исследуемых параметров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Стелларатор Л-2М – квазистационарная тороидальная магнитная ловушка, время плазменного импульса в которой в так называемом стандартном режиме составляет 10 мс при малом изменении магнитной конфигурации, создаваемой при помощи внешних проводников. В некоторых экспериментах стационарную стадию импульса удавалось продлить до 20 мс, но в этом случае магнитное поле уже заметно менялось. Учитывая нестационарные фазы формирования и распада плазмы, общая длительность импульса достигает 25–45 мс. Давление плазмы сравнительно мало $\beta \leq 0.2\%$ (β – усредненное по объему отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). Небольшой положительный (то есть увеличивающий вращательное преобразование) бутстреп – ток в плазме составляет величину I_p около 1 кА не может заметно изменить магнитную структуру стелларатора, равновесие плазмы, и быть причиной крупномасштабных неустойчивостей. Основные параметры установки следующие: большой радиус тороидальной вакуумной камеры $R = 1$ м, средний радиус плазмы $a_p = 0.115$ м, максимальное (резонансное для режима электронного циклотронного нагрева плазмы) магнитное поле на оси тора $B_0 = 1.34$ Т, угол вращательного преобразования в центре составляет $\iota_0 = 0.18$, на сепаратрисе – $\iota_a = 0.78$.

Создание плазмы и ее электронный циклотронный резонансный (ЭЦР) нагрев осуществляются с помощью мощных источников СВЧ-излучения – гиротронов [12], также в некоторых экспериментах возможно использование омического нагрева с помощью возбуждаемого индукционного тока в плазме, в первую очередь для изменения магнитной структуры. Эксперименты проводились при условии боронизации стенок камеры. Стандартные параметры ЭЦР-разряда в стеллараторе Л-2М следующие: средняя электронная плотность $n_e = (0.5-3) \times 10^{19}$ м⁻³, электронная температура в центре плазменного шнура $T_{e0} = 500-1500$ эВ, энергия плазмы $W = 100-800$ Дж [13].

Анализ структуры возмущений плазменного шнура производился с помощью набора электростатических (ленгмюровских) и магнитных зондов, расположенных в различных фланцах вакуумной камеры установки и разнесенных в тороидальном и полоидальном направлениях. Анализируется эволюция возмущений магнитного (B_{fl}) и электрического полей (измеряется плавающий потенциал плазмы V_f) в импульсах с кратковременными транспортными переходами (длительностью около 200 мкс) [10], проводится сравнение данных до и после переходных процессов.

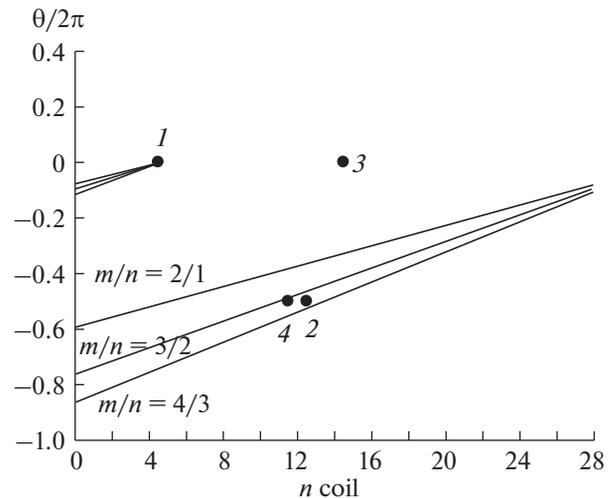


Рис. 1. Зависимость полоидального угла обхода тора θ от номера катушки. Указана структура рациональных магнитных поверхностей $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$ и положение зондов: 1 – “ver”, 2 – “up”, 3 – “escr”, 4 – магнитный зонд 11/12.

На установке имеется 28 тороидальных катушек продольного магнитного поля, диагностические патрубки находятся между ними, их название определяет нумерация катушек, направление магнитного поля в стеллараторе Л-2М совпадает с нумерацией катушек. Схема расположения зондов и рациональных магнитных поверхностей в установке представлена на рис. 1 как зависимость полоидального угла обхода тора θ от номера катушки. Введены следующие обозначения: “ver” – электростатический зонд в диагностическом сечении между тороидальными катушками 4 и 5 (4/5) в нижнем патрубке; “up” – электростатический зонд в сечении тороидальных катушек 12/13, в верхнем патрубке; “escr” – электростатический зонд в сечении 14/15, в нижнем патрубке; V_{fver} , V_{fup} , V_{fescr} – плавающие потенциалы, измеряемые соответственно зондами “ver”, “up”, “escr”. Положение зондов приводится в относительных единицах ($x = a/a_p$). Магнитные зонды установлены в патрубках и изолированы от плазмы с помощью кварцевых стекол.

Ранее в работе [14] в плазме стелларатора Л-2М экспериментально установлено существование дальних пространственных корреляций между возмущениями электрического потенциала в различных точках системы, а также между потенциалом и флукутуирующим магнитным полем. Была прослежена их связь с геометрией магнитных поверхностей. Было показано, что при транспортном переходе происходит трансформация мод в низкочастотном диапазоне 1–12 кГц. Структура их близка к характерной для стационарных зо-

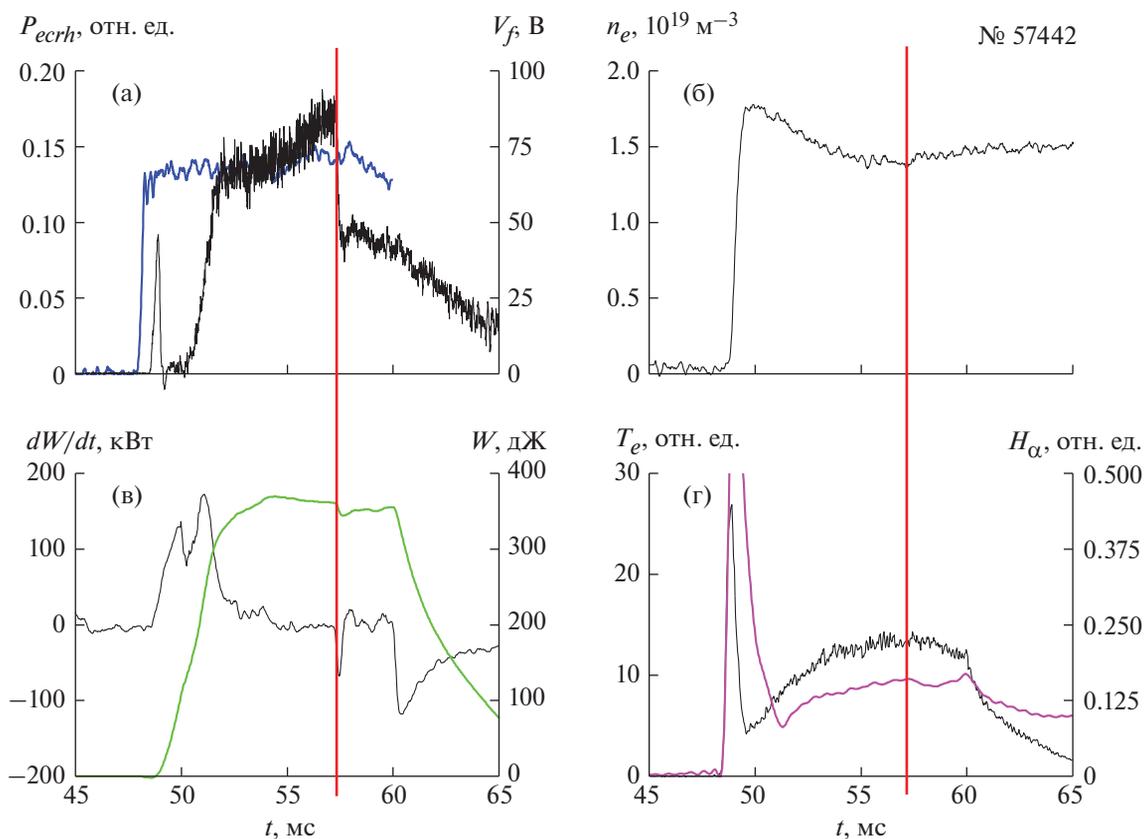


Рис. 2. Временная эволюция параметров плазменного импульса с транспортным переходом: а) — мощность СВЧ-импульса P_{ecrh} и плавающий потенциал V_{fver} ленгмюровского зонда “ver”; б) — средняя электронная плотность n_e ; в) — энергосодержание плазмы W и его временная производная dW/dt ; г) — электронная температура в центре плазменного шнура T_e и интенсивность излучения линии атомарного водорода H_{α} . Вертикальные красные линии указывают момент транспортного перехода.

нальных потоков и геодезических акустических мод, хотя имеется ряд отличий. Во всех диапазонах частот, где наблюдаются дальние пространственные корреляции, регистрируемые зондами возмущения, представляют собой сложные нелинейные образования и являются электромагнитными, поскольку корреляция между потенциалом электрического поля и магнитным полем велика. Показано, что после транспортного перехода в диапазоне частот $f \approx 6\text{--}12$ кГц возбуждается трехмерное локализованное возмущение с характерной частотой геодезической акустической моды, аналитическая оценка которой дает значение $f \approx 11$ кГц [14]. В качестве одной из причин появления дальних пространственных корреляций предполагается изменение электрического поля в результате транспортного перехода. В наиболее низкочастотной области глобальные электромагнитные возмущения с частотой $f \approx 1\text{--}3$ кГц, как правило, присутствуют как до, так и после перехода. Их основой является возмущение с поло-

идальным (m) и тороидальным (n) числами $m = n = 0$, обладающее тороидальными сателлитами.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Представленные в работе эксперименты на стеллараторе Л-2М проводились в стандартном режиме: создание и нагрев полностью ионизованной водородной плазмы осуществлялся с помощью прямоугольного импульса СВЧ-излучения на частоте 75 ГГц, который включался на 48-й мс относительно включения продольного магнитного поля и выключался на 60-й мс. Магнитное поле B_0 достигает максимального (резонансного для ЭЦР) значения на 55-й мс. На рис. 2 представлены осциллограммы основных параметров плазменного разряда с транспортным переходом. Надо отметить, что при транспортном переходе основные параметры меняются мало. Энергия плазмы W (рис. 2в) после кратковременного падения стабилизируется или в некоторых случаях немного начинает расти. Что ка-

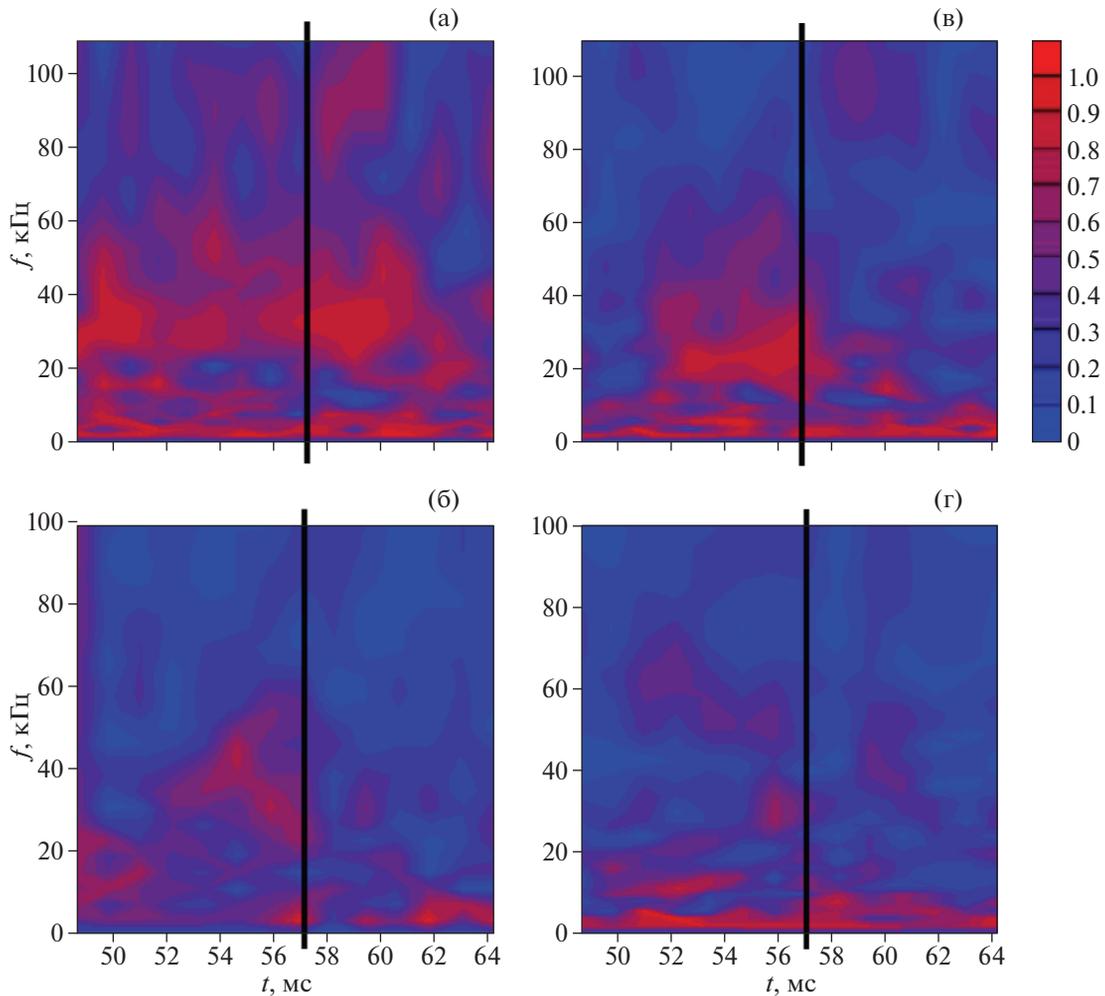


Рис. 3. Вейвлет-когерентность между сигналами dB_{fl}/dt с зондов 26/27 и 20/21 (а), между сигналами V_f с зондов “ver” и “up” (б), между сигналами dB_{fl}/dt и V_f с зондов 11/12 и “ver”, (в) между сигналами dB_{fl}/dt и V_f с зондов 20/21 и “ver” (г). Вертикальные черные линии указывают момент транспортного перехода.

сается электронной плотности плазмы n_e (рис. 2б) и электронной температуры T_e (рис. 2г), то их незначительные изменения могут быть связаны с перераспределением радиальных профилей данных параметров в плазменном шнуре. С другой стороны, после транспортного перехода существенно меняется краевая плазма: резко падает положительный плавающий потенциал V_f (рис. 2а), в это же время начинает уменьшаться H_α (рис. 2г), что указывает на падение поступления нейтрального водорода со стенки камеры. Потенциал на зонде измеряется относительно заземленной вакуумной камеры. Поскольку в данных экспериментах краевая плазма измерялась тремя электростатическими зондами на разных азимутах [14, 15], то была возможность проанализировать пространственную связь колебаний плазмы до и после наблюдаемого транспортного перехода. Надо отметить, что на краю плазмы

(при относительных радиусах $x > 0.8$) в области рациональных значений углов магнитного преобразования могут развиваться магнитогидродинамические моды (МГД-моды) перестановочного типа, поэтому интересно было проанализировать их возможное влияние на электростатические колебания, которые фиксируются ленгмюровскими зондами, расположенными в краевой области внутри сепаратрисы.

На рис. 3 представлены диаграммы вейвлет-когерентности для различных зондовых параметров. Высокая когерентность была зафиксирована между МГД-колебаниями, измеряемыми магнитными зондами в сечениях катушек 26/27–20/21 в диапазоне частот 20–40 кГц (рис. 3а), что соответствует тороидальному углу $\varphi = \pi/3$ между зондами. После транспортного перехода (около 57-й мс) когерентность существенно возрастает. Амплитуда МГД-колебаний после перехода так-

же возрастает, что отмечалось ранее [16]. В экспериментах была обнаружена высокая вейвлет-когерентность между потенциалами V_{fver} и V_{fup} с зондов, разнесенных на $\varphi = \pi/2$ в тороидальном направлении и на $\theta = \pi$ в полоидальном. Аналогичные зависимости наблюдаются и для когерентности между другими парами электрических зондов V_{fup} и V_{fscr} , V_{fver} и V_{fscr} , что свидетельствует о длинноволновом характере колебаний электрического поля в плазме.

Важным является также вопрос о связи электростатических колебаний, измеряемых ленгмюровскими зондами, с магнитными колебаниями, измеряемыми в представленных экспериментах несколькими магнитными зондами. На рис. 3в,г показана вейвлет-когерентность между B_{fl} и V_f между различными магнитными зондами и ленгмюровским зондом. В обоих случаях можно видеть достаточно большой уровень когерентности до транспортного перехода: в диапазоне частот 15–65 кГц между сигналом магнитного зонда 11/12 и плавающим потенциалом V_{fver} при положении ленгмюровского зонда на относительном радиусе $x = 0.88$ и в диапазоне частот 25–40 кГц между сигналом магнитного зонда 20/21 и плавающим потенциалом V_{fver} при положении ленгмюровского зонда на относительном радиусе $x = 0.95$. В первом случае зонды разнесены на углы $\varphi = \pi/2$ и на $\theta = \pi$, во втором — на углы $\varphi = 2\pi/3$ и $\theta = \pi$. Во время перехода когерентность сигналов резко падает, что свидетельствует о том, что переходный процесс происходит на краю плазмы. Наличие когерентности между данными магнитных и ленгмюровского зондов можно объяснить колебанием электрического потенциала при появлении магнитных возмущений, приводящих к возбуждению токов на рациональных силовых линиях.

Надо отметить, что кроме представленных картин когерентности до транспортного перехода аналогично наблюдается высокая когерентность между сигналами магнитных зондов и электрическим потенциалом V_{fscr} , регистрируемым ленгмюровскими зондами. Это свидетельствует о том, что потенциальные колебания возникают по всему тору на краю плазмы, и связаны они с МГД-колебаниями с модами $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$, поскольку ленгмюровские зонды не вдвигаются в плазму глубже, чем на 1 см.

В диапазоне частот $f = 80–110$ кГц в моменты после транспортного перехода появляется небольшая когерентность между сигналом магнитного зонда 11/12 и V_{fver} (рис. 3в). В этом случае оценки показывают, что имеет место возбуждение мод $m/n = 3/2$ или $4/3$. Резкое падение когерентности на этих частотах в момент выключения нагрева на 60-й мс свидетельствует о том, что колебания находятся на краю плазмы.

Для полноты картины на рис. 4 представлены фурье-спектры сигналов магнитного и ленгмюровского зондов и спектры корреляции между ними; для обработки взяты временные интервалы длительностью 2 мс до и после переходного процесса.

ОБСУЖДЕНИЕ

Разряд характеризуется положительным плавающим потенциалом V_f , который соответствует еще большему по величине положительному плазменному потенциалу V_p , поскольку $V_p \approx V_f + 3kT_e/e$ (где k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона). Положительный плазменный потенциал означает преимущественный по сравнению с ионами уход электронов. В данных разрядах с транспортным переходом наблюдается уменьшение положительного плавающего V_f , и соответственно плазменного потенциала после транспортного перехода.

На основании расчетов когерентности оказалось, что высокая когерентность наблюдается до транспортного перехода в диапазоне частот 20–40 кГц между всеми ленгмюровскими зондами, измеряющими плавающий потенциал. Надо отметить, что и в режиме измерения ионного тока насыщения (измерение ионной плотности плазмы) наблюдается высокая когерентность до транспортного перехода, то есть можно утверждать, что до перехода фиксируются длинноволновые флуктуации. С другой стороны, после перехода и в том и в другом случае когерентность мала, то есть мала корреляционная длина флуктуаций.

Другим наблюдаемым эффектом является высокая когерентность между сигналами B_{fl} с разных магнитных зондов и сигналами V_f с разных ленгмюровских зондов до перехода и малая когерентность после перехода. До перехода МГД-колебания, то есть токи, существующие на крайних рациональных магнитных поверхностях в диапазоне частот 20–40 кГц возбуждают флуктуации плотности плазмы, что приводит к уходу электронов и положительному потенциалу. Наличие связи между МГД и электростатическими колебаниями плазмы до перехода определяется тем, что пространственно электростатические зонды, которые фиксируют электростатические колебания, находятся в области рациональных магнитных поверхностей, где возбуждаются МГД-колебания на рациональных поверхностях с модами $m/n = 3/2, 4/3$. После переходного процесса амплитуда МГД-колебаний падает и соответственно падает амплитуда электростатических колебаний. Можно полагать, что более высокий уровень турбулентности во временном интервале до

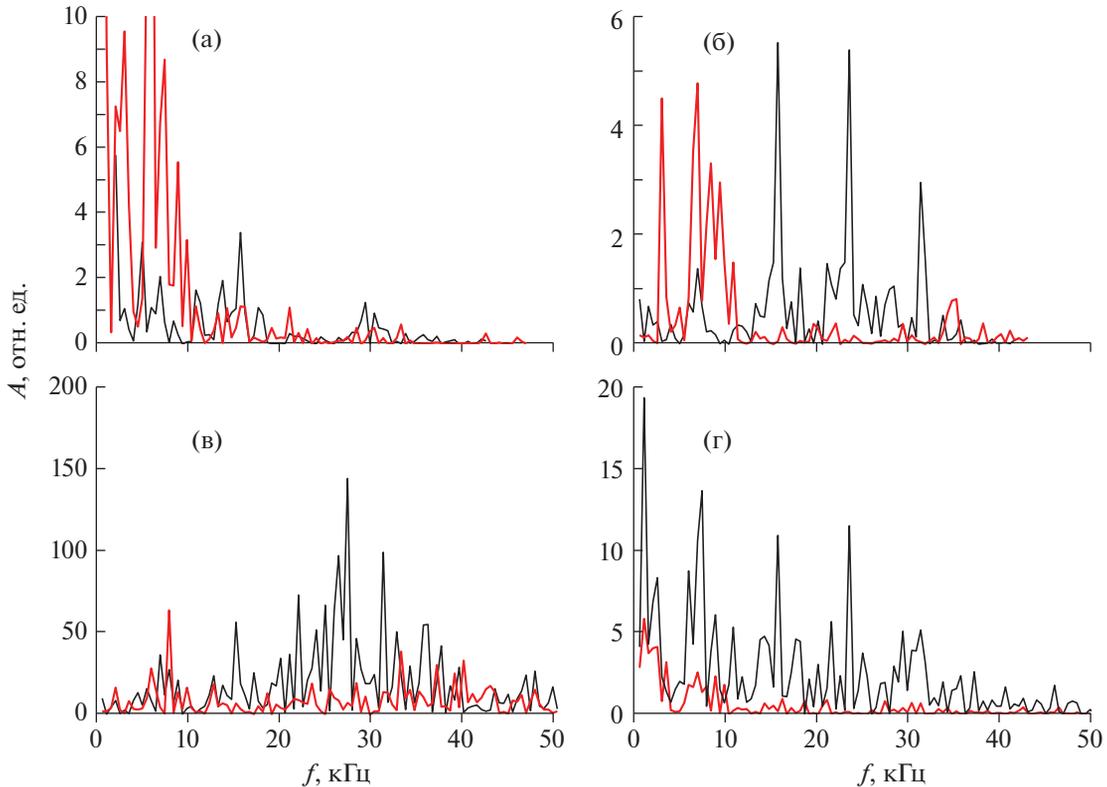


Рис. 4. Спектры корреляции между сигналами V_f зондов “ver” и “up” (а), между сигналами dB_{fl}/dt и V_f с зондов 11/12 и “ver” (б), фурье-спектры сигналов dB_{fl}/dt с зондов 11/12 (в) и V_f с зонда “ver” (г). Черные линии – до переходного процесса, красные – после.

транспортного перехода приводил к повышенному уходу электронов.

Надо отметить, что транспортный переход происходит в течение времени около 200 мкс, то есть за это время происходит перестройка края плазмы в пределах ~ 1 см, что характеризуется скачком в сигнале, пропорциональном изменению во времени энергии плазмы dW/dt . Возможно, что после транспортного перехода плазма трансформируется в другое устойчивое состояние, по крайней мере в краевой области. Падение плазменного потенциала после перехода может указывать на улучшение удержания электронов. Состоянию улучшенного удержания электронов также соответствует уменьшение амплитуды и корреляционной длины флуктуаций. Надо отметить, что после перехода наблюдается рост запасенной энергии плазмы, что также указывает на улучшение удержания плазмы. Однако в некоторых экспериментах переходные процессы, приводящие к росту энергии и плотности, усиливают также взаимодействие пристеночной плазмы со стенками вакуумной камеры, что приводит к заметному остыванию периферии [17].

Транспортный переход является спонтанным, и, по-видимому, переход к состоянию после скачка параметров плазмы является естественным, т.е. энергетически это состояние более устойчиво. Новое состояние плазмы связано в основном с изменениями в краевой плазме, а именно с трансформацией МГД-мод. Выше мы отметили, что возмущение $m = n = 0$ (обычно отождествляемое с зональным потоком) в рамках идеальной магнитной гидродинамики является электростатическим. В то же время можно предположить, что наличие как геометрических сателлитов, так и диссипативных эффектов приводит к появлению флуктуирующего магнитного поля, изменение структуры которого и наблюдается в эксперименте, и вследствие этого возмущения можно считать электромагнитными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании анализа спектров корреляций между осциллирующими магнитными сигналами B_{fl} и электрическим потенциалом V_f , плазмы стелларатора Л-2М можно сделать вывод, что в краевой области плазменного шнура наблюдаются

ся дальние пространственные электромагнитные корреляции. При переходном процессе в плазме происходит трансформация мод – до перехода наблюдается высокая когерентность в диапазоне частот 20–40 кГц, после перехода она появляется на частотах 80–110 кГц. На краю плазмы наблюдаются МГД-моды $m/n = 2/1, 3/2, 4/3$; в ходе разряда частотная и пространственная структура мод меняется. Установлено, что разряд характеризуется положительным плавающим потенциалом V_f , что соответствует более положительному плазменному потенциалу V_p , при транспортном переходе наблюдается уменьшение величины V_f . Наблюдаемая до перехода высокая когерентность между сигналами B_{fl} и V_f , а также между сигналами V_f с разных зондов позволяют предположить, что до перехода токи, возбуждаемые на крайних рациональных магнитных поверхностях в диапазоне частот 20–40 кГц, усиливают флуктуации плазмы, что приводит к уходу электронов и к более положительному плазменному потенциалу V_p . Уменьшение турбулентности после перехода приводит к уменьшению ухода электронов, то есть падению положительного потенциала плазмы. Поскольку положительный плазменный потенциал означает преимущественный по сравнению с ионами уход электронов, то после перехода возможно два эффекта – улучшение удержания электронов и резкие потери ионов на краю плазменного шнура. Если улучшение удержания электронов может быть связано с уменьшением флуктуаций, то быстрый уход ионов может быть связан с эффектом взаимодействия плазмы со стенкой.

Авторы выражают благодарность команде стелларатора L-2M за участие в экспериментах и предоставленные данные. Работа выполнена в рамках госзадания по теме № 0024-2019-0006 “Физика высокотемпературной плазмы. Фундаментальные проблемы динамики, удержания и нагрева плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wolf R.C., Bozhakov S., Dinklage A., Fuchert G., Kazakov Y.O., Laqua H.P., Marsen S., Marushchenko N.B., Stange T., Zanini M., Abramovic I., Alonso A., Balduhn J., Beurskens M., Beidler C.D., Braune H., Brunner K.J., Chaudhary N., Damm H., Drewelow P., Gantenbein G., Gao Yu., Geiger J., Hirsch M., Höfel U., Jakubowski M., Jelonnek J., Jensen T., Kasperek W., Knauer J., Korsholm S.B., Langenberg A., Lechte C., Leipold F., Trimino Mora H., Neuner U., Nielsen S.K., Moseev D., Oosterbeek H., Pablant N., Pasch E., Plaut B., Sunn Pedersen T., Puig Stijes A., Rahbarnia K., Rasmussen J., Salewski M., Schilling J., Scott E., Stejner M., Thomsen H., Thumm M., Turkin Y., Wilde F. and the Wendelstein 7-X Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. 014037 (9pp).
2. Yoshimura Y., Kasahara H., Tokitani M., Sakamoto R., Ueda Y., Marushchenko N.B., Seki R., Kubo S., Shimozuma T., Igami H., Takahashi H., Tsujimura T.I., Makino R., Kobayashi S., Ito S., Mizuno Y., Okada K., Akiyama T., Tanaka K., Tokuzawa T., Yamada I., Yamada H., Mutoh T., Takeiri Y. and the LHD Experiment Group // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. 025012 (7pp).
3. Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., Engelhardt W., Fussmann G., Gehre O., Gernhardt J., Gierke G.V., Haas G., Huang M., Karger F., Keilhacker M., Kluber Q., Kornherr M., Lackner K., Lisitano G., Lister G.G., Mayer H.M., Meisel D., Miller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Bohr H., Schneider F., Siller G., Speth E., Stabler A., Steuer K.H., Venus G., Vollmer O. and Yuet Z. Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1408.
4. Connor J.W. and Wilson H.R. Plasma Phys. Control. Fusion. 2000. V. 42. R1.
5. Endler M. // Journal of Nuclear Materials. 1999. V. 266. P. 84.
6. Melnikov A.V., Vershkov V.A., Eliseev L.G., Grashin S.A., Gudozhnik A.V., Krupnik L.I., Lysenko S.E., Mavrin V.A., Perfilov S.V., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Ufimtsev M.V., Urazbaev A.O., Van Oost G. and Zimeleva L.G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. S87.
7. Melnikov A.V., Eliseev L.G., Estrada T., Ascasibar E., Alonso A., Chmyga A.A., Hidalgo C., Komarov A.D., Kozachek A.S., Krupnik L.I., Khrebtov S.M., Liniers M., Lysenko S.E., de Pablos J.L., Pastor I., Pedrosa M.A., Perfilov S.V., Ufimtsev M.V. and Tashchev Yu. I. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 092002
8. Яшин А.Ю., Буланин В.В., Петров А.В., Гусев В.К., Курскиева Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 588.
9. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Don-skaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Harris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Letunov A.A., Likin K.M., Lyon J.F., Meshcheryakov A.I., Nechaev Yu.I., Petrov A.E., Sarksyian K.A. and Sbitnikova I.S. // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 233.
10. Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V., Fedyanin O.I., Kuznetsov A.B., Vasilkov D.G., Akulina D.K., Batanov G.M., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E. and Meshcheryakov A.I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. 045001.
11. Vasilkov D.G., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Ivanov V.A., Meshcheryakov A.I., Petrova M.N. and Kharchev N.K. J. Phys.: Conf. Ser. V. 2055. 2021. 012005.
12. Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Borzosekov V.D., Fedyanin O.I., Grebenshchikov S.E., Grishina I.A., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Pleshkov E.I., Sarksyian K.A., Shchepetov S.V., Skvortsova N.N., Stepa-

- khin V.D., Vafin I.Yu., Vasilkov D.G. and Voronov G.S. // Plasma and Fusion Research. V. 2011. V. 6. 2402142.*
13. *Федянин О.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронов Г.С., Воронова Е.В., Гладков Г.А., Гребеницков С.Е., Коврижных Л.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малых Н.И., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Щепетов С.В., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 880.*
 14. *Васильков Д.Г., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 694.*
 15. *Щепетов С.В., Хольнов Ю.В., Васильков Д.Г. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 151.*
 16. *Щепетов С.В., Васильков Д.Г., Хольнов Ю.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 469.*
 17. *Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосекоев В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребеницков С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 666.*

УДК 533.9

ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С КВАДРУПОЛЬНОЙ АНТЕННОЙ ДЛЯ ИОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2022 г. А. И. Мещеряков^а, *, И. А. Гришина^а, И. Ю. Вафин^а

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 16.05.2022 г.

После доработки 20.06.2022 г.

Принята к публикации 25.06.2022 г.

Проведены первые эксперименты по тестированию квадрупольной антенны в режиме электронно-циклотронного резонансного нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. Тестовые измерения сопротивления излучения антенны показали, что новая антенна возбуждает в плазме как быстрые, так и медленные магнитозвуковые волны. Измерено сопротивление излучения антенны и построены его зависимости от энергосодержания и плотности плазмы.

Ключевые слова: квадрупольная антенна, ионный циклотронный резонансный нагрев плазмы, стелларатор Л-2М, быстрые и медленные магнитозвуковые волны, коаксиальные моды

DOI: 10.31857/S0367292122600881

1. ВВЕДЕНИЕ

Один из наиболее распространенных методов дополнительного нагрева плазмы в тороидальных магнитных ловушках является метод высокочастотного (ВЧ) нагрева с применением электромагнитных волн в диапазоне ионных циклотронных резонансных (ИЦР) частот для возбуждения в плазме быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн. Этот метод используется на многих установках наряду с СВЧ-методами электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева плазмы, СВЧ-методами нагрева в области нижнегибридных плазменных частот, а также методами инжекции в плазму пучков высокоэнергетических атомов водорода или дейтерия.

В настоящее время для возбуждения в плазме волн в диапазоне ионных циклотронных частот используют петлевые антенны, состоящие из одной или нескольких токовых полос, создающих азимутальные токи внутри вакуумной камеры тороидальной магнитной ловушки. Наилучшие результаты с точки зрения эффективности возбуждения БМЗ-волн и нагрева плазмы продемонстрировали квадрупольные антенны, состоящие из четырех токовых витков. Это связано с тем, что такие антенны позволяют возбуждать в плазме БМЗ-волны с нужными продольными и азимутальными волновыми числами, а также значительно уменьшить возбуждение паразитных поверхностных волн и коаксиальных мод с низкими

продольными волновыми числами. При этом значительно снижается нагрев периферийных слоев плазмы и пристеночной области (scrape-off-layer), и, соответственно, уменьшается поступление примесей в плазму во время ИЦР-нагрева плазмы. Эксперименты по ионному циклотронному нагреву плазмы с помощью квадрупольных антенн проводились на многих токамаках, например, на JET [1], ASDEX-Upgrade [2], KSTAR [3], и EAST [4].

В данной статье описаны первые эксперименты с новой квадрупольной антенной, проведенные в стеллараторе Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева электронов плазмы.

2. КВАДРУПОЛЬНАЯ АНТЕННА ДЛЯ ИЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

Квадрупольная антенна для ИЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М состоит из 4-х токовых витков, расположенных в двух соседних сечениях тороидальной вакуумной камеры стелларатора. На рис. 1 представлены два токовых витка 1 и 2, расположенные в одном сечении вакуумной камеры стелларатора. Соседнее сечение, в котором расположены два идентичных токовых витка 3 и 4, отстоит от данного сечения на расстояние 22.5 см вдоль оси тороидального плазменного шнура. Ширина каждого токового витка составляет 7.5 см, а площадь поверхности — 250 см².

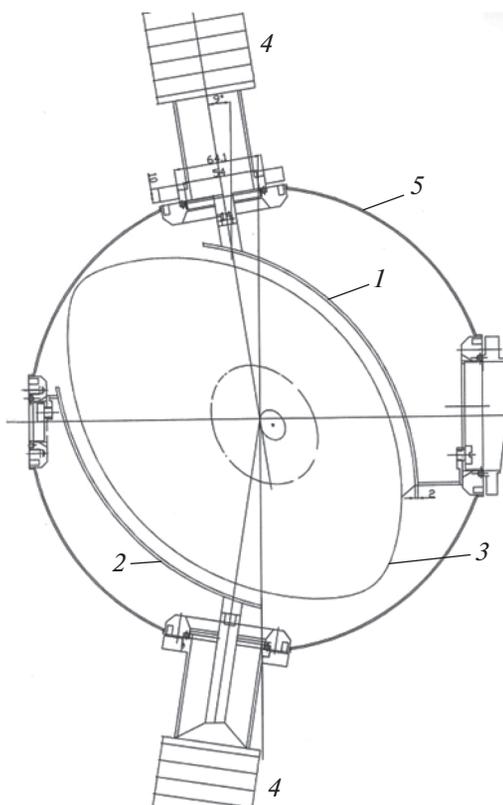


Рис. 1. Схема расположения антенны для ИЦР-нагрева плазмы в полоидальном сечении вакуумной камеры стелларатора Л-2М. Показаны два из четырех токовых витков квадрупольной антенны, расположенные в одном поперечном сечении вакуумной камеры стелларатора Л-2М. 1 и 2 – токовые витки квадрупольной антенны, расположенные в одном поперечном сечении вакуумной камеры; 3 – последняя замкнутая магнитная поверхность; 4 – высоковольтные вакуумные изоляторы; 5 – вакуумная камера.

Поверхность каждого витка, обращенная к плазме, повторяет форму поверхности сепаратрисы магнитной структуры стелларатора и отстоит от нее на 1 см. Токовые витки не защищены электростатическим экраном. Каждый виток питается от генератора отдельным ВЧ-фидером. Поэтому в зависимости от сдвига фаз напряжения, поданного на отдельные витки антенны, имеется возможность возбуждать БМЗ-волны с различными тороидальными волновыми числами и азимутальными модами. Вакуумные вводы собраны на основе высоковольтных керамических изоляторов, которые позволяют подавать на антенну ВЧ-напряжение до 15 кВ. При подаче такого напряжения на квадрупольную антенну (с учетом общей площади антенной системы около $S_{an} = 10^3 \text{ см}^2$) можно ожидать, что ВЧ-мощность, излучаемая квадрупольной антенной в экспериментах по ИЦР-нагреву водородно-дейтериевой (D + H) плазмы, составит около $P = 200 \text{ кВт}$.

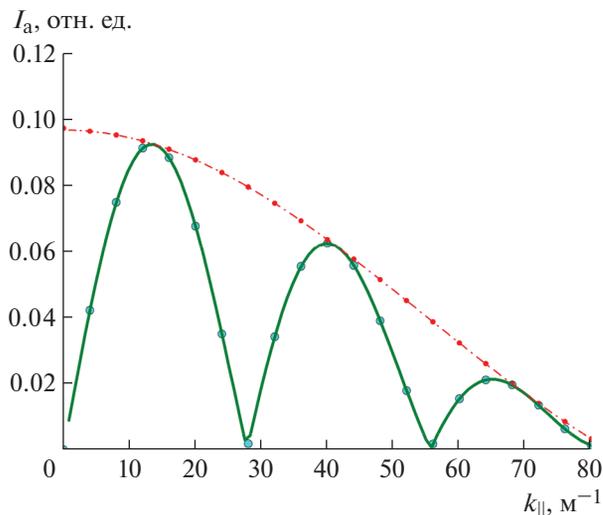


Рис. 2. Расчетные спектры тороидальных мод квадрупольной (сплошная линия) и одновитковой (пунктирная линия) ВЧ-антенн.

При подаче противофазного напряжения на витки квадрупольной антенны, находящиеся в одном сечении плазменного шнура, максимум амплитуды азимутальных мод приходится на азимутальное волновое число $m = 1$ [5]. При этом из проведенных ранее экспериментов [6] известно, что в экспериментальных условиях стелларатора Л-2М, когда плотность плазмы составляет $n_e = (1-3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, в плазме возбуждается только одна азимутальная мода $m = 1$. Поэтому для эффективного возбуждения БМЗ-волн в плазме стелларатора Л-2М следует использовать только противофазное питание витков квадрупольной антенны, находящихся в одном поперечном сечении плазменного шнура.

Теперь рассмотрим спектр тороидальных мод, которые можно возбудить с помощью описываемой квадрупольной антенны. На рис. 2 представлен расчетный спектр тороидальных мод (сплошная линия) для условий, когда витки 1 и 3, расположенные в соседних сечениях плазмы, запитаны в противофазе (разность фаз ВЧ-тока в витках 1 и 3 равна π). На этом же рисунке пунктирной линией показан спектр тороидальных мод, возбуждаемых одним витком квадрупольной антенны. Эти спектры получены разложением токов отдельных витков квадрупольной антенны в ряд Фурье по тороидальным модам. Из рисунка видно, что в случае подачи на витки, находящиеся в соседних сечениях плазмы, питания с разностью фаз π , максимум амплитуды возбуждаемых тороидальных мод приходится на продольное волновое число $k_{||} = 14 \text{ м}^{-1}$.

Отметим также, что антенна, состоящая из одного витка, способна возбуждать и коаксиальные

моды. Продольные волновые числа возбуждаемых коаксиальных волн имеют значения $k_{\parallel} < 1 \text{ м}^{-1}$ и, соответственно, их фазовые скорости близки к скорости света. Поэтому, чтобы эти волны не возбуждались, необходимо обрезать спектр тороидальных мод в области $k_{\parallel} < 1 \text{ м}^{-1}$. Как видно из рис. 2, при использовании квадрупольной антенны с противофазным питанием витков, расположенных в соседних тороидальных сечениях, амплитуда возбужденных коаксиальных мод с $k_{\parallel} < 1 \text{ м}^{-1}$ будет на порядок меньше, по сравнению с одновитковой антенной.

Таким образом, анализ спектров азимутальных и тороидальных мод позволяет утверждать, что для эффективного возбуждения БМЗ-волн в плазме стелларатора Л-2М с помощью квадрупольной антенны, необходимо чтобы каждые два соседних витка (расположенные как в одном сечении, так и в соседних) были запитаны в противофазе.

Созданная квадрупольная антенна будет использована в экспериментах по ИЦР-нагреву ионной компоненты плазмы в стеллараторе Л-2М. Будут использоваться несколько схем нагрева ионов. Во-первых, схема нагрева дейтериевой плазмы с малой добавкой водорода, когда дисперсия волны определяется основными ионами плазмы – ионами дейтерия. При этом БМЗ-волна поглощается непосредственно ионами водорода [7]. Вторая возможная схема нагрева заключается в осуществлении, так называемого, режима конверсии мод в (D + H)-плазме, когда добавка водорода влияет на дисперсию БМЗ-волны, и в области ион-ионного резонанса происходит конверсия БМЗ-волны в медленную магнитозвуковую (ММЗ) волну [8]. Медленная магнитозвуковая волна может поглощаться как электронами плазмы за счет механизма затухания Ландау, так и ионами водорода в области ионного циклотронного резонанса. В данной статье описаны эксперименты с использованием третьей возможной схемы нагрева ионной компоненты плазмы – нагрев ионов водорода на частоте ионного циклотронного резонанса. Эта схема нагрева была ранее впервые реализована на стеллараторе Л-2М [9]. Эффективность нагрева ионной компоненты плазмы в этих экспериментах была не меньше, чем в упомянутых выше схемах.

В обсуждаемых ниже тестовых экспериментах вводимая в плазму ВЧ-мощность составляла менее 1 кВт. В перспективе планируется увеличить вводимую мощность до 200 кВт и проводить исследования нагрева ионной компоненты плазмы и генерации токов увлечения волнами в диапазоне ионных циклотронных частот.

3. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КВАДРУПОЛЬНОЙ АНТЕННЫ

В водородной плазме стелларатора Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева были проведены первые эксперименты по тестированию описанной выше квадрупольной антенны. Стелларатор Л-2М представляет собой классический двухзаходный стелларатор ($l = 2, N = 7$) с большим радиусом тора $R = 1 \text{ м}$, радиусом плазмы $a = 0.115 \text{ м}$, и тороидальным магнитным полем $B_0 = 1.34 \text{ Т}$. Плазма создается и нагревается с помощью СВЧ-излучения гиротрона на второй гармонике электронного циклотронного резонанса ($f = 75 \text{ ГГц}$). Мощности ЭЦР-нагрева может варьироваться в диапазоне $100 < P_{\text{ЭЦР}} < 600 \text{ кВт}$. Рабочий диапазон плотности плазмы $1 \times 10^{19} < n_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Сопротивление излучения антенны измерялось с использованием измерителя амплитуд падающей и отраженной волн [5].

Эволюция во времени основных параметров плазмы в этом эксперименте представлена на рис. 3. (сверху вниз): средняя по хорде электронная плотность $n_e(t)$, мощность радиационных потерь $P_{\text{rad}}(t)$, интенсивность излучения линии атомарного водорода $H_{\alpha}(t)$, энергосодержание плазмы $W(t)$ и его производная $dW(t)/dt$, сопротивление излучения антенны $R_{\text{load}}(t)$, мощность ЭЦР-нагрева $P_{\text{ЭЦР}}(t)$. Эксперименты проводились при мощности ЭЦР-нагрева $P_{\text{ЭЦР}} \sim 200 \text{ кВт}$ и плотности плазмы $n_e \sim 1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на квазистационарной стадии разряда. При этом частота ВЧ-генератора составляла 20 МГц, что соответствует циклотронному резонансу иона водорода в магнитном поле стелларатора в центре плазменного шнура. Мощность ВЧ-генератора составляла около 1 кВт. При помощи фидера она подавалась на один из четырех витков квадрупольной антенны. Такие измерения в режиме ЭЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М проводились впервые.

Как видно из рис. 3, временная эволюция сопротивления излучения антенны в течение импульса плазмы является довольно сложной. Она коррелирует с изменениями свойств плазмы, происходящими по мере того, как она проходит через различные фазы удержания плазмы при ЭЦР-нагреве, выявленные в предыдущих исследованиях на стеллараторе Л-2М [10]. На рис. 3 фазы ЭЦР-нагрева показаны цифрами и разделены вертикальными линиями. Динамику сопротивления излучения антенны в различных фазах удержания плазмы удобно также проследить на его зависимости от энергосодержания плазмы (рис. 4), построенной по данным импульса, представленного на рис. 3. На этом рисунке черными квадратами обозначены данные, относящиеся к фазе 1,

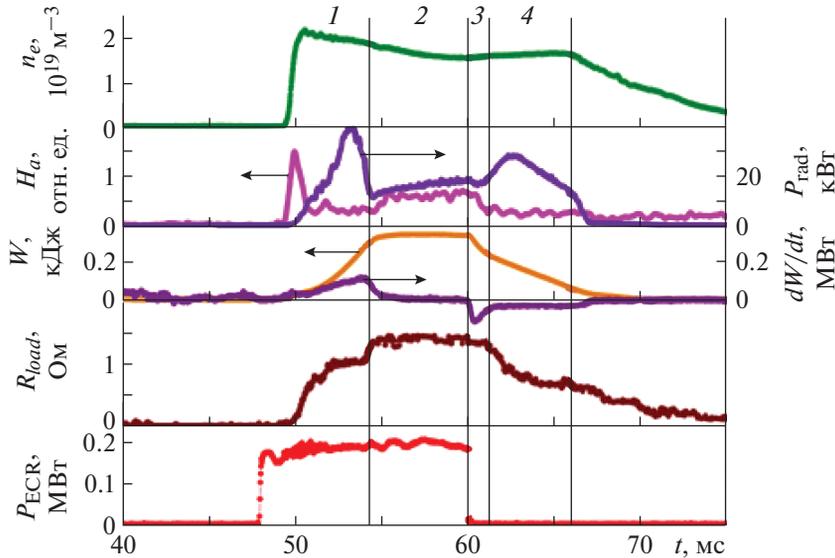


Рис. 3. Эволюция во времени параметров плазмы и сопротивления излучения антенны в режиме ЭЦР-нагрева. Импульс #22407. Сверху вниз показаны: средняя по хорде электронная плотность $n_e(t)$, интенсивности радиационных потерь $P_{rad}(t)$ и излучения линии водорода $H_\alpha(t)$, энергосодержание плазмы $W(t)$ и его производная $dW(t)/dt$, сопротивление излучения антенны $R_{load}(t)$, мощность ЭЦР-нагрева $P_{ECRH}(t)$.

красными кружками – к фазе 2, зелеными треугольниками – к фазе 3 и синими звездами – к фазе 4. В фазе 1 плазма постепенно прогревается от центра к периферии. Периферия плазмы при этом остается холодной, и взаимодействие плазмы со стенкой отсутствует (detachment regime).

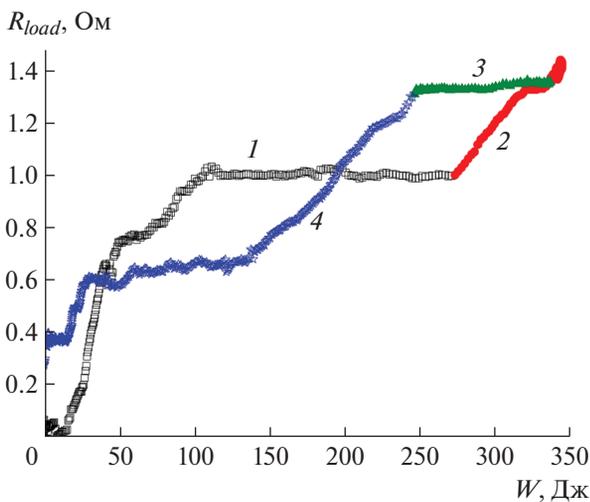


Рис. 4. Зависимость сопротивления излучения антенны от энергосодержания плазмы, построенная по данным импульса #22407, представленного на рис. 3. На рисунке черными квадратами обозначены данные, относящиеся к фазе 1 ЭЦР-нагрева плазмы, красными кружками – к фазе 2, зелеными треугольниками – к фазе 3 и синими звездами – к фазе 4.

Радиационный механизм является основным механизмом потерь энергии. В фазе 1 по мере роста энергосодержания плазмы происходит увеличение сопротивления излучения антенны (рис. 4). Сначала оно нарастает быстро, а затем его рост замедляется, и к концу фазы 1 оно выходит на стационар ($R_{load} \sim 1$ Ом). В этой фазе величина сопротивления излучения антенны определяется нагрузкой, возникающей благодаря возбуждению БМЗ-волн и коаксиальных мод [11].

Фаза 2 ЭЦР-нагрева начинается, когда периферия плазмы прогревается и начинается интенсивное взаимодействие плазмы со стенкой, при этом открывается дополнительный канал потерь, связанный с теплопроводностью и диффузией. Из рис. 3 и 4 видно, что при переходе от фазы 1 к фазе 2 сопротивление излучения антенны резко возрастает на 30% ($\Delta R_{load} = 0.4$ Ом), а затем остается постоянным в течение всей фазы 2. Это возрастание сопротивления излучения антенны связано с поглощением в центральной области плазмы медленных магнитозвуковых (ММЗ) волн с большими продольными волновыми числами $k_{||} = 40-60$ м⁻¹, которые возбуждаются непосредственно антенной. Рисунок 2 (пунктирная линия) показывает, что одновитковая антенна способна возбуждать ММЗ-волны с $k_{||} = 40-60$ м⁻¹ достаточно большой амплитуды (всего лишь в два раза меньше, чем амплитуда БМЗ-волн с $k_{||} = 10-15$ м⁻¹).

Направление распространения ММЗ-волн зависит от электронной температуры плазмы в области, так называемого, альфвеновского резонанса [12]

$$\varepsilon_1 - n_{\parallel}^2 = 0,$$

где ε_1 — компонента тензора диэлектрической проницаемости в направлении, перпендикулярном магнитному полю, k_{\parallel} — продольное волновое число, $n_{\parallel} = k_{\parallel}c/\omega$ — продольный показатель преломления волны (при распространении волны вдоль магнитного поля), c — скорость света, ω — круговая частота ММЗ-волны. В данном эксперименте резонансные условия выполнялись на периферии плазмы, на радиусе $r = 0.95a_p$ [13]. Если в этой области также выполняется условие:

$$\frac{\omega}{\sqrt{2}k_{\parallel}V_{Te}} < 1, \quad (1)$$

где V_{Te} — тепловая скорость электронов, то ММЗ волна распространяется к центру плазмы и поглощается электронами в области ион-ионного гибридного резонанса или ионами в области ионного циклотронного резонанса. Для ММЗ волн с $k_{\parallel} = 40\text{--}60 \text{ м}^{-1}$ условие (1) выполняется уже при электронной температуре $T_e = 10\text{--}15 \text{ эВ}$. На квазистационарной стадии ЭЦР-нагрева плазмы электроны в области $r \approx 0.95a_p$ заведомо обладают

такой температурой. В случае если $\frac{\omega}{\sqrt{2}k_{\parallel}V_{Te}} > 1$ (это условие выполняется в фазе 1), волна распространяется в направлении к краю плазменного столба, где расположена антенна. В этом случае нагрузка антенны, возникающая за счет возбуждения ММЗ-волны, значительно меньше, чем в случае распространения ММЗ-волны к центру плазмы. Иными словами, увеличение электронной температуры на периферии плазмы при переходе из фазы 1 в фазу 2 приводит к изменению направления распространения ММЗ-волны и, тем самым, к увеличению сопротивления излучения антенны.

Фаза 3 наступает после выключения ЭЦР-нагрева. Она характеризуется падением энергосодержания плазмы при постоянной средней плотности (рис. 3). При этом тепловые потоки из плазмы за счет теплопроводности значительно превышают радиационные потери, что препятствует остыванию периферийных областей плазмы. Поэтому в фазе 3 по-прежнему выполняются условия для поглощения БМЗ и ММЗ-волн, и сопротивление излучения антенны остается на том же уровне, что и в фазе 2.

Переход из фазы 3 в фазу 4 обусловлен тем, что энергосодержание плазмы продолжает падать, потоки тепла за счет теплопроводности уменьшаются, электронная температура на периферии па-

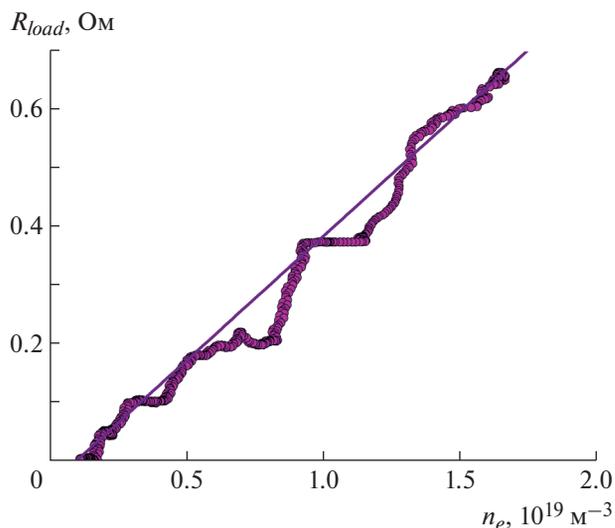


Рис. 5. Зависимость сопротивления излучения антенны от средней плотности плазмы для временного интервала с 66 по 75 мс, построенная по данным рис. 3. Прямая линия — линейная аппроксимация экспериментальных данных. Импульс #22407.

дает, и край плазмы остывает. Как видно из рис. 3 и 4, в фазе 4 сопротивление излучения антенны начинает падать, в первую очередь, за счет падения нагрузки, создаваемой ММЗ-волнами, поскольку условия для распространения ММЗ-волн в центр плазмы перестают выполняться. Начиная с 66-й мс, сопротивление излучения антенны начинает падать пропорционально средней плотности плазмы. На рис. 5 показана эта зависимость для интервала времени с 66 по 75 мс, построенная по данным рис. 3. Подобная зависимость сопротивления излучения для БМЗ-волн от плотности плазмы наблюдалась ранее на стеллараторе Л-2М в режиме омического нагрева [14]. Поэтому можно утверждать, что после 66-й мс определяющий вклад в сопротивление излучения антенны дает БМЗ-волна.

6. ВЫВОДЫ

Проведены первые эксперименты с антенной в режиме ЭЦР-нагрева водородной плазмы на стеллараторе Л-2М. В данном эксперименте мощность ВЧ-генератора не превышала 1 кВт. Тестовые измерения сопротивления излучения антенны показали, что новая антенна, установленная на стеллараторе Л-2М, способна возбуждать как БМЗ-волны, так и ММЗ-волны, а также коаксиальные моды, распространяющиеся вне плазменного шнура. Измерено сопротивление излучения антенны, и построена его зависимость от энергосодержания плазмы. Анализ этой зависимости позволяет установить, ту часть излучае-

мой антенной мощности, которая расходуется на возбуждение ММЗ-волн, возбуждаемых непосредственно антенной ($R_{load}^{SMS} = 0.4 \text{ Ом}$), а также БМЗ-волн и коаксиальных мод ($R_{load}^{FMS+CM} = 1.0 \text{ Ом}$). В данном тестовом эксперименте напряжение подавалось только на один из витков квадрупольной антенны. Ожидается, что при использовании всех витков квадрупольной антенны, доля мощности, приходящаяся на возбуждение коаксиальных мод, будет значительно меньше.

Проведенные эксперименты показали, что динамика сопротивления излучения антенны в течение импульса находится в согласии с имеющейся на сегодняшний день физической картиной удержания плазмы в течение четырех фаз нагрева и остывания плазмы в стеллараторе Л-2М.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. JET Joint Undertaking Progress Report EUR14434 EN (EUR-JET-PR9) (JET Joint Undertaking, Abington, 1992).
<http://aei.pitt.edu/58111/1/JET.J.U.1991.V.1.pdf>.
2. Faugel H., Angene P., Becker W., Braun F., Bobkov V.I., Eckert B., Fischer F., Hartmann D.A., Heilmaier G., Kneidl J., Noterdaeme J.-M., Siegl G., and Würsching E. // Fusion Eng. Des. 2005. V. 74. P. 319.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2005.06.268>
3. Park B.H., Yoon S.W., Na Y.S., Park J.M. and Kim J.Y. // Proc.33rd EPS Conf. Plasma Physics, Rome. 2006. ECA V. 30I. P-2.180. Study on ICRH and FWCD for KSTAR Baseline Operation Period.
<https://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.499.3918&rep=rep1&type=pdf>.
4. Zhang X.J., Qin C.M., Liu L.N., Zhao Y.P., Mao Y.Z., Yang H., Lv B., Chang J.F., Huang J., Wang L., Yuan S., Deng X., Chen G., Cheng Y., Ju S.Q. et al. // AIP Conf. Proc. 2020. V. 2254. 030004.
<https://doi.org/10.1063/5.0013587>
5. Мещеряков А.И., Гришина И.А., Вафин И.Ю. // Приборы и техника эксперимента. 2022. № 5. (в печати).
6. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Морозов А.Е., Голуков А.А., Нечаев Ю.И. // Физика плазмы. 2008. V. 34. P. 231.
7. Van Eester D., Lerche E., Jacquet P., Bobkov V., Czarnicka A., Colas L., Crombé K., Dumont R., Ericsson G., Eriksson J., Giroud C., Goniche M., Graham M., Kiptily V., Ongena J. et al. // Proc. 41st EPS Conf. Plasma Physics, Berlin, 2014, ECA 38F. P1. 002.
<http://ocs.ciemat.es/EPS2014PAP/pdf/P1.002.pdf>.
8. Batiuk V.A., Grebenshchikov S.E., Kovan I.A., Meshcheryakov A.I. et al. // Proc. 3rd Varenna-Grenoble International Symposium, Grenoble. 1982. V. 1. P. 273.
<https://ru.zlibcdn2.com/book/2314248/ab1125>.
9. Батюк В.А., Воронов Г.С., Гиппиус Е.Ф., Гребеницков С.Е., Донская Н.П., Дябилин К.С., Илюхин Б.И., Кован И.А., Коврижных Л.М., Мещеряков А.И., Мороз П.Е., Сбитникова И.С., Суходольский В.Н., Шнигель И.С. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 259.
10. Meshcheryakov A.I., Vafin I.Yu., and Grishina I.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. 1094. 012010.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012010>
11. Messiaen A., Ongena J., Dumortier P., Durodié F., Louche F., Ragona R., and Vernier M. // Fusion Eng. Des. 2016. V. 112. P. 12.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.06.035>
12. Голант В.Е., Федоров В.И. Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 141.
13. Мороз П.Е. Препринт ИОФ РАН. 1986. № 170.
14. Мещеряков А.И., Бережецкий М.С., Морозов А.Е., Нечаев Ю.И. // Прикладная физика. 2008. № 6. С. 53.

УДК 533.9

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА САМООРГАНИЗАЦИИ ПЛАЗМЫ НА СТАДИИ ЕЕ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ВЫКЛЮЧЕНИЯ ЭЦР-НАГРЕВА В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2022 г. А. И. Мещеряков^{а,*}, И. А. Гришина^а

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 19.05.2022 г.

После доработки 21.06.2022 г.

Принята к публикации 21.06.2022 г.

Проанализированы свойства удержания плазмы в стеллараторе Л-2М непосредственно после выключения импульса ЭЦР-нагрева. Для этой стадии удержания плазмы получена экспериментальная зависимость общей мощности потерь из плазмы от энергосодержания, которая характеризует свойства самосогласованного состояния плазмы в стеллараторе Л-2М и удержание плазмы с помощью магнитной системы данной установки. Получен скейлинг для энергетического времени жизни для стелларатора Л-2М на стадии после выключения импульса ЭЦР-нагрева. Показано, что этот скейлинг весьма близок к скейлингу для стелларатора Л-2М на квазистационарной стадии разряда.

Ключевые слова: самоорганизация плазмы, канонические профили давления электронной компоненты плазмы, мощность потерь, скейлинг, энергетическое время жизни, стелларатор Л-2М, СВЧ-излучение, ЭЦР-нагрев

DOI: 10.31857/S0367292122600893

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние годы накоплено много экспериментальных данных о проявлениях самосогласованного поведения плазмы в тороидальных магнитных ловушках, а именно, о свойстве плазмы сохранять профили некоторых параметров при внешнем воздействии [1–6]. Кроме того, процессы самоорганизации плазмы активно исследуются с использованием различных транспортных моделей [7–9]. Концепция самоорганизации плазмы в тороидальных магнитных ловушках развита в работах [1, 2]. Считается, что в процессе самоорганизации профили параметров плазмы имеют тенденцию релаксировать в направлении от первоначальных профилей, возникающих в результате внешнего воздействия, к так называемым каноническим профилям [2]. В состоянии с каноническими профилями параметров система стабильна, и удержание энергии происходит наилучшим образом. При этом тепловые потоки в системе минимальны и определяются не локальными параметрами плазмы и их градиентами, а такими глобальными параметрами, как энергосодержание и плотность, а также тем, насколько система отклонилась от состояния, определяемого каноническими профилями. Восстановление канонической формы профилей происходит очень

быстро, за времена порядка нескольких десятых от времени удержания энергии [1].

В данной работе исследовалось удержание плазмы на стадии ее релаксации после выключения СВЧ-импульса в режиме электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. На этой стадии плазма остывает, не подвергаясь внешнему воздействию со стороны СВЧ-излучения, то есть ее поведение регулируется свойствами самоорганизации. Поэтому можно ожидать, что на этой стадии профили давления электронной компоненты плазмы будут каноническими. Поскольку время установления канонических профилей существенно меньше энергетического времени жизни плазмы, то после выключения ЭЦР-нагрева, теряя энергию, плазма проходит через последовательность самосогласованных состояний с минимальными (для каждого энергосодержания) потерями энергии P_{loss} . Таким образом, в стеллараторе Л-2М после выключения ЭЦР-нагрева имеется возможность исследовать свойства плазмы в самосогласованном состоянии в условиях с наилучшим удержанием энергии.

Данная работа посвящена исследованию суммарных потерь энергии из плазмы на стадии ее релаксации после выключения ЭЦР-нагрева. В разд. 2 дано описание проведенных эксперимен-

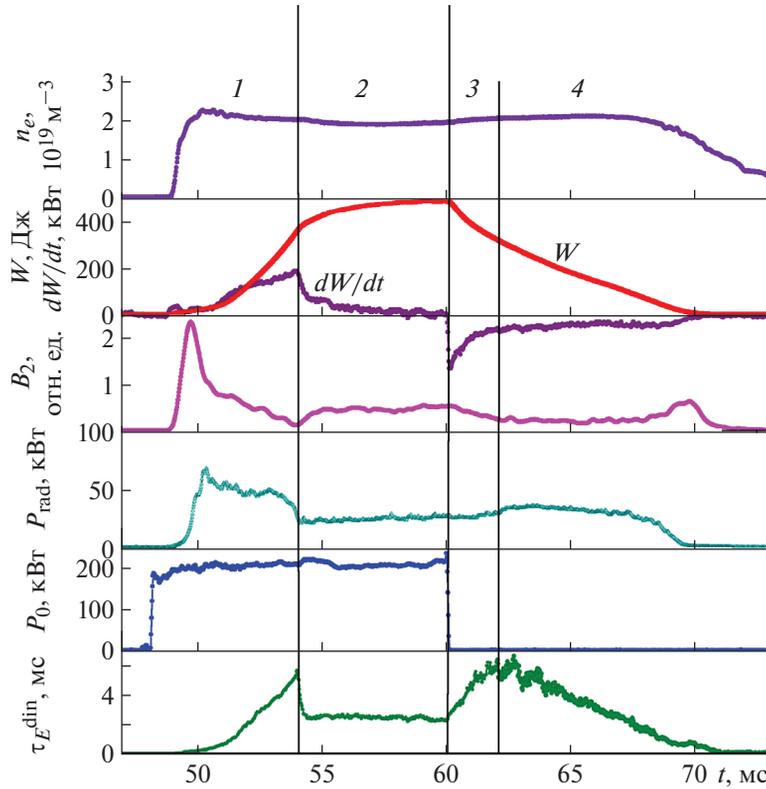


Рис. 1. Эволюция во времени основных параметров плазмы в импульсе #20464. Сверху вниз: средняя по центральной хорде плотность плазмы $n_e(t)$, энергосодержание плазмы $W(t)$ и его производная $dW(t)/dt$, интенсивность свечения линии иона бора (ВII) $I_{\text{ВII}}(t)$, мощность радиационных потерь $P_{\text{rad}}(t)$, СВЧ-мощность ЭЦР-нагрева $P_{\text{ECRH}}(t)$ и динамическое время жизни энергии $\tau_E(t)$. Фазы удержания плазмы показаны цифрами (1–4).

тов, обсуждаются свойства плазмы на стадии ее релаксации, и для этой же стадии получены экспериментальные зависимости общей мощности потерь из плазмы от энергосодержания при различных значениях плотности. В разд. 3 с использованием этих зависимостей получен скейлинг для энергетического времени жизни плазмы для стелларатора Л-2М на стадии релаксации, когда плазма находится в самосогласованном состоянии. В разд. 4 сформулированы основные выводы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на стеллараторе Л-2М. Это классический двухзаходный стелларатор (заходность винтовой обмотки $l = 2$, число периодов поля при обходе тора $N = 7$) с большим радиусом тора $R = 1$ м, радиусом плазмы $a = 0.115$ м, и магнитным полем $B_0 = 1.34$ Т вблизи центра плазменного шнура [10]. В экспериментах по ЭЦР-нагреву для создания и нагрева плазмы использовалось импульсное СВЧ-излучение, создаваемое гиротронным комплексом МИГ-3 [11]. Омический нагрев не использовался. ЭЦР-нагрев осуществлялся на второй гармонике гирочастоты для электронов плазмы (частота СВЧ- излу-

чения 75 ГГц). В качестве рабочего газа для создания плазмы в экспериментах использовался водород.

Для примера рассмотрим эволюцию основных параметров плазмы в импульсе #20464 в режиме ЭЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М (рис. 1). На рисунке показаны (сверху вниз) временные зависимости средней по центральной хорде плотности плазмы $n_e(t)$, энергосодержания $W(t)$ и его производной $dW(t)/dt$, интенсивности свечения линии иона бора (ВII) $I_{\text{ВII}}(t)$, мощности радиационных потерь $P_{\text{rad}}(t)$, СВЧ-мощности ЭЦР-нагрева $P_{\text{ECRH}}(t)$ и динамического времени жизни энергии плазмы $\tau_E(t)$, которое определялось как отношение энергосодержания плазмы к полной мощности тепловых потерь $P_{\text{loss}}(t)$ в каждый момент времени

$$\tau_E(t) = W(t)/P_{\text{loss}}(t). \quad (1)$$

При этом мощность потерь определялась из глобального уравнения баланса энергии с использованием экспериментальных данных рис. 1

$$dW/dt = P_{\text{ECRH}}(t) - P_{\text{loss}}(t). \quad (2)$$

В описываемых экспериментах СВЧ-мощность ЭЦР-нагрева и средняя по хорде плотность плазмы составляли $P_{ECRH} = 200$ кВт и $n_e = 2.4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, соответственно. Из рис. 1 видно, что в течение СВЧ-импульса нагрева удержание плазмы проходит четыре фазы (фазы отмечены на рисунке цифрами, а моменты переходов между фазами — вертикальными линиями). В каждой из фаз свойства удержания плазмы различны. Они подробно описаны в работе [12].

Для дальнейшего анализа мы также будем использовать зависимость мощности суммарных энергетических потерь плазмы P_{loss} от ее энергосодержания W . Эта зависимость для импульса #20464 показана на рис. 2. Мощность потерь P_{loss} вычислялась из уравнения баланса энергии (2). На рис. 2 различными цветами выделены участки зависимости $P_{loss}(W)$, соответствующие упомянутым выше четырем фазам удержания плазмы. Цифры на рис. 1 и 2 соответствуют друг другу. Направление стрелок соответствует ходу времени в течение СВЧ-нагрева и удержания плазмы в стеллараторе.

Данная статья посвящена особенностям удержания плазмы в фазе релаксации плазмы после выключения импульса ЭЦР-нагрева, то есть в фазе 3 (рис. 1). После выключения СВЧ-импульса нагрева мощность потерь скачком уменьшается на (15–20)% (рис. 2). Подобное скачкообразное уменьшение потока тепла из плазмы наблюдается на многих тороидальных магнитных установках, на которых используется ЭЦР-нагрев [13–15]. На стеллараторе LHD обнаружено экспериментальное подтверждение того, что такой скачок связан с резким снижением уровня турбулентности плазмы в момент выключения ЭЦР-нагрева [16]. Далее в фазе 3 происходит падение энергосодержания плазмы при неизменной средней плотности и постоянной мощности радиационных потерь (рис. 1). Подчеркнем, что основным свойством плазмы в фазе 3 является то, что ее поведение регулируется процессами “самоорганизации”, поскольку плазма в это время не подвергается внешнему воздействию. Поэтому профили давления плазмы в каждый момент времени в фазе 3 будут стремиться к каноническим, а мощность суммарных потерь плазмы будет минимальной при каждом конкретном энергосодержании.

Из рис. 2 можно получить выражение, аппроксимирующее зависимость полной мощности потерь P_{loss} от энергосодержания плазмы W для фазы 3. Аппроксимация экспериментальных данных для фазы 3 (сплошная зеленая линия) выглядит следующим образом:

$$P_{loss}(W) = P_0(W/W_0)^\alpha, \quad (3)$$

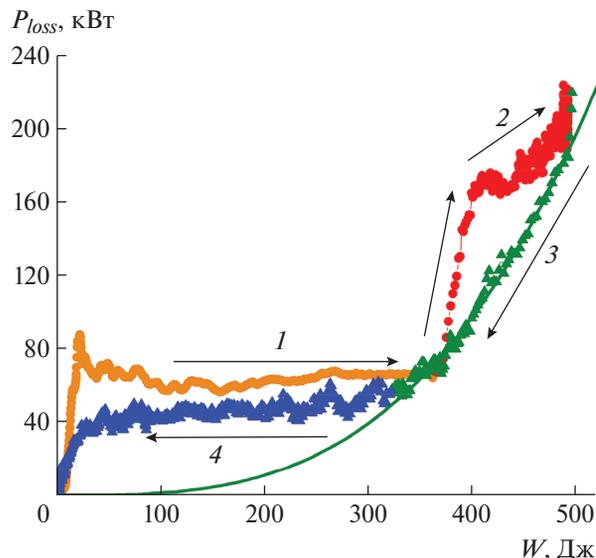


Рис. 2. Зависимость мощности суммарных потерь энергии плазмы P_{loss} от ее энергосодержания в импульсе #20464. Фазы удержания плазмы показаны цифрами (1–4) в соответствии с рис. 1. Направление стрелок соответствует ходу времени в импульсе. Сплошная зеленая линия — это аппроксимация степенной функцией экспериментальных данных для фазы 3.

где $\alpha \cong 3.1$, а P_0 и W_0 — численные коэффициенты. Использовалась степенная аппроксимация экспериментальных данных мощности потерь, поскольку при подстановке формулы (3) в уравнение баланса энергии (2), получается линейная временная зависимость “мгновенного” энергетического времени жизни плазмы. Это согласуется с тем, что в стеллараторе Л-2М наблюдается именно линейный рост мгновенного энергетического времени жизни в течение фазы 3 удержания плазмы (рис. 1, нижний график). Отметим, что полученная экспериментально зависимость $P_{loss}(W)$ для фазы 3 является фундаментальной для стелларатора Л-2М, поскольку она характеризует удержание плазмы с помощью магнитной системы данной установки.

Зависимости энергетических потерь плазмы от энергосодержания $P_{loss}(W)$ для третьей фазы были измерены в нескольких импульсах установки при различных значениях плотности плазмы в диапазоне $n_e = (1.05–2.75) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Эти зависимости показаны на рис. 3. На основании этих данных была получена зависимость минимальной мощности потерь от плотности плазмы

$$P_{loss}(n_e) = P_0(n_e/n_0)^{-\beta}, \quad (4)$$

где $\beta \cong 2.2$.

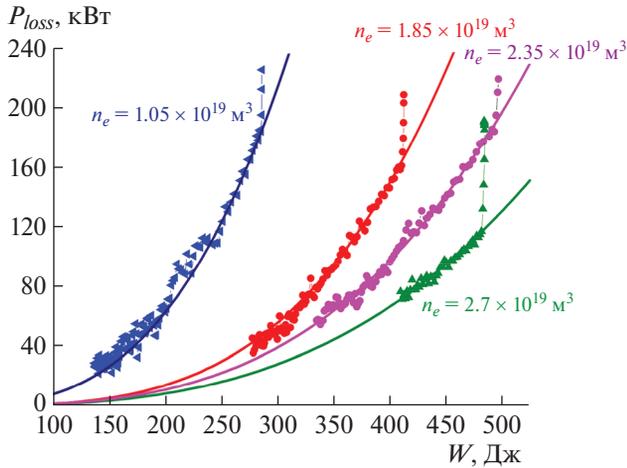


Рис. 3. Зависимости $P_{loss}(W)$ для фазы 3, измеренные в импульсах с различной плотностью плазмы.

Объединяя формулы (3) и (4), можно написать общую формулу зависимости минимальной (для каждого значения энергосодержания плазмы W) мощности потерь P_{loss} от плотности плазмы и ее энергосодержания в фазе 3 удержания плазмы в стеллараторе Л-2М

$$P_{loss}(W, n_e) = P_0 (W/W_0)^\alpha (n_e/n_0)^{-\beta}, \quad (5)$$

где $\alpha \cong 3.1$, $\beta \cong 2.2$.

Подчеркнем еще раз, что в фазе 3 удержание энергии плазмы определяется процессами самоогласования, поэтому в формуле (5) $P_{loss}(W, n_e)$ — это минимальная мощность потерь для каждого значения энергосодержания плазмы. Дело в том, что для любого энергосодержания могут существовать состояния плазмы с различными радиальными профилями температуры $T_e(r)$ и плотности $n_e(r)$ плазменного шнура и, соответственно, с различными профилями давления электронной компоненты плазмы $p(r) = n_e(r)T_e(r)$. В этих состояниях мощность потерь будет больше, чем минимальная мощность потерь, определяемая формулой (3). И только в одном состоянии, характеризующем каноническим профилем давления плазмы, мощность потерь будет равна минимальной мощности $P_{loss}(W, n_e)$, вычисляемой по формуле (3). Например, на рис. 2 видно, что на квазистационарной стадии разряда (фаза 2) мощность потерь при любом энергосодержании выше, чем в фазе 3.

Таким образом, мы видим, что в фазе 3 потоки тепла из плазмы определяются глобальными параметрами: энергосодержанием плазмы и ее плотностью.

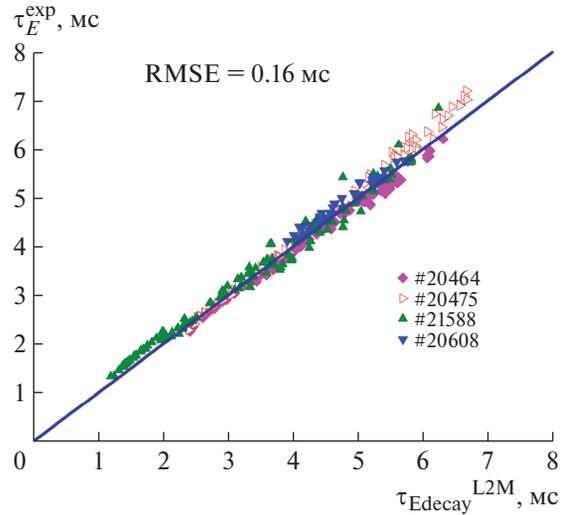


Рис. 4. Зависимость экспериментального энергетического времени жизни плазмы для фазы 3 от энергетического времени жизни, рассчитанного по скейлингу для фазы 3 для стелларатора Л-2М.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Используя найденную зависимость $P_{loss}(W, n_e)$, легко перейти к зависимости энергетического времени жизни τ_E от параметров плазмы. По определению,

$$\tau_E = W/P_{loss} \quad (6)$$

Проведя несложные преобразования, можно на основании найденной зависимости $P_{loss}(W, n_e)$ получить следующую зависимость динамического времени жизни энергии плазмы в фазе 3 для стелларатора Л-2М:

$$\tau_{Edecay}^{L-2M} = \tau_{E0} (W/W_0)^{1/\alpha-1} (n_e/n_0)^{\beta/\alpha}. \quad (7)$$

Основываясь на экспериментальных данных, приведенных на рис. 3, были получены коэффициенты, входящие в эту зависимость. Тогда скейлинг для стелларатора Л-2М в фазе 3 принимает следующий вид:

$$\tau_{Edecay}^{L-2M} = 2.47 \times 10^{-3} n_e^{0.715} P_{loss}^{-0.675}, \quad (8)$$

где τ_E измеряется в секундах, n_e — в единицах 10^{20} м^{-3} , а мощность потерь P_{loss} — в МВт. На рис. 4 по вертикальной оси отложено динамическое энергетическое время жизни τ_E^{exp} в фазе 3, рассчитанное для экспериментальных точек, представленных на рис. 3, а по горизонтальной — время жизни энергии, определенное по формуле (8) для тех же плотностей. Рисунок 4 показывает, что экспериментальные значения энергетического времени жизни для фазы 3 хорошо соответствуют скейлингу (8). Для приведенных данных среднеквадратичная ошибка составляет $\text{RMSE} \approx 0.16$ мс.

Сравним эту зависимость с одномашинным скейлингом стелларатора Л-2М для стационарной стадии разряда (фаза 2), полученным в работе [17], основываясь на представительной базе данных

$$\tau_E^{L-2M} = 2.32 \times 10^{-3} n_e^{0.714} P^{-0.695}, \quad (9)$$

где τ_E измеряется в секундах, n_e – в единицах 10^{20} м^{-3} , а мощность ЭЦР-нагрева P – в МВт.

Сравнивая эти две зависимости динамического времени жизни энергии от параметров эксперимента, можно видеть, что они очень близки, и это не является случайным совпадением. Скейлинг (8) построен для фазы 3. Он является результатом действия процессов самоорганизации плазмы в условиях удержания плазмы, определяемых магнитной системой стелларатора Л-2М. Он определяет наилучшие возможные условия удержания плазмы в стеллараторе Л-2М и является “верхней границей” для скейлинга (9), полученного для квазистационарной фазы. На квазистационарной фазе удержания плазмы к минимальным потерям P_{loss} добавляются еще потери, обусловленные небольшим отклонением профиля давления от канонического профиля. Условия удержания несколько ухудшаются, но не сильно, что и подтверждается сходством скейлингов (8) и (9).

4. ВЫВОДЫ

Проанализированы свойства удержания плазмы в стеллараторе Л-2М непосредственно после выключения СВЧ-импульса ЭЦР-нагрева (фаза 3). В этой фазе плазма не подвергается внешнему воздействию импульса нагрева. При этом динамика тепловых потерь определяется процессами самоорганизации плазмы. В результате в плазме устанавливаются канонические профили давления, обеспечивающие минимальные потери энергии плазмы. Поскольку время установления канонических профилей существенно меньше энергетического времени жизни плазмы, то после выключения ЭЦР-нагрева, теряя энергию, плазма проходит через последовательность самосогласованных состояний, характеризующихся каноническими профилями давления и потерями P_{loss} , наименьшими для каждого значения энергосодержания.

На стадии после выключения импульса ЭЦР-нагрева получены экспериментальные зависимости полной мощности потерь из плазмы P_{loss} от энергосодержания при различных значениях плотности плазмы. Показано, что эти зависимости имеют степенной характер, что дополнительно подтверждается линейным ростом мгновенного энергетического времени жизни в фазе 3. Полученная экспериментально степенная

зависимость величины энергетических потерь плазмы $P_{loss}(W, n_e) = P_0(W/W_0)^3(n_e/n_0)^{-2.2}$ для фазы 3 описывает свойства самосогласованного состояния плазмы в стеллараторе Л-2М и характеризует удержание плазмы с помощью магнитной системы данной установки.

С использованием этих зависимостей получен скейлинг для энергетического времени жизни для стелларатора Л-2М в фазе 3, когда плазма находится в самосогласованном состоянии. Показано, что этот скейлинг весьма близок к скейлингу для стелларатора Л-2М на квазистационарной стадии разряда. Это является следствием того, что скейлинг для фазы 3 определяет наилучшие возможные условия удержания плазмы в стеллараторе Л-2М и является “верхней границей” для скейлинга, полученного для квазистационарной стадии разряда.

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием по теме “Физика высокотемпературной плазмы. Фундаментальные проблемы динамики, удержания и нагрева плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях” (0024-2019-0006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Razumova K.A., Andreev V.F., Eliseev L.G., Kislov A.Ya., La Haye R.J., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Notkin G.E., Pavlov Yu. D., and Kantor M. Yu. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. 083024. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/8/083024>
2. Днестровский Ю.Н. Самоорганизация горячей плазмы. М.: НИЦ “Курчатовский институт”, 2013.
3. Fredrickson E.D., McGuire K.M., Goldston R.J., Bell M.G., Grek B., Johnson D.W., Morris A.W., Stauffer F.J., Taylor G., and Zarnstorff M.C. // Nucl. Fusion. 1987. V. 27. P. 1897. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/27/11/012>
4. Mikkelsen D.R., Shirai H., Urano H., Takizuka T., Katada Y., Hatae T., Koide Y., Asakura N., Fujita T., Fukuda T., Ide S., Isayama A., Kawano Y., Naito O., and Sakamoto Y. // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 30. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/43/1/304>
5. Melnikov A.V., Eliseev L.G., Pastor I., Herranz J., Hidalgo C., Fujisawa A., Minami T., Razumova K.A., Dnestrovskij Yu.N., Lysenko S.E., and Harris J.H. // Proc. 34th EPS Conf. Plasma Physics, Warsaw. 2007. ECA 31F, P-2.060.
6. Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V. and Pustovitov V.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. 015010. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/51/1/015010>
7. Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Черкасов С.В., Уолш М.Дж. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 3. Dnestrovskij Yu.N., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Cherkasov S.V., and Walsh M.J. // Plasma Phys. Rep. 2004. V. 30. 1. <https://doi.org/10.1134/1.1641971>

8. Ryter F., Dux R., Mantica P., and Tala T. // Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 124043 (2010). <https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/12/124043>
9. Garbet X., Mantica P., Ryter F., Cordey G., Imbeaux F., Sozzi C., Manini A., Asp E., Parail V., Wolf R., and the JET EFDA Contributors // Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 1351
10. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребенчиков С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пшеничников А.А. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 496. Meshcheryakov A.I., Akulins D.K., Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Voronov G.S., Gladkov G.A., Grebenshchikov S.E., Grinchuk V.A., Grishina T.A., Kolik L.V., Larionova N.F., Letunov A.A., Logvinenko V.P., Petrov A.E., Pshenichnikov A.A. et al. // Plasma Phys. Rep. 2005. V. 31, 452. <https://doi.org/10.1134/1.1947330>
11. Батанов Г.М., Белоусов В.И., Бондарь Ю.Ф., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Гребенчиков С.Е., Иванов И.А., Колик Л. В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Матвеев Н.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н. и др. // Прикладная физика. 2012. № 6. С. 79.
12. Meshcheryakov A.I., Grishina I.A., and Karyaka V.I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. 1094, 012009. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012009>
13. Ida K., Shi Z., Sun H.J., Inagaki S., Kamiya K., Rice J.E., Tamura N., Diamond P.H., Dif-Pradalier G., Zou X.L., Itoh K., Sugita S., Gürcan O.D., Estrada T., Hidalgo C., et al. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. 013022 <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/1/013022>
14. Kobayashi T., Ida K., Inagaki S., Tsuchiya H., Tamura N., Choe G.N., Yun G.S., Park H.K., Ko W.H., Evans T.E., Austin M.E., Shafer M.W., Ono M., López-bruna D., Ochando M.A. et al. // Nucl. Fusion. 2017.V. 57. 076013. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6f1f>
15. Inagaki S., Itoh S.-I., Itoh K., López-Bruna D., Ochando M.A., Estrada T., van Milligen B.Ph., Hidalgo C., Kasuya N., and TJ-II Team // Plasma Fusion Res. 2014. V. 9. 1202052.
16. Itoh K., Itoh S.-I., Ida K., Inagaki S., Kamada Y., Kamiya K., Dong J.Q., Hidalgo C., Evans T., Ko W.H., Park H., Tokuzawa T., Kubo S., Kobayashi T., Kosuga Y., et al. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. 102021. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa796a>
17. Федянин О.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронов Г.С., Воронова Е.В., Гладков Г.А., Гребенчиков С.Е., Коврижных Л.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малых Н.И. и др. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 10. С. 880–890. <https://doi.org/10.1134/S1063780X07100029>

ПЫЛЕВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ И ПЫЛЕВЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

© 2022 г. Д. И. Жуховицкий^{a, *}

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: dmr@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 07.06.2022 г.

После доработки 01.07.2022 г.

Принята к публикации 01.07.2022 г.

Предложена единая теория пылевых ионизационных волн (ПИВ), обнаруженных в недавнем эксперименте, и пылевых акустических волн (ПАВ). ПИВ возникают из-за осцилляций скорости электронно-ионной рекомбинации на поверхности пылевых частиц. Теоретический подход основан на уравнениях движения и непрерывности для пылевых частиц, уравнении баланса для холодных ионов, распределении Больцмана для горячих электронов и уравнении Пуассона. Получено единое дисперсионное соотношение, позволяющее интерпретировать закономерности ПИВ и ПАВ, наблюдаемые экспериментально.

Ключевые слова: пылевые ионизационные волны, пылевые акустические волны, закон дисперсии, микрогравитация, комплексная плазма

DOI: 10.31857/S0367292122600650

1. ВВЕДЕНИЕ

Низкотемпературную плазму, содержащую микрочастицы с размером от долей микрона до сотен микрон, называют комплексной плазмой. Различные реализации комплексной плазмы можно встретить в лабораторных установках, технологических приложениях и астрофизике [1, 2]. Микрочастицы могут образовывать протяженные облака с упорядоченной структурой, аналогичной присутствующей в жидкости или в твердом теле [3–5]. Облака микрочастиц могут быть достаточно однородными в условиях микрогравитации, которых можно достичь на борту Международной космической станции (МКС) [6, 7].

Колебания с участием микрочастиц имеют частоты до десятков герц. Пылевые акустические волны (ПАВ) рассматривались в первом теоретическом исследовании [8], а затем в [9]. Недавно сообщалось об открытии пылевых ионизационных волн (ПИВ) на установке ПК-4 на борту МКС [10]. В этом эксперименте микрочастицы инжектировались в разряд аргона или неона низкого давления постоянного тока с переключением полярности. Эти частицы образовывали облако, вытянутое в направлении оси разрядной трубки. Бегущие волны ПИВ возбуждались в этом облаке осциллирующим полем специального электрода. Фазовая скорость ПИВ оказалась

очень высокой по сравнению со скоростью ПАВ, а волновое число практически не зависело от частоты. Целью данной работы является демонстрация того, что ПИВ и ПАВ являются длинноволновыми и коротковолновыми пределами осцилляций с участием микрочастиц. С этой целью находится точное решение линеаризованных уравнений гидродинамического приближения [11]. Полученное решение определяет единое дисперсионное соотношение для ПИВ и ПАВ.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим плоскую волну, распространяющуюся в бесконечном слабонеоднородном облаке микрочастиц в газовом разряде низкого давления постоянного тока. Предположим, что микрочастицы определяют скорость рекомбинации. Тогда полная система уравнений для ПИВ включает уравнение импульса

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{c_a^2}{n_d} \frac{\partial n_d}{\partial x} + \frac{Ze}{M} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \nu u + A \frac{n_d'}{n_{d0}}, \quad (1)$$

где u — поле скоростей частиц; c_a — скорость ПАВ; n_d — концентрация микрочастиц; Z — заряд частицы в единицах заряда электрона $-e$; ϕ — потенциал электрического поля ПИВ; M — масса микро-

частицы, $v = (8\sqrt{2\pi}/3)\delta m_a n_a v_{T_a} a^2/M$ – обратное время торможения частицы в газе [12], $\delta \simeq 1.4$ – коэффициент аккомодации, соответствующий случаю диффузного отражения нейтралов от поверхности микрочастиц при сохранении модуля скорости; m_a – масса молекулы газа; n_a и $v_{T_a} = (T_a/m_a)^{1/2}$ – плотность и тепловая скорость молекул газа соответственно, $T_a = 300$ К – температура газа; a – радиус микрочастицы. Первое слагаемое справа соответствует уравнению состояния пылевого облака с постоянной скоростью ПАВ, значения которой, как правило, находятся в пределах от 2 до 3 см/с. В последнем члене в правой части уравнения (1), который учитывает действующие на микрочастицу силу ионного увлечения и силу со стороны амбиполярного поля, $n'_d = n_d - n_{d0}$ представляет собой отклонение концентрации микрочастиц от ее стационарного значения n_{d0} , а A – коэффициент неустойчивости. Параметр A пропорционален градиенту концентрации частиц, поэтому он может быть как положительным, так и отрицательным. Анализ дисперсионного соотношения для ПАВ показывает, что амплитуда ПАВ увеличивается в случае распространения волны в направлении градиента концентрации частиц [13]. В уравнении (1) не учитывается изменение силы ионного увлечения, связанное с появлением поля волны $-\partial\phi/\partial x$. Это допустимо, если данное поле много меньше амбиполярного поля, когда изменение силы ионного увлечения оказывается величиной второго порядка малости.

Другие уравнения представляют собой уравнение баланса микрочастиц

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(un_d) = 0, \quad (2)$$

уравнение Больцмана для электронов

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{T_e}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad (3)$$

где n_e – концентрация электронов и уравнение баланса для ионов

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{T_e n_i}{T_i n_e} \frac{\partial n_e}{\partial x} + D \frac{\partial n_i}{\partial x} \right) = R n_i n_d - K n_e n_a, \quad (4)$$

где D – коэффициент диффузии ионов в газе нейтралов, R – коэффициент рекомбинации на поверхности микрочастиц, K – коэффициент ионизации электронным ударом. Уравнение (4) получено с использованием соотношения Эйнштейна между коэффициентом диффузии и подвижностью. Первое слагаемое в левой части учитывает дрейф ионов в электрическом поле, а второе – их

диффузию в плазмообразующем газе. Данные уравнения дополняются уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e(Zn_d + n_e - n_i), \quad (5)$$

из которого следует, что при выполнении условия $r_{De} k_d \ll 1$, где $r_{De}^2 = T_e/4\pi n_{e0} e^2$ – электронный дебаевский радиус, k_d – характерное для ПИВ волновое число, можно использовать условие локальной квазинейтральности $Zn_d + n_e = n_i$.

Из линеаризованных уравнений (1)–(5) можно получить волновое уравнение, предполагающее постоянство всех входящих в него коэффициентов,

$$\begin{aligned} k_d^2 \frac{\partial^2 n'_e}{\partial t^2} + \omega_d^2 \frac{\partial^2 n'_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 n'_e}{\partial t^2 \partial x^2} + v k_d^2 \frac{\partial n'_e}{\partial t} + v \frac{\partial^3 n'_e}{\partial t \partial x^2} + \\ + A k_d^2 \frac{\partial n'_e}{\partial x} + A \frac{\partial^3 n'_e}{\partial x^3} - \omega_a^2 \frac{\partial^2 n'_e}{\partial x^2} - c_d^2 \frac{\partial^4 n'_e}{\partial x^4} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $v_d^2 = T_e/M$, $n'_{e,i} = n_{e,i} - n_{e0,i0}$ – отклонения концентраций электронов и ионов от их стационарных значений n_{e0} и n_{i0} соответственно,

$$k_d^2 = \frac{H T_i R n_{d0}}{1 + H T_e D}, \quad (7)$$

$$\omega_d^2 = Z v_d^2 \frac{1 + 2H T_i R n_{d0}}{1 + H T_e D}, \quad (8)$$

– масштабы, обратные длине волны и периоду ПИВ, $H = Zn_{d0}/n_{e0}$ и $\omega_a = c_d k_d$. Характерный масштаб скорости ПИВ есть $c_d = \omega_d/k_d$,

$$c_d^2 = Z v_d^2 \frac{1 + 2H}{H}. \quad (9)$$

Уравнение (6) имеет решение $n'_e \sim e^{i(\omega t - kx)}$ при выполнении следующего дисперсионного соотношения [11]:

$$\tilde{\omega}^2 - i2\tilde{v}\tilde{\omega} - q^2 + i2\beta\tilde{k} = 0, \quad (10)$$

где

$$q^2 = \alpha^2 \tilde{k}^2 + 1 + \frac{1}{\tilde{k}^2 - 1}, \quad (11)$$

$\tilde{k} = k/k_d$, $\tilde{\omega} = \omega/\omega_d$, $\alpha = \omega_a/\omega_d = c_a/c_d$, $\tilde{v} = v/2\omega_d$, и коэффициент неустойчивости $\beta = A/2c_d\omega_d$ – безразмерные параметры.

Из уравнения (10) зависимость $\tilde{\omega}(\tilde{k})$ можно записать явно в виде $\tilde{\omega} = \omega' + i\omega''$, где

$$\omega' \simeq \sqrt{q^2 - \tilde{v}^2} \quad (12)$$

и

$$\omega'' \simeq \tilde{\nu} - \frac{\beta \tilde{k}}{\sqrt{q^2 - \tilde{\nu}^2}}. \quad (13)$$

Из (12) фазовая скорость равна

$$c_{\text{ph}} = c_d \frac{\omega'}{\tilde{k}} = c_d \sqrt{\alpha^2 + \frac{1 - \tilde{\nu}^2}{\tilde{k}^2} + \frac{1}{\tilde{k}^2(\tilde{k}^2 + 1)}}, \quad (14)$$

а групповая скорость может быть выражена как

$$c_{\text{gr}} = c_d \frac{d\omega'}{d\tilde{k}} = \frac{c_d^2}{c_{\text{ph}}} \left[\alpha^2 - \frac{1}{(\tilde{k}^2 - 1)^2} \right]. \quad (15)$$

Поскольку c_{gr} обращается в нуль для волнового числа $\tilde{k} = \tilde{k}_0 = \sqrt{1 + \alpha^{-1}}$, минимальная частота ω'_{min} , при которой возможно распространение волны, есть

$$\omega'_{\text{min}} = \sqrt{(1 + \alpha)^2 - \tilde{\nu}^2} = \sqrt{\alpha^2 \tilde{k}_0^4 - \tilde{\nu}^2}. \quad (16)$$

На рис. 1 показаны зависимости волнового числа от действительной части частоты в безразмерных переменных для разных α и фиксированной $\tilde{\nu}$. Как видно, единое дисперсионное соотношение имеет гиперболический вид с асимптотами $\tilde{k} = 1$ и $\tilde{k} = \omega'/\alpha$ при $\omega \rightarrow \infty$. Первая

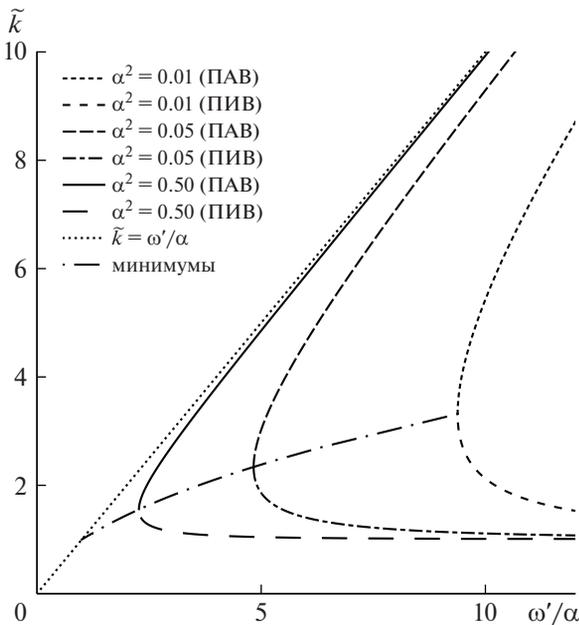


Рис. 1. Единое дисперсионное соотношение для ПИВ и ПАВ (12) в безразмерных величинах для различных α . Ветви ПИВ и ПАВ обозначены разными линиями. Пунктиром показана высокочастотная асимптотика ПАВ $\tilde{k} = \omega'/\alpha$, а штрихпунктирной линией, разделяющей ветви ПИВ и ПАВ, соединены точки минимумов ω' при различных α и фиксированном $\tilde{\nu}^2 = 0.33$.

асимптота соответствует режиму ПИВ, вторая – ПАВ. Линия минимума соединяет точки минимально допустимых ω' и соответствующих им волновых чисел $\tilde{k} = \tilde{k}_0$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Для оценки параметров ПИВ k_d (7) и ω_d (8) достаточно вычислить Rn_{d0} . Поскольку Rn_{i0} – скорость рекомбинации на одной микрочастице, поток электронов на микрочастицу можно аппроксимировать выражением $\sqrt{8\pi}n_{e0}v_{Te}a^2e^{-\Phi}$, где $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$. Поэтому

$$Rn_{d0} = \frac{\sqrt{8\pi}v_{Te}n_{d0}a^2}{1 + H}e^{-\Phi}. \quad (17)$$

Коэффициент диффузии ионов, необходимый для расчета параметров k_d и ω_d , оценивается как $D = \sqrt{8/9\pi}v_{Ti}/n_a\sigma_{ia}$, где $v_{Ti} = (T_i/m_i)^{1/2}$ – тепловая скорость ионов; $T_i = T_a$ и m_i – температура и масса иона соответственно; $n_a = p_{\text{gas}}/T_a$; $p_{\text{gas}} = 11.5$ Па и T_a – давление и температура атомов аргона соответственно; $\sigma_{ia} \simeq 2 \times 10^{-14}$ см² – сечение столкновения иона с атомом аргона. В условиях эксперимента [10], для которых характерны значения параметров $n_{i0} = 10^8$ см⁻³, $n_{d0} = 7 \times 10^4$ см⁻³, $2a = 3.38 \times 10^{-4}$ см, $T_e = 3$ эВ, и $T_a = 300$ К, получаем $\omega_d/2\pi = 6.27$ Гц, $\omega'_{\text{min}}/2\pi = 6.08$ Гц, $k_d = 2.02$ см⁻¹, $c_d = 19.5$ см/с и $\tilde{\nu}^2 = 0.276$. Несмотря на некоторый сдвиг частоты отсечки, теория и эксперимент демонстрируют удовлетворительное качественное и количественное соответствие.

Для режимов ПИВ и ПАВ длина затухания может быть оценена как $\delta l = c_{\text{ph}}/\omega_d\omega''$. Для ПИВ $c_{\text{ph}} \simeq \omega/k_d$, а из уравнения (13) $\omega_d\omega'' \simeq \nu/2$. Следовательно, $\delta l = 2\omega/\nu k_d \rightarrow \infty$ при $\omega \rightarrow \infty$. Таким образом, $\delta l = 2c_d/\nu \simeq 1$ см, что достаточно велико. Для ПАВ, напротив, $c_{\text{ph}} \simeq c_a$, $\omega_d\omega'' \simeq \nu/2 - \beta\omega_d/\alpha$, и длина затухания $\delta l \simeq 2c_a/\nu \simeq 0.1$ см становится очень малой. Таким образом, можно заключить, что возбуждение ПИВ возможно, но самовозбуждение ПИВ невозможно. В то же время, при надлежащих условиях ПАВ могут самовозбуждаться, но невозможно возбудить протяженные ПАВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предлагается теоретическая интерпретация ПИВ, экспериментально наблюдавшихся на установке ПК-4 на борту МКС. Ис-

пользовано одномерное гидродинамическое приближение для протяженного облака микрочастиц, образующегося в разряде постоянного тока при низком давлении аргона. Решение линеаризованных уравнений дает единое дисперсионное соотношение для ПИВ и ПАВ. Его важным свойством является существование некоторой граничной частоты ω'_{\min} , ниже которой распространение волны невозможно и которая является точкой слияния мод.

Показано, что затухание ПИВ определяется только трением микрочастиц о нейтралы, и самовозбуждение ПИВ невозможно. Однако из-за высокой фазовой скорости длина затухания ПИВ достаточно велика, в отличие от ПАВ. Оценки, выполненные для экспериментальных условий [10], демонстрируют соответствие теории и эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. Series in Plasma Physics / Eds. V.E. Fortov and G.E. Morfill. CRC Press: Boca Raton, FL, 2010.
2. Goertz C.K. // Rev. Geophys. 1989. V. 27. P. 271. <https://doi.org/10.1029/RG027i002p00271>
3. Chu J.H., Lin I. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 4009. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.4009>
4. Thomas H., Morfill G.E., Demmel V., Goree J., Feuerbacher B., Möhlmann D. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.652>
5. Hayashi Y., Tashibana S. // Jpn. J. Appl. Phys. 1994. V. 33. P. L804. <https://doi.org/10.1143/JJAP.33.L804>
6. Morfill G.E., Thomas H.M., Konopka U., Rothmel H., Zuzic M., Ivlev A., Goree J. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1598. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1598>
7. Schwabe M., Zhdanov S.K., Thomas H.M., Ivlev A.V., Rubin-Zuzic M., Morfill G.E., Molotkov V.I., Lipaev A.M., Fortov V.E., Reiter T. // New J. Phys. 2008. V. 10. P. 033037. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/10/3/033037>
8. Rao N.N., Shukla P.K., Yu M.Y. // Planet. Space Sci. 1990. V. 38. P. 543. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(90\)90147-I](https://doi.org/10.1016/0032-0633(90)90147-I)
9. D'Angelo N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 1009. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/5/024>
10. Naumkin V.N., Zhukhovitskii D.I., Lipaev A.M., Zobnin A.V., Usachev A.D., Petrov O.F., Thomas H.M., Thoma M.H. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 103704. <https://doi.org/10.1063/5.0064497>
11. Zhukhovitskii D.I. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 073701. <https://doi.org/10.1063/5.0094038>
12. Epstein P. // Phys. Rev. 1924. V. 23. P. 710. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.23.710>
13. Zhukhovitskii D.I. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 073701. <https://doi.org/10.1063/5.0053178>

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ
В СМЕСЯХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ© 2022 г. Е. С. Дзлиева^a, С. А. Майоров^{b, c, d}, Л. А. Новиков^{a, *, **}, С. И. Павлов^a,
М. В. Балабас^a, И. Р. Крылов^a, В. Ю. Карасев^a^a Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия^b Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия^c Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия^d Институт теоретической и экспериментальной физики,
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан*e-mail: plasmadust@yandex.ru**e-mail: l.novikov@spbu.ru

Поступила в редакцию 24.06.2022 г.

После доработки 01.07.2022 г.

Принята к публикации 10.07.2022 г.

Размер левитирующих пылевых частиц зависит от условий разряда, варьируя параметры плазмы, можно управлять характеристиками пылевых структур. Представлен метод управления параметрами пылевой ловушки в стоячей страте путем создания смеси плазмоформирующего газа из инертных газов с отличающимися потенциалами ионизации – ксенона и гелия. Экспериментальный метод заключается в использовании полидисперсных частиц, из которых в ловушке отбираются частицы с размером, соответствующим условиям в плазме. Получены гистограммы распределений частиц по среднему размеру на основании учета около 1000 частиц. Показано, что в выбранных условиях эксперимента при добавке до 10% ксенона к гелию размер частиц максимально изменяется от 8.9 до 3.3 мкм. Выполнены численные оценки баланса сил.

Ключевые слова: пылевая плазма, тлеющий разряд, полидисперсные частицы, смесь инертных газов

DOI: 10.31857/S0367292122600741

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменно-пылевая ловушка, как и любая потенциальная яма или потенциально-диссипативная ловушка, характеризуется такими параметрами как глубина и ширина. Для экспериментально создаваемых ловушек в пылевой плазме [1], особенно в случае объемных ловушек в разряде постоянного тока, важна их устойчивость по положению в пространстве и стабильность по отношению к удержанию частиц различных размеров. Эта особенность очень важна при наличии специальных условий: криогенные температуры [2], сильное магнитное поле [3], большие размеры пылевых частиц. Например, использовался более “стабильный” для разряда газ Ag, менялся тип тлеющего разряда на RF-разряд [4]. В этом плане газ He – более удобный для замагничивания ионов, и он более изучен. Но при его применении возникает множество вопросов по формированию устойчивых для пылевой плазмы ловушек: наблюдаются резкие потери частиц, не исчезающие вплоть до полей 2.5 Тл [5], существует неоднозначность – экспериментально разряд форми-

ровался до полей 0.75 Тл в протяженных до 2 м соленоидах [6], в то время как теоретическое ограничение для самостоятельного разряда получено до 0.3 Тл в недавних работах [7]. Подбор строгих экспериментальных условий требует развития методов контроля и управления характеристиками пылевых ловушек и размером левитирующих пылевых частиц.

Для вариации размеров пылевых частиц представляется достаточно простым управление характеристиками пылевых ловушек. В низкотемпературной плазме в тлеющем разряде важнейшими параметрами являются температура (средняя энергия) и концентрация электронов. Температура электронов связана с напряженностью электрического поля и с величиной заряда пылевых частиц. Простой и эффективный способ ее изменения заключается в применении смесей плазмоформирующих газов. В газоразрядной плазме низкого давления существует нелокальный режим кинетики электронов [8]. Функция распределения электронов по энергии не является максвелловской, энергия электронов опреде-

ляется в неупругих потерях в зависимости от потенциала ионизации газа, например, в He и Xe она может отличаться практически вдвое. Добавление же малой доли газа с меньшим потенциалом ионизации к основному газу позволяет относительно плавно варьировать свойства пылевых ловушек.

Исследование в смесях газов, или управление свойствами разряда не является принципиально новым, ему посвящено несколько монографий [9, 10]. Новым решением является управление пылевой плазмой через применение смесей, а возможно, и диагностика разряда по измерениям размеров отобранных плазмой частиц. В серии работ [11–13] была предложена идея получения пылевых структур с нестандартными свойствами (межчастичное расстояние, тип упаковки, анизотропия). Также приведены численные расчеты кинетики и дрейфа электронов и ионов в смеси тяжелых и легких газов и паров металлов. Очень наглядным результатом оказалось увеличение скорости тяжелого иона в 10 раз и более при малой доли примесей [12]. В работе [14] результаты вычислений удалось проверить экспериментально за счет применения действия силы ионного увлечения, существенно возрастающей в смеси He и Xe.

Цель настоящей работы заключается в регистрации изменения размера (диапазона размеров) полидисперсных частиц в пылевой ловушке. Показано, что характерный размер частиц существенно изменяется при добавке к He малой доли Xe. Для собранных из ловушки частиц построены диаграммы распределений по размерам, количественно установлены изменения средних размеров частиц и ширин построенных распределений. На основании теории [11–13] выполнены численные оценки и сопоставлены с экспериментальными данными.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Постановка эксперимента

Идея экспериментального исследования заключается в следующем. Если для формирования пылевой структуры использовать полидисперсный порошок широкого размерного диапазона и произвольной формы частиц, то в соответствии с условиями левитации в пылевой ловушке в структуре будет отобрана определенная фракция частиц с некоторым средним размером. Меняя заданным образом условия разряда: поддерживая давление и разрядный ток, но, добавляя в гелий контролируемое количество ксенона, можно “настраивать” пылевую ловушку на определенный размер частиц. Для количественной оценки размера левитирующих частиц нужно два фактора: достаточно большое количество частиц (от 400) и

выбор характерной геометрической величины полидисперсных частиц “неправильной” формы, чувствительной к вариации состава газовой смеси. Для обеспечения первого фактора мы использовали объемную пылевую структуру в стоячей страте, способную к удержанию 6000 частиц и более с плотностью 2.5–4.3 г/см³ при оптимальных условиях [15, 16]. Для выполнения второго фактора использовались проекционные (двумерные) изображения частиц и сопоставление им среднего размера, используемого в газодинамике потоков частиц [17]. По изображению проекции частицы определялась ее площадь, и извлекался квадратный корень из ее значения. Данный способ определения характерного размера оказался более чувствительным при изменении процентного состава смеси и давления газа, чем ранее использованный нами метод на основе среднего из наибольшего и наименьшего проекционных размеров [15, 16].

Выбор условий эксперимента первоначально основывался на предсказаниях поведения потоков ионов и электронов в смесях различных газов [11–13]. Если в эксперименте к основному газу с большим потенциалом ионизации добавлять газ или пары металла с существенно меньшим потенциалом ионизации, то можно ожидать изменение целого ряда параметров. Наиболее существенные из них: замена сорта иона, падение электронной температуры/энергии, возрастание скорости потока ионов и, соответственно, температуры ионов. Изменения данных параметров приведут к изменению заряда пылевой частицы (даже при сохранении ее размера). Несколько процессов способны вызвать изменения как в сторону увеличения, так и уменьшения.

Для точного выбора параметров эксперимента были проведены предварительные исследования. Во-первых, было обнаружено, что при одинаковом давлении и токе в чистых газах гелии и ксенона пылевые ловушки неустойчивы и достаточно бедны частицами. В ксенона ловушка эффективна при давлении не более 0.3 Торр, но в гелии она почти не заполнена при этих условиях. Поскольку, согласно [12], эффекты смешения газов работают при добавках до 5%, было решено ориентироваться на устойчивую ловушку именно в гелии, исключая работу в чистом ксенона. Во-вторых, была изучена зависимость размера пылевых частиц в ловушке в чистом гелии в зависимости от давления. Оказалось, что частицы максимального размера в гелии удерживаются при относительно высоком давлении в 1 Торр. Кроме того, из [14] известно, что при близком давлении пылевая ловушка является устойчивой вплоть до добавки ксенона в 4%. В итоге было выбрано для проведения эксперимента давление в 1 Торр при токе разряда в 1.5 мА. При добавлении ксенона ловушка постепенно деградировала (страта переставала

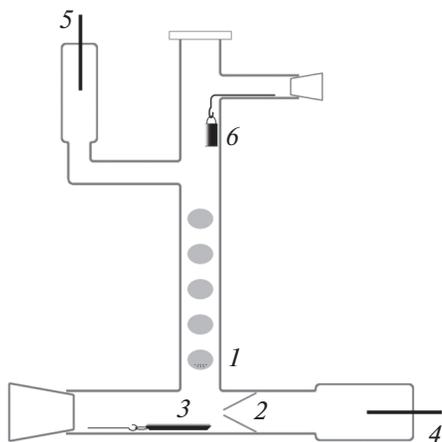


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – пылевая ловушка с исследуемыми частицами; 2 – стеклянная вставка, сужающая разряд; 3 – устройство для сбора частиц; 4 – катод; 5 – анод; 6 – контейнер с частицами.

быть резкой), но вплоть до примеси ксенона в 10% она была способна удерживать пылевые частицы.

2.2. Экспериментальная установка и результаты эксперимента

Методика эксперимента по улавливаю и извлечению пылевых частиц из разряда описана в [15, 16]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Для исследования применялись полидисперсные частицы кварца с плотностью 2.5 г/см^3 . Засыпной порошок имел почти равномерное распределение по размерам в диапазоне от 1 до 25 мкм. Перед работой с каждой смесью газов разрядная трубка вскрывалась, очищалась от попавшего на нижнюю стенку порошка, откачивалась до уровня не хуже 10^{-4} Торр и тренировалась в разряде планируемого газа при повышенном токе в 15 мА.

Эксперимент проводился следующим образом. В приготовленной смеси газов зажигался разряд. В него вбрасывались частицы, часть которых левитировала в стратах, а часть падала вниз на горизонтальный участок трубки. Под вертикальный участок трубки подводилось собирающее устройство, и разряд выключался. Процесс попадания частиц из страты на собирающее стекло устройства контролировался визуально при осуществлении лазерной подсветки. Далее собирающее устройство извлекалось из разрядной камеры через боковой кран и помещалось под оптический микроскоп Axio Lab A1. Собранные частицы последовательно однократно фотографировались с увеличением в 600 крат. Далее, с помощью написанного для данного эксперимента

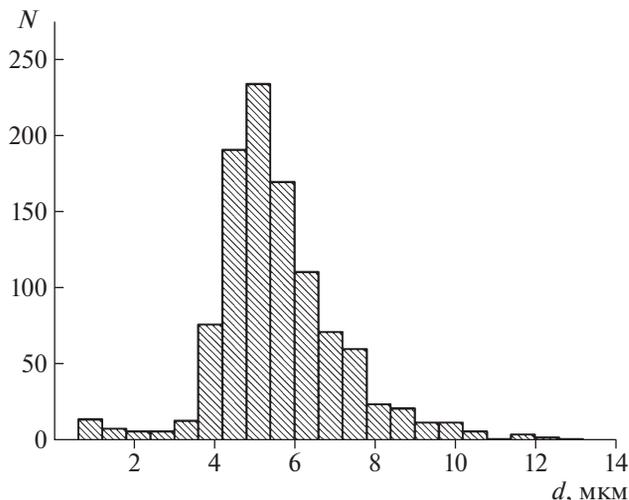


Рис. 2. Гистограмма распределения характерного размера пылевых частиц в смеси инертных газов He и Xe. N – число частиц, d – характерный диаметр. Условие: смесь с 95% He и 5% Xe, давление 1 Торр, ток разряда 1.5 мА.

пакета программ, определялся эффективный диаметр частиц (метод описан в п. 2.1) и строилась гистограмма распределения. Погрешность определения диаметра не более 0.3 мкм – учитывалось качество фотографий, погрешность эталонной шкалы, эффект расфокусировки пылевых частиц (на одной фотографии могло быть до 50 частиц разных размеров). На основе гистограммы, определялся наиболее вероятный размер, путем аппроксимации нормальным распределением. Эксперимент проводился в чистом гелии и его смесях с примесью ксенона в 1, 2, 5, 10%. Дополнительно был проведен эксперимент с неконтролируемо малыми “следами” ксенона в гелии. Для этого разрядная трубка длительно тренировалась в атмосфере ксенона, но для работы наполнялась чистым гелием. По сопоставлению вольтамперных характеристик мы оценили количество ксенона как не превышающее 0.05%. Данное сравнение может быть полезным для сопоставления с моделированием движения ионов ксенона в 100% газе гелия, приведенное в [12]. Пример гистограммы уловленных частиц для смеси с 5% Xe представлен на рис. 2.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Изменение параметров разряда в зависимости от доли ксенона

На рис. 3 показано изменение характерного размера частиц при увеличении примеси Xe в смеси. Уже при 5% добавке размер частиц уменьшается вдвое. Изменение размера, отнесенное к изменению процента Xe в основном реализуется

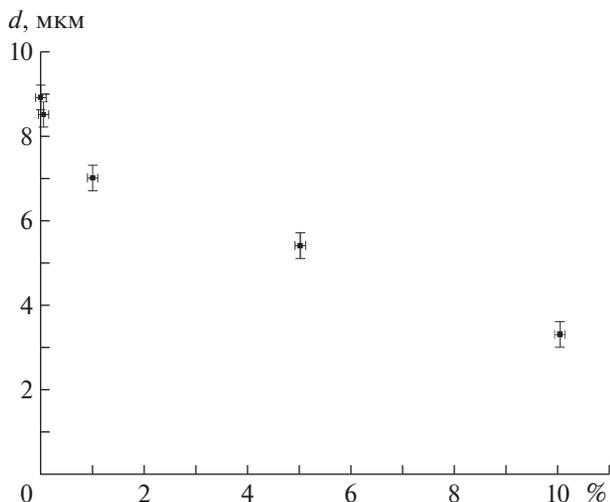


Рис. 3. Зависимость среднего размера пылевых частиц от процентного содержания Хе в смеси (He + Хе). Условия: давление 1 Торр, ток разряда 1.5 мА.

в диапазоне до 5%. При этом максимальное изменение зарегистрировано при наличии “следов” Хе – вторая точка графиков. Оценка его количества, проведенная по падению потенциала, дала значение 0.05%.

Можно ожидать, что добавка в гелий тяжелого газа с меньшим потенциалом ионизации приведет к падению напряженности электрического поля, а также к увеличению силы ионного увлечения как из-за увеличения скорости иона при отсутствии резонансной перезарядки, так и из-за увеличения массы иона. Это должно привести к изменению баланса сил и уменьшению удерживаемых в ловушке пылевых частиц. Качественно из данных на рис. 3 следует, что наибольшие изменения при примеси до 1% могут быть вызваны именно заменой ионов.

3.2. Численные оценки и качественная интерпретация

Изменения характеристик разрядной плазмы при добавлении используемой примеси нужно изучать количественно строго по зондовым и спектральным измерениям: напряженность поля, температура электронов. Теоретические расчеты [11–13] предсказывают изменение нескольких параметров сразу. Помимо названных, это энергия и скорость дрейфа ионов, а касательно пылевой частицы, это ее заряд. Сложность заключается в том, что изменяется несколько параметров, сдвигая баланс сил частицы в разные стороны. В проводимом исследовании уловленные пылевые частицы являются своеобразным “пылевым зондом”, дающим информацию об изменении свойств разряда. Далее на основе изменения раз-

меров (рис. 3) и данных расчетов [11–13], проведем оценку баланса удерживающих сил для пылевой частицы в чистом He и при добавке 5% Хе.

Для чистого He по характерному размеру частиц $d_1 = 8.9$ мкм вычислим силу тяжести $mg = 8.8 \times 10^{-12}$ Н. По измеренному падению потенциала, согласно [12] при $E/N = 50$ Тд, примем $T_e = 10$ эВ, $T_i^{eff} = 600$ К, и безразмерный заряд частицы $z = e^2 Z_d / a T_e = 1.6$. Тогда электрическая сила, удерживающая частицу, будет равна $qE = 10 \times 10^{-12}$ Н. Видно, что в чистом He баланс сил определяется без силы ионного увлечения F_{id} . Для нее проведем оценку по формуле, записанной в удобном для эксперимента виде

$$F_{id} = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi} a^2 V_T m_i \frac{m_e v_e}{\pi e v_i R_0^2} \frac{I}{n_i u_i} \frac{z^2 \tau^2}{4} \Pi. \quad (1)$$

По сравнению со стандартной формой, в (1) скорость потока ионов выражена через электрическое поле, записанное через ток разряда I , а также учтены только наибольшие члены, связанные с рассеянием ионов, Π – модифицированный кулоновский логарифм [1], остальные обозначения стандартные. Численная оценка дает $F_{id} = 10^{-12}$ Н, что составляет порядка 10% от веса частицы.

На основании [12] можно выполнить оценку при добавке к He 5% Хе. Примем $T_e = 7$ эВ и $T_i^{eff} = 3000$ К, при $d_1 = 5.4$ мкм заряд $z = 1.6$, а зарядовое число $Z_d = 36000$. Удерживающая электрическая сила $qE = 12 \times 10^{-12}$ Н, что больше веса частицы $mg = 2.5 \times 10^{-12}$ Н. Для оценки ионного увлечения учитываем уменьшение частоты столкновений из-за отсутствия резонансной перезарядки. Значение $F_{id} = 10 \times 10^{-12}$ Н, что на 25% превышает вес частицы.

Приведенное сопоставление баланса сил для чистого He и смеси с 5% Хе показывает, что причиной изменения размера пылевых частиц в том, что крупные частицы из ловушки сбрасываются силой ионного увлечения, которая возрастает до 10 пН.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые были получены распределения характерных размеров пылевых частиц от процентного содержания Хе в смеси с He в тлеющем разряде. Были выполнены приблизительные оценки баланса сил, действующих на частицы в пылевой ловушке. Наглядно продемонстрирован метод, позволяющий контролировать параметры пылевой ловушки в разряде путем правильного подбора компонент ксенона и гелия в смеси. По-

лученные результаты могут быть применимы в диагностике плазмы, а сам метод можно применять для сепарации пылевых частиц в разряде.

Работа поддержана РФФ, грант № 22-22-00154.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фортков В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. Т. 174. С. 494.
2. *Boltnev R.E., Vasilev M.M., Petrov O.F.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1556. P. 012076.
3. *Dzlieva E.S., Dyachkov L.G., Novikov L.A., Pavlov S.I., Karasev V.Yu.* // Plasma Sources Sci. Tech. 2020. V. 29. P. 085020.
4. *Sato N.* // AIP Conf. Proc. 2002. V. 649. P. 66.
5. *Абдирахманов А.Р., Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., Павлов С.И., Новиков Л.А., Досболаев М.К., Коданова С.К., Рамазанов Т.С.* // ТВТ. 2021. Т. 59. С. 657.
6. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
7. *Maierov S.A., Kodanova S.K., Bastykova N.Kh., Golyatina R.I., Ramazanov T.S., Omiraliyeva G.K.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 043502.
8. *Golant V.E., Zhilinskii A.P., Sakharov S.A.* Fundamentals of Plasma Physics. New York: Wiley, 1980.
9. *Шибкова Л.В., Шибков В.М.* Разряд в смесях инертных газов, М.: Физматлит, 2005.
10. *Бочкова О.П., Шрейдер Е.Я.* Спектральный анализ газовых смесей, М.: Физматгиз, 1963.
11. *Майоров С.А.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 802.
12. *Майоров С.А.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 869.
13. *Майоров С.А.* // Кр. Сооб. Физ. ФИАН. 2014. Т. 41. С. 20.
14. *Dzlieva E.S., Karasev V.Yu., Pavlov S.I., Ermolenko M.A., Novikov L.A., Maierov S.A.* // Contrib. Plasma Phys. 2016. V. 56. P. 197.
15. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю.* // ЖТФ, 2012. Т. 82. С. 147
16. *Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 591
17. *Грин Х., Лейн В.* Аэрозоли — пыли, дымы и туманы. Л.: Химия, 1969.

ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

© 2022 г. И. И. Файрушин^{a, b, *}

^a Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

^b Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: fairushin_ilnaz@mail.ru

Поступила в редакцию 27.06.2022 г.

После доработки 10.07.2022 г.

Принята к публикации 15.07.2022 г.

На основе простой аналитической модели рассчитан зарядовый состав термической плазмы с наночастицами металла. Установлены пространственные распределения свободных электронов и ионов при различных значениях радиуса частиц, температуры системы и потенциала ионизации атомов буферного газа. Определен характер влияния размерной зависимости работы выхода электронов из наночастиц на концентрацию электронов в плазме.

Ключевые слова: термическая пылевая плазма, наночастицы металла, размерный эффект, зарядовый состав

DOI: 10.31857/S0367292122600753

1. ВВЕДЕНИЕ

Термическая плазма с содержащимися в ней наночастицами – широко распространенная система [1–6]. Помимо реакторов по газотермическому и плазменному синтезу наноструктур [2–4], такая пылевая плазма обнаруживается в установках по управляемому термоядерному синтезу [5] и в газопылевых облаках рядом со звездами гигантами [6]. Электрофизические свойства могут играть ключевую роль в протекании физических процессов в данной системе [7]. В частности заряд, который приобретают наночастицы в термической плазме, сильно влияет на их агломерацию и рост [2, 8]. Приобретение наночастицами электрического заряда в условиях термической плазмы обусловлен в основном термоэлектронной эмиссией с поверхности частиц [1, 7–14]. Можно выделить два метода расчета значений заряда конденсированных частиц в термической плазме. Первый метод основан на соотношении Ричардсона для концентрации термоэлектронов у поверхности проводящего тела [10–12]. Второй метод рассматривает подсистему частиц как плазму твердого тела и самосогласованным образом описывает распределение концентрации электронов внутри и за пределами конденсированных частиц [9, 13]. В случае рассмотрения наночастиц металла, которые характеризуются большой собственной концентрацией свободных электронов, возникает неоправданное усложнение модели из-за необходимости использования нелинейного

уравнения Пуассона–Больцмана для потенциала электрического поля. Вследствие чего, в данной работе для расчета зарядового состава термической пылевой плазмы с наночастицами металла использован первый метод.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Основной модели является уравнение Пуассона–Больцмана для потенциала электрического поля φ в сферически-симметричной постановке с началом отчета координаты r в центре частицы

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left(n_{es} \exp\left(\frac{q\varphi}{k_B T}\right) - n_{is} \exp\left(-\frac{q\varphi}{k_B T}\right) \right). \quad (1)$$

Здесь q – элементарный заряд, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, которая в рассматриваемом случае равна единице, ϵ_0 – электрическая постоянная, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура системы, n_{es} и n_{is} – соответственно концентрации электронов и ионов плазмы при $r = R$, где R – радиус пылевой частицы, за начало отчета потенциала принят потенциал у поверхности частицы: $\varphi(R) = 0$. Кроме того, условие нейтральности объема, приходящегося на одну пылевую частицу и окружающую ее плазму, требует выполнения условия $\varphi'(l) = 0$, где l – половина расстояния между центрами соседних ча-

стиц. Величина n_{es} может быть определена с помощью формулы Ричардсона–Дешмана для термоэлектронов [10–12]

$$n_{es} = 2\Lambda^{-3} e^{\frac{qW}{k_B T}}, \quad (2)$$

где Λ – дебройлевская длина волны электрона, W – работа выхода электрона из материала пылевой частицы (в эВ). Как известно [15, 16], величина работы выхода электрона зависит от размера наночастиц металла. Данную зависимость можно выразить следующим простым соотношением:

$$I = W + \frac{I_m - W}{N_m^{1/3}}, \quad (3)$$

где I_m и N_m – соответственно потенциал ионизации (в эВ) и число атомов металла, составляющих наночастицу. Таким образом, в формуле (2) вместо W нужно использовать величину I , которая учитывает поправку на размерные эффекты (3).

Для вычисления концентрации ионов в плазме воспользуемся формулой Саха [17]

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \Lambda^{-3} e^{\frac{qI_a}{k_B T}}, \quad (4)$$

где n_e и n_i – соответственно концентрации электронов и ионов в произвольной точке пространства между наночастицами, n_a и I_a – соответственно концентрация и потенциал однократной ионизации атомов буферного газа. При этом с учетом баланса числа частиц: $n = n_{is} + n_{as}$, из формулы (4) для n_{is} получаем следующее выражение:

$$n_{is} = \frac{An}{n_{es} + A}, \quad (5)$$

где

$$A = \Lambda^{-3} e^{\frac{qI_a}{k_B T}}, \quad (6)$$

n – концентрация атомов газа до ионизации, которая определяется из уравнения состояния идеального газа.

Уравнение (1) может быть решено аналитически при условии, что

$$\left| \frac{q\varphi}{k_B T} \right| \ll 1. \quad (7)$$

Данное условие с приемлемой точностью выполняется для наноразмерных частиц [10, 11]. Решение уравнения (1) при выполнении условия (7) записывается в следующем виде:

$$\psi(x) = \frac{1 - \bar{n}_{is}}{1 + \bar{n}_{is}} \left(\frac{1}{x} \frac{b\lambda \operatorname{ch}(b(x - \lambda)) + \operatorname{sh}(b(x - \lambda))}{b\lambda \operatorname{ch}(b(1 - \lambda)) + \operatorname{sh}(b(1 - \lambda))} - 1 \right). \quad (8)$$

Здесь введены следующие безразмерные величины:

$$\psi = \frac{q\varphi}{k_B T}; \quad x = \frac{r}{R}; \quad \bar{n}_{is} = \frac{n_{is}}{n_{es}};$$

$$b = \sqrt{(\bar{n}_{is} + 1) \frac{q^2 R^2 n_{es}}{\epsilon_0 k_B T}}.$$

Поскольку концентрации электронов и ионов в рассматриваемой системе непосредственно (через распределение Больцмана) связаны с найденными распределениями потенциала электрического поля, то с помощью выражения (8) можно проводить прямой аналитический расчет зарядового состава термической пылевой плазмы с наночастицами металла. При этом становится возможным достаточно подробно исследовать влияния потенциала ионизации атомов плазмообразующего газа и размерной зависимости работы выхода на эмиссионные свойства частиц.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим следующие диапазоны ключевых параметров: $R = 10\text{--}20$ нм, $T = 3000\text{--}3500$ К, $\lambda = 10$, $I_a = 7.7$ эВ и 15.76 эВ. В качестве параметров материала наночастиц использованы характеристики вольфрама: $W = 4.52$ эВ, $I_m = 7.98$ эВ, давление буферного газа принималось равным атмосферному. Выбор перечисленных значений параметров системы основывался на корректном выполнении условия (7).

На рис. 1 представлены графики пространственных распределений концентраций электронов и ионов при различных параметрах системы. Как и следовало ожидать, с повышением температуры концентрации электронов и ионов растут. Видно, что при рассмотрении наночастиц меньшего размера, концентрация электронов при прочих равных условиях принимает большие значения, чем в случае наночастиц большего размера. Концентрация же ионов буферного газа, напротив, принимает большие значения в случае крупных частиц. В целом, ионизация атомов буферного газа приводит к увеличению общей концентрации электронов в плазме. Для того, чтобы выявить влияние ионизации газа на эмиссию электронов из наночастиц необходимо отделить те электроны, которые образовались в результате ионизации газа от электронов, вышедших из частиц. С этой целью рассмотрим среднюю концентрацию электронов и ионов в окружающей наночастицы плазме, которые можно рассчитать из следующих соотношений:

$$\tilde{n}_e = \frac{3n_{es}}{\lambda^3} \int_1^\lambda e^{\psi(x)} x^2 dx, \quad (9)$$

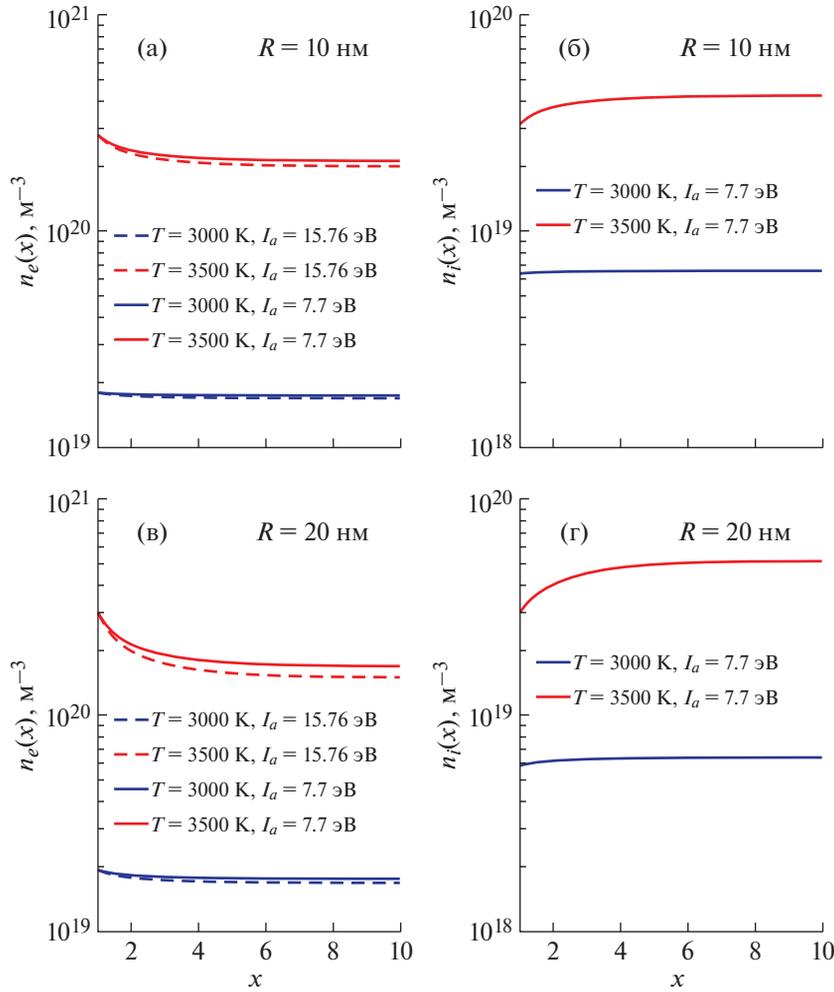


Рис. 1. Пространственные распределения концентраций электронов (а, в) и ионов (б, г) в термической пылевой плазме с наночастицами металла при различных температурах системы T , радиусах наночастиц R и потенциалах ионизации атомов буферного газа I_a .

$$\tilde{n}_i = \frac{3n_{is}}{\lambda^3} \int_1^\lambda e^{-\psi(x)} x^2 dx. \quad (10)$$

При этом с учетом условия (7) из (9) и (10) получим:

$$\tilde{n}_e = \frac{3n_{es}(1 - \bar{n}_{is})}{\lambda^3 b(1 + \bar{n}_{is})} \times \left(\frac{2b\bar{n}_{is}(\lambda^3 - 1)}{3(1 - \bar{n}_{is})} - \frac{b\lambda \text{th}(b(1 - \lambda)) + 1}{b\lambda + \text{th}(b(1 - \lambda))} + \frac{1}{b} \right), \quad (11)$$

$$\tilde{n}_i = \frac{3n_{is}(1 - \bar{n}_{is})}{\lambda^3 b(1 + \bar{n}_{is})} \times \left(\frac{2b(\lambda^3 - 1)}{3(1 - \bar{n}_{is})} + \frac{b\lambda \text{th}(b(1 - \lambda)) + 1}{b\lambda + \text{th}(b(1 - \lambda))} - \frac{1}{b} \right). \quad (12)$$

Наконец, средняя концентрация электронов, эмитированных из металлических наночастиц в

плазму, будет определяться из следующего соотношения:

$$\tilde{n}_{ep} = \tilde{n}_e - \tilde{n}_i = \frac{3(n_{es} - n_{is})}{\lambda^3 b} \left(\frac{1}{b} - \frac{b\lambda \text{th}(b(1 - \lambda)) + 1}{b\lambda + \text{th}(b(1 - \lambda))} \right). \quad (13)$$

На рис. 2 представлены графики зависимости средней концентрации эмитированных электронов и ионов плазмы от температуры системы при разных радиусах частиц и при наличии или отсутствии ионизации буферного газа. Обнаруживается, что, как и для случая микрочастиц [9, 13], термоэлектронная эмиссия из наночастиц будет ослабевать при заметной ионизации окружающего буферного газа. Как видно из рис. 2б, концентрация ионов в плазме в присутствии частиц малого размера меньше, чем в случае более крупных частиц. Данный эффект объясняется тем, что более эффективная эмиссия электронов наночасти-

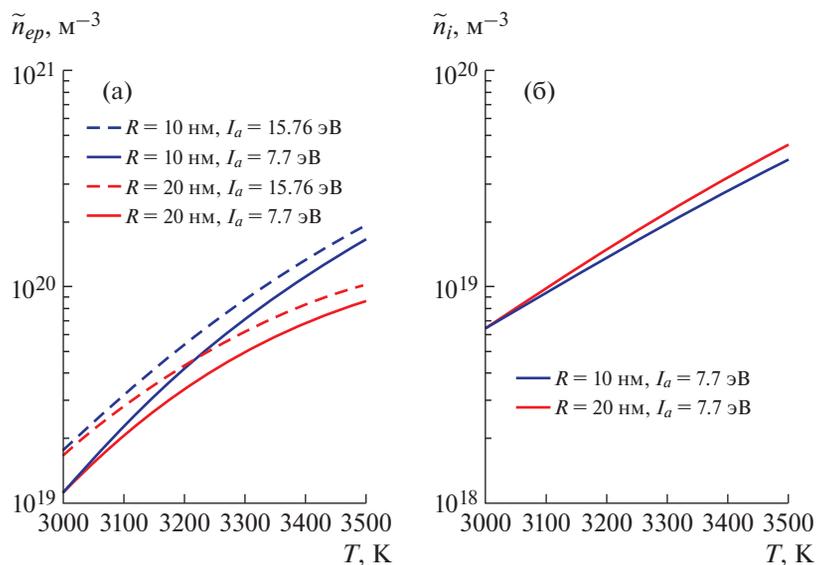


Рис. 2. Температурная зависимость средней концентрации эмитированных электронов (а) и ионов (б) в термической пылевой плазме с наночастицами металла при различных радиусах наночастиц R и потенциалах ионизации атомов буферного газа I_a .

цами меньших размеров приводит к более эффективной рекомбинации ионов в плазме.

Рассмотрим влияние размерной зависимости работы выхода электронов на их концентрацию в термической плазме. Для этого рассчитаем величину отношения \tilde{n}_{ep} , найденную с использованием значения работы выхода без учета размерной поправки на ту же величину, найденную с учетом размерной поправки. В таблице приведены значения данного отношения при разных параметрах системы.

Как видно из таблицы 1, наибольшее влияние размерная зависимость работы выхода на кон-

центрацию электронов в термической пылевой плазме оказывает при малых размерах частиц и меньших температурах, а также при наличии ионизации буферного газа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе с использованием аналитической модели рассчитан зарядовый состав термической пылевой плазмы с наночастицами металла. Установлено, что когда окружающий частицы буферный газ ионизован, то эмиссия электронов из наночастиц ослабевает. Эмитированные из наночастиц электроны оказывают влияние на процессы ионизации в плазме, снижая концентрацию ионов. Размерную зависимость работы выхода электрона из наночастиц необходимо учитывать при минимальной рассмотренной температуре системы ($T = 3000$ К) и наименьшем радиусе частиц ($R = 10$ нм).

Работа выполнена за счет средств Программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. Пылевая плазма (эксперимент и теория). М.: Физматлит, 2009.
2. Shigeta M., Murphy A.B. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. Т. 44. С. 174025.
3. Mitrani J.M., Shneider M.N., Stratton B.C., and Raites Y. // Appl. Phys. Lett. 2016. Т. 108. С. 054101.

Таблица 1. Отношение средней концентрации электронов в термической пылевой плазме с наночастицами металла, рассчитанной с использованием значения работы выхода без учета размерной поправки $\tilde{n}_{ep}(W)$, к средней концентрации электронов полученной с учетом размерной поправки $\tilde{n}_{ep}(I)$. В расчете использовались радиусы наночастиц $R = 10$ нм и $R = 20$ нм при разных значениях температуры $T = 3000$ К и $T = 3500$ К. Расчеты проведены для двух значений потенциала ионизации атомов буферного газа $I_a = 15.76$ эВ и $I_a = 7.7$ эВ.

	$\tilde{n}_{ep}(W)$ $\tilde{n}_{ep}(I)$	R , нм ($T = 3000$ К)		R , нм ($T = 3500$ К)	
		10	20	10	20
I_a , эВ	15.76	1.14	1.06	1.08	1.02
	7.7	1.28	1.12	1.13	1.04

4. *Файрушин И.И., Сайфутдинов А.И., Софроницкий А.О.* // Химия высоких энергий. 2020. Т. 54. С. 164.
5. *Крауз В.И., Мартыненко Ю.В., Свечников Н.Ю., Смирнов В.П., Станкевич В.Г., Химченко Л.Н.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 1055.
6. *Mendis D.A.* AIP Conference Proceedings. 2005. Т. 799. С. 583.
7. *Фортос В.Е., Филинов В.С., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Самарян А.А., Липаев А.М.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. С. 889.
8. *Vekselman V., Raitses Y., Shneider M.N.* // Phys. Rev. E. 2019. Т. 99. С. 063205.
9. *Файрушин И.И.* // Химия высоких энергий. 2020. Т. 54. С. 497.
10. *Жуховицкий Д.И., Храпак А.Г., Якубов И.Т.* // Химия плазмы / Под ред. Смирнова Б.М. М.: Энергоатомиздат, 1984. № 11. С. 130.
11. *Рудинский А.В., Ягодников Д.А.* // ТВТ. 2019. Т. 57. С. 777.
12. *Vishnyakov V.I.* // Physical Review E. 2012. Т. 85. С. 026402.
13. *Файрушин И.И. и др.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 42.
14. *Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю., Орлов М.А.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 542.
15. *Wood D.M.* // Phys. Rev. Lett. 1981. Т. 46. С. 749.
16. *Смирнов Б.М.* // УФН. 2000. Т. 170. С. 495.
17. *Франк-Каменецкий Д.А.* Лекции по физике плазмы. Долгопрудный: Интеллект, 2008.

МОДУЛЯЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН И ВОЗНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ХВОСТАХ МЕТЕОРОИДОВ

© 2022 г. Т. И. Морозова^а, *, С. И. Попель^а

^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: timoroz@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.05.2022 г.

После доработки 10.06.2022 г.

Принята к публикации 15.06.2022 г.

Описан механизм модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн в хвостах метеороидов, приводящий к возникновению магнитных полей. Приведены оценки величин этих магнитных полей. Показано, что данные поля по величине совпадают с наблюдаемыми вариациями магнитных полей в атмосфере Земли во время пролетов метеороидов. Показан механизм возникновения низкочастотных электромагнитных волн в результате развития модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн, следствием которого может быть возникновение электрофонных шумов во время пролетов метеороидов.

Ключевые слова: метеороиды, метеороидный след, плазменно-пылевые процессы, пылевая плазма, дробление метеорного тела, электрофонные звуки, пылевые частицы в атмосфере Земли, модуляционное взаимодействие, ленгмюровские волны, нелинейные процессы

DOI: 10.31857/S0367292122600777

ВВЕДЕНИЕ

Пролеты метеороидов являются труднопрогнозируемыми и не зависящими от человека природными явлениями. Изучение процессов, связанных с ними, является актуальной задачей. Физические явления и эффекты, возникающие в результате пролетов метеороидов, могут оказывать влияние на работу радиолокационных систем, радиотелескопов, приборов геолокации и экспериментов пролетных ракет, что важно при учете работы вышеперечисленных систем и устранения их сбоев.

Метеороиды, или метеорные тела, вторгаются в атмосферу Земли со скоростями 11–72 км/с, образуя за собой плазменно-пылевой хвост метеороида, содержащий электроны и ионы атмосферных атомов и атомов метеорного вещества, а также заряженные пылевые частицы. Когда метеорное тело сталкивается с молекулами воздуха, они начинают ионизоваться. В добавление к этому с поверхности метеорного тела выбиваются атомы, также подверженные ионизации. Однако это ведет к появлению подушки атомов перед метеорным телом, которая впоследствии препятствует дальнейшей ионизации и может приводить к разогреву поверхности метеорного тела. В настоящей работе рассматриваются массы метеорных тел, большие 2 мм для метеоров со светимостью до +5m (то есть для тех, для которых проводились наблюдения). Метеорные тела данных размеров не полностью сгорают в атмосфере и успевают образовать метеорный хвост.

В процессах уноса массы метеороида (абляции) присутствует три основных явления: плавление, испарение и дробление. Чем больше скорость и плотность метеорного тела, тем больший вклад дает испарение по отношению к плавлению. Поэтому на нижних высотах оно доминирует. Конденсация испарившегося метеорного вещества и остывание расплавленных струй будут превалировать на удалении от метеорного тела, где температура резко падает. Дробление метеороида происходит, когда давление на метеорное тело превышает прочностные характеристики метеорного вещества. Это может возникать на краях метеорного тела, где велики касательные напряжения, создаваемые в результате воздействия давления ударной волны в головной части хвоста метеороида, а также в местах плавления метеорного вещества и возникновения термических напряжений. Для первого случая часто происходит непрерывное дробление, когда постоянно отшелушиваются мельчайшие фрагменты метеорного тела. Во второй ситуации, в основном во время вспышек метеоров, отлетают значительные фрагменты метеорного вещества, которые в даль-

нейшем могут дробиться повторно (прогрессивное дробление). Характерные высоты вспышек составляют 72–100 км.

В зависимости от типа дробления отделяются частицы разного размера. Частицы приобретают заряды ввиду воздействия токов электронов и ионов окружающей плазмы, а также эмиссионных токов. Пылевая плазма в хвостах метеороидов представляет собой сложную систему с динамически меняющимися параметрами от высоты пролета метеороидного тела и от протяженности хвоста: концентрацией электронов $n_e = 10^9 - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, ионов — $n_i = 10^8 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и пылевых частиц $n_d = 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$, а также температурой хвоста от долей электронвольт до нескольких электронвольт. Размеры пылевых частиц варьируются от долей микрометров до нескольких десятков микрометров [1].

Поведение пылевой плазмы хвостов метеороидов и учет электрических и магнитных полей важны для понимания процессов, происходящих при вторжении метеороидных тел в атмосферу Земли и последствий, которые они приносят на природу и человека. Важной задачей исследования является исследование взаимодействия хвостов с ионосферной пылевой плазмой. Ранее было показано, что при взаимодействии хвоста метеороида и пылевой плазмы ионосферы Земли наблюдается генерация различных волн, и при определенных условиях развивается модуляционная неустойчивость. Наблюдаемые явления, такие как возникновение электрофонных шумов от пролета метеороидов, инфразвуковые колебания, зеленое свечение неба и возникновение неоднородностей плотности удается объяснить [2–5], привлекая механизмы, связанные с развитием модуляционного взаимодействия в земной ионосфере.

Модуляционное взаимодействие — важный процесс, влияющий на распространение волн в плазме. Модуляционное взаимодействие иногда рассматривается как разновидность сильных нелинейных взаимодействий [6]. Оно является ключевым при развитии турбулентности, в процессах самоорганизации, а также при переходе от слаботурбулентного состояния к сильной турбулентности; приводит к образованию сильнокоррелированных структур (солитонов, кавитонов и т.д.), генерации сильных магнитных полей, нагреву и эффективному ускорению частиц. При рассмотрении модуляционного процесса довольно часто используется термин модуляционная неустойчивость. Но необходимо учитывать, что модуляционная неустойчивость есть лишь описание нелинейного модуляционного процесса на его первых стадиях, когда в каком-то приближении начальные волновые поля можно считать задан-

ными или фиксированными. Первыми работами по модуляционным неустойчивостям были [7–9], где рассматривались широкие спектры ленгмюровских волн, и [10, 11], где исследовалась так называемая колебательная двухпоточковая неустойчивость одиночной плоской волны. С тех пор многие авторы обратили внимание на тему модуляционного взаимодействия. В важной публикации [12] приведены уравнения Захарова, самосогласованно описывающие (в простейшем подходе) модуляционное взаимодействие, а также введен термин “волновой коллапс” для описания самосжатия трехмерного волнового пакета ленгмюровских волн. В работе [13] предложена самосогласованная нелинейная кинетическая теория модуляционных взаимодействий, которая естественным образом позволяет получить пределы применимости уравнений Захарова. Первоначально исследования модуляционного взаимодействия представляли собой пример теоретических фундаментальных работ. Однако вскоре обнаружилось самые разные приложения как для лабораторной плазмы, так и для природных систем, что привело к дальнейшим интенсивным теоретическим исследованиям [14–21]. Проблемы ионосферы, связанные с исследованиями модуляционного взаимодействия, решались, начиная с 1970–1980-х гг. (см., например, [18]).

В настоящее время неисследованной задачей является генерация магнитных полей при пролете метеороидов в атмосфере Земли. Наблюдения с магнитометров показали, что во время пролетов метеороидов возникают магнитные поля, связанные с метеороидным хвостом, которые имеют характерные значения $(0.01 - 0.1) \times 10^{-5} \text{ Гс}$ [22, 23]. Из магнитограмм вертикальной составляющей геомагнитного поля были сделаны выводы, что появление хвоста метеороида по радионаблюдениям совпадает с временем наблюдения магнитных импульсов. Магнитный эффект от Тунгусского метеорита рассматривался в [24]. В более поздних работах исследовались вариации магнитных полей во время пролетов метеороидов со значениями вплоть до $\delta \mathbf{B} = 10^{-4} \text{ Гс}$ [25].

Развитие модуляционного взаимодействия высокочастотных волн, приводящего к генерации низкочастотных поперечных электрических полей, сопровождается довольно интенсивной генерацией квазистационарных магнитных полей [6]. Целью настоящей работы является определение квазистационарных магнитных полей, образующихся в результате развития модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн при взаимодействии метеороидных хвостов с ионосферой Земли, и их сравнение с магнитными полями, возникающими во время пролетов метеороидов. Обсуждается также возникновение низкочастотных электромагнитных волн в результате разви-

тия модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн, следствием которого может быть возникновение электрофонных шумов во время пролетов метеороидов.

МОДУЛЯЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

При взаимодействии хвоста метеороида и плазмы ионосферы могут развиваться турбулентные процессы, приводящие, в конечном итоге, к возбуждению ленгмюровских колебаний [26]. В условии установления турбулентности в плазме в результате нелинейных взаимодействий наиболее эффективно возбуждаются именно ленгмюровские волны [27]. В [3, 4] было показано, что в хвостах метеороидов развивается интенсивная плазменная турбулентность. Здесь рассматривается ленгмюровская турбулентность.

Хорошо известно, что существует нелинейный модуляционный механизм возбуждения квазистационарного магнитного поля в плазме, в которой возбуждены сильные высокочастотные волны потенциального типа, например, ленгмюровские волны [28]. Природа потенциальных модуляционных неустойчивостей состоит в том, что спонтанно возникшее (например, из-за флуктуаций) в некоторой локально ограниченной области плазмы разрежение плотности начинает захватывать колебания. В результате увеличивается давление высокочастотного поля колебаний, и под действием стрикционной силы происходит вытеснение из этой области электронов. Из-за квазинейтральности одновременно с электронами вытесняются также и ионы, что приводит к увеличению начального разрежения плотности. Это, в свою очередь, увеличивает захват колебаний и т.д. [7–9]. Вследствие этого процесса происходит модуляция плотности плазмы и амплитуды потенциальной волны. Поэтому данная неустойчивость получила название модуляционной.

Одновременно с этим процессом должен идти и другой, связанный с нарастанием спонтанных магнитных полей. Однако физика этого процесса другая. Случайно возникшее магнитное поле, в первую очередь, локально изменяет фазу колебаний. Такие колебания с неоднородным распределением фазы, интерферируя друг с другом, создают средний вихревой ток, который усиливает флуктуации магнитного поля. Это, в свою очередь, увеличивает неоднородность фаз колебаний и т.д. Таким образом, данный процесс также имеет характер неустойчивости, которая называется магнитно-модуляционной неустойчивостью [28], поскольку возбуждение магнитных полей сопровождается модуляцией фаз колебаний.

Рассмотрим возбуждение квазистационарных магнитных полей, образующихся в результате развития модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн при взаимодействии метеороидных хвостов с ионосферой Земли, используя стандартные методы, развитые в [28]. При этом используются уравнения Максвелла в фурье-представлении, описывающие модуляционное взаимодействие ленгмюровских волн в присутствии магнитного поля, в виде [6, 28]

$$\left[k_i k_j - \delta_{ij} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \right] E_j = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} (j_i^1 + j_i^2 + j_i^3), \quad (1)$$

где $j^k \sim E^k$ – плотности тока, k – модуль волнового вектора, ω – частота ленгмюровской волны накачки, E – напряженность электрического поля. В правой части учитываются члены разложения по степеням полей волн вплоть до кубических.

Для самосогласованного рассмотрения проблемы, учитывающего как влияние электрических полей ленгмюровских волн на магнитные поля, так и влияние магнитных полей на эволюцию ленгмюровских волн, необходимо учитывать и квадратичную, и кубическую нелинейность. В настоящей статье ограничимся выводом выражения, характеризующего влияние электрических полей ленгмюровских волн на магнитные поля. Для этого достаточно ограничиться лишь нелинейным описанием с точностью до членов разложения по степеням полей волн вплоть до квадратичных.

Линейный член разложения плотности тока имеет вид $j_i^1 = \sigma_{ij} E_j$, где σ_{ij} – тензор проводимости однородной немагнитной плазмы, тогда как квадратичный член равен $j_i^2 = \int S_{ijl}(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{k}_1, \omega_1; \mathbf{k}_2, \omega_2) E_{1,j} E_{2,l} d_{1,2}$, где S_{ijl} – нелинейный отклик среды второго порядка, $d_{1,2} = \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) d\omega_1 d\mathbf{k}_1 d\omega_2 d\mathbf{k}_2$.

При распространении продольных волн происходит генерация низкочастотных поперечных полей согласно уравнению

$$\left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \right] \mathbf{E}' = \frac{8\pi i \omega}{k^2 c^2} \int [\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{S}_{2,3}^{(2)})] E_2^+ E_3^- d_{2,3}, \quad (2)$$

где поперечная диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon' = 1 + \sum_{\alpha} \frac{2\pi e^2}{\omega} \int \frac{d\mathbf{p}_{\alpha}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i0} \times \left[v_l \left(1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega} \right) + \frac{k_l}{k^2} \left(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \frac{\mathbf{k}^2 \cdot \mathbf{v}^2}{\omega} \right) \right] \frac{\partial}{\partial p_l} \Phi_{\alpha}. \quad (3)$$

Здесь Φ_{α} – невозмущенная функция распределения частиц сорта α , \mathbf{v} – вектор скорости волны, \mathbf{k} – волновой вектор.

Считаем, что плазма изотропна и однородна. Кинетическое уравнение (для функции распределения $f_{e,i}$, учитывающей возмущения), описывающее поведение такой плазмы в магнитном поле имеет вид

$$\frac{\partial f_{e,i}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_{e,i}}{\partial \mathbf{p}} + q_{e,i} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_{e,i}}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad (4)$$

Используя методы теории возмущений и решая кинетическое уравнение, можно найти отклики среды второго порядка малости. В итоге, в данном случае получаем

$$S_{2,3,i}^{(2)} = \int -\frac{e^3}{2|\mathbf{k}_2||\mathbf{k}_3|} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{v_i}{\omega_{2+3} - \mathbf{k}_{2+3} \cdot \mathbf{v}} \times \left[\left(\mathbf{k}_2 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) \frac{1}{\omega_3 - \mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{v}} \left(\mathbf{k}_3 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) + (2 \leftrightarrow 3) \right] \Phi, \quad (5)$$

где символ $2 \leftrightarrow 3$ означает взаимную смену индексов.

Используя (1), (4), (5), получаем следующее соотношение, характеризующее связь квазистационарного магнитного поля и электрических полей ленгмюровских волн в Фурье-представлении:

$$\delta \mathbf{B} = \frac{iec}{m_e \omega_{pe}} \int \frac{\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^2 c^2 - \omega^2 \epsilon} \mathbf{E}_2^+ \times \mathbf{E}_3^- d_{2,3}. \quad (6)$$

Здесь индексы “+” и “-” относятся соответственно к положительно- и отрицательно-частотным полям в спектре ленгмюровских волн. Отсюда можно найти характерные значения вариаций магнитного поля в хвостах метеороидов.

Применимость описанного метода для распространения волн поперек метеорных следов возможна в том случае, когда длина электромагнитной волны от метеорного следа много меньше ширины следа. В противоположной ситуации нужно учитывать эффекты неоднородности. Минимальные значения волновых векторов, удовлетворяющие этому условию, принимают значения $10^{-1} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ для различных размеров метеорных тел и, соответственно, различной ширины метеорных следов. Однако ленгмюровские волны могут распространяться и вдоль следа. Следовательно, в данной ситуации нет ограничений на минимальные значения волновых векторов. Полагаем, что ширина хвоста определяет некую максимальную длину волны (в направлении, перпендикулярном хвосту) и, как следствие, минимальное значение волнового вектора (в этом же направлении).

Из соотношения (6) можно найти амплитуду вариации магнитного поля в хвосте метеороида [30]

$$\Delta \delta B = \frac{ie\Delta(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)}{m_e c \omega_{pe}}, \quad (7)$$

где \mathbf{E}^* – комплексно-сопряженное значение напряженности электрического поля. Отметим, что соотношения (6) и (7) справедливы при выполнении условия $\omega_{pe} \gg |e\delta \mathbf{B}/m_e c|$. Иначе вывод выражения для $\delta \mathbf{B}$ существенным образом усложняется.

Для типичных параметров пылевой плазмы хвостов метеороидов ($T = 1 \text{ эВ}$, $n_e = 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $E^2/4\pi n_e T = 5 \times 10^{-3}$, $\omega_{pe} = 10^{10} - 10^{11} \text{ с}^{-1}$) вычисления дают значения $\delta \mathbf{B} = 5 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-6} \text{ Гс}$, что согласуется с наблюдаемыми величинами вариаций магнитного поля в хвостах метеороидов по измерениям магнитометров во время пролета метеорных тел звездных величин до +5 [22–25]. Для более ярких метеороидов с плотными метеороидными хвостами можно ожидать возникновения вариаций магнитных полей со значениями $\delta \mathbf{B} = 10^{-4} \text{ Гс}$, что соответствует максимальным наблюдаемым величинам.

Полученные значения вариаций магнитного поля $\delta \mathbf{B}$ характеризуют, вообще говоря, квазистационарные возмущения магнитного поля, которые могут наблюдаться в ионосфере. Однако возможна ситуация, когда ω и \mathbf{k} , описывающие фурье-компоненту $\delta \mathbf{B}$, связаны между собой законом дисперсии электромагнитных волн. В этой ситуации $\delta \mathbf{B}$ характеризует вектор магнитного поля электромагнитной волны, которая распространяется в атмосфере Земли и может достигать ее поверхности, где возможна ее трактовка как электрофонных шумов, имеющих метеорное происхождение [29–32]. Электрофонные шумы представляют собой низкочастотные колебания, которые регистрируются одновременно с пролетом метеороидов. Низкочастотные электромагнитные волны могут быть преобразованы в звуковые у поверхности Земли посредством различных приемников и выпрямителей [29] или в результате нагрева предметов и теплопроводности [33].

Схематически спектры ленгмюровских волн и низкочастотных электромагнитных шумов представлены на рис. 1 (ср. рис. 2.5 из [6]), где пики на спектре низкочастотных электромагнитных шумов представляют собой именно низкочастотные волны, характеризующиеся законом дисперсии электромагнитных волн. Таким образом, рассмотренный здесь эффект магнитомодуляционных возмущений может объяснить не только на-

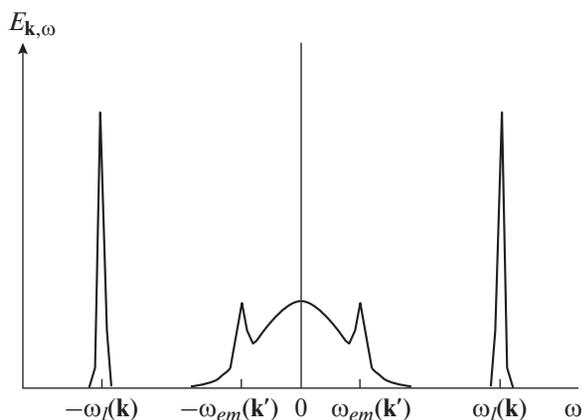


Рис. 1. Спектры ленгмюровских волн и низкочастотных электромагнитных шумов. Индексами “ l ” обозначены высокочастотные ленгмюровские волны, а индексами “ em ” – низкочастотные электромагнитные возмущения.

блюдаемые в ионосфере магнитные поля во время пролета метеороидов, но и электрофонные шумы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в плазменно-пылевой системе хвостов метеороидов могут возбуждаться ленгмюровские волны. Модуляционное взаимодействие этих волн приводит к возбуждению поперечных колебаний и возникновению магнитных полей в хвосте метеороида. Показано, что наблюдаемые магнитные поля, связанные с метеороидным хвостом, которые имеют характерные значения 10^{-6} – 10^{-4} Гс, сравнимы с магнитными полями, полученными при развитии магнитно-модуляционного взаимодействия ленгмюровских волн в хвостах метеороидов.

Магнитно-модуляционное взаимодействие ленгмюровских волн может приводить к генерации низкочастотных поперечных полей, объясняющих наблюдаемые электрофонные звуки от метеороидов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. М.: “Наука”, 1981. 416 с.
2. Борисов Н.Д., Копнин С.И., Попель С.И., Морозова Т.И. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 346.
3. Морозова Т.И., Попель С.И. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 993.
4. Morozova T.I., Kopnin S.I., Popel S.I., Borisov N.D. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 033703.
5. Morozova T.I., Popel S.I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1787. P. 012052.
6. Vladimirov S.V., Tsytoich V.N., Popel S.I., Khakimov F.Kh. Modulational Interactions in Plasmas. Dordrecht—Boston—London: Kluwer Academic Publishers, 1995. 539 p.
7. Веденов А.А., Рудаков Л.И. // ДАН. 1964. Т. 159. С. 767.
8. Гайлитис А.К. Некоторые вопросы взаимодействия излучения и быстрых частиц со средой: Дисс. на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 1964. 122 с.
9. Гайлитис А.К. // Изв. АН Латв. ССР, сер. физ.-техн. наук. 1965. Т. 4. С. 13.
10. Nishikawa K. // J. Phys. Soc. Japan. 1968. V. 24. P. 916.
11. Nishikawa K. // J. Phys. Soc. Japan. 1968. V. 24. P. 1152.
12. Захаров В.Е. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1745.
13. Хакимов Ф.Х., Цытович В.Н. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 1785.
14. Kruer W.L. Physics of Laser Plasma Interactions. Redwood City: Addison-Wesley, 1988.
15. Haar D. ter, Tsytoich V.N. // Phys. Rep. 1981. V. 73. P. 175.
16. Popel S.I., Vladimirov S.V., Tsytoich V.N. // Phys. Rep. 1995. V. 259. P. 327.
17. Goldman M.V. // Rev. Mod. Phys. 1984. V. 56. P. 709.
18. Shukla P.K., Stenflo L. // Phys. Rev. A. 1984. V. 30. P. 2110.
19. Shukla P.K., Stenflo L. // Phys. Fluids. 1986. V. 29. P. 2479.
20. Shukla P.K., Yu M.Y., Stenflo L. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. P. 1582.
21. Stenflo L. // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. P. 5355.
22. Калашников А.Г. // ДАН СССР. 1949. Т. 66. № 3. С.373.
23. Калашников А.Г. // Известия АН ССР. 1952. Сер. Геофизика. № 6. С. 7.
24. Иванов К.Г. // Метеоритика. 1961. Вып. 21. С. 46.
25. Черногор Л.Ф. // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60. С. 375.
26. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971. 424 с.
27. Цытович В.Н. // УФН. 1966. Т. 90. С. 435.
28. Бельков С.А., Цытович В.Н. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1293.
29. Keay C.S.L. // Science. 1980. V. 210. P. 11.
30. Verveer P., Bland A., Bevan A.W.R. // 63rd Annual Meteoritical Soc. Meeting. 2000.
31. Zgrablic G., Vinkovic D., Gradečak S., Kovačić D., Biliskov N., Grbac N., Andreić Ž., Garaj S. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. SIA 11–1. <https://doi.org/10.1029/2001JA000310>
32. Trautner R., Koschny D., Witasse O., Zender J., Knöfel A. // Proc. of Asteroids, Comets, Meteors – ACM 2002. International Conf. 2002. P. 161.
33. Spalding R., Tencer J., Sweatt W., Conley B., Hogan R., Boslough M., Gonzales G., Spurný P. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 41251. <https://doi.org/10.1038/srep41251>

**РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА**

УДК 533.9

**ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ПОТОКА
СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ 5 мкс,
ГЕНЕРИРУЕМОГО В ПЛАЗМЕ ПРИ РЕЛАКСАЦИИ РЭП**

© 2022 г. А. В. Аржанников^{a, b}, С. Л. Синицкий^{a, b}, Д. А. Самцов^{a, *}, Е. С. Сандалов^{a, b},
С. С. Попов^{a, b}, М. Г. Атлуханов^a, М. А. Макаров^a, П. В. Калинин^{a, b},
К. Н. Куклин^a, А. Ф. Ровенских^a, В. Д. Степанов^{a, b}

^a Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

*e-mail: D.A.Samtsov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 13.05.2022 г.

После доработки 15.06.2022 г.

Принята к публикации 20.06.2022 г.

В Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера (ИЯФ СО РАН) проводятся экспериментальные и теоретические исследования процесса генерации субмиллиметрового электромагнитного излучения с характерными частотами 0.1–0.5 ТГц в условиях интенсивного пучково-плазменного взаимодействия. Генерация излучения осуществляется на специализированной установке ГОЛ-ПЭТ при коллективной релаксации импульсного релятивистского электронного пучка (РЭП с параметрами: энергия электронов 0.6 МэВ, ток пучка 15 кА, длительность импульса 5 мкс) в плазменном столбе с плотностью плазмы $(0.5–1) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в условиях его удержания в вакуумной камере с гофрированным магнитным полем (отношение максимального и минимального значений магнитной индукции в гофрах $B_{\text{max}}/B_{\text{min}} = 4.5/3.2$ Тл). Важной особенностью проводимых исследований является наличие в плазменном столбе специально созданных неоднородностей по радиусу в сечении и по длине. В ранее проведенных экспериментах при этих условиях достигнут высокий уровень мощности (около 10 МВт) в потоке субмиллиметрового излучения, выведенном в атмосферу. Достигнута величина энергии излучения 7 Дж при длительности импульса 0.5 мкс, которая ограничена высокочастотным пробоем на вакуумной стороне выходного окна. Данная статья посвящена решению задачи по увеличению длительности импульса, генерируемого субмиллиметрового излучения такой высокой мощности. Это достигается подавлением ВЧ-пробоя у поверхности окна, через которое поток излучения выводится в атмосферу, и наращиванием длительности импульса мегавольтного напряжения, прикладываемого к ускорительному диоду, где генерируется РЭП.

Ключевые слова: РЭП, плазма, пучково-плазменное взаимодействие, волны в плазме, субмиллиметровое излучение, мегаваттный поток излучения

DOI: 10.31857/S0367292122600418

ВВЕДЕНИЕ

Значительный научно-практический интерес представляют исследования коллективного взаимодействия электронного пучка с плазмой с позиции формирования потоков субмиллиметрового электромагнитного излучения (длина волны $\lambda = 2–0.1$ мм, частота $f = 0.15–3$ ТГц) в такой системе. Также, такие лабораторные исследования могут быть полезны для объяснения механизмов генерации радиоизлучения в окрестности некоторых звезд и планет [1]. К тому же продолжается рост числа возможных приложений излучения данного частотного диапазона. В этой части спектра лежат вращательные уровни некоторых молекул в газах и колебания кристаллических решеток

в твердом теле [2]. Однако до сих пор полностью не решена проблема генерации мощного субмиллиметрового излучения, поскольку ни приборы вакуумной электроники, хорошо зарекомендовавшие себя в области СВЧ, ни лазерные методы генерации такого излучения, работающие на инфракрасных и оптических частотах, не могут эффективно применяться в этом частотном диапазоне.

В данной статье описаны экспериментальные исследования процесса генерации мегаваттного потока субмиллиметрового излучения (0.1–0.6 ТГц) при пучково-плазменном взаимодействии и выведении этого потока в атмосферу. Эксперименты проводятся на специализирован-

ной установке ГОЛ-ПЭТ в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера (ИЯФ СО РАН). Генерация осуществляется в процессе коллективной релаксации релятивистского электронного пучка (РЭП с параметрами: энергия электронов 0.6 МэВ, ток пучка 15 кА, длительность импульса 5 мкс) в плазменном столбе с заданным профилем плотности по его сечению и длине, в условиях его удержания в магнитном поле. За время инжекции РЭП происходит возбуждение и накачка в столбе плазменных колебаний, которые далее трансформируются в электромагнитные волны (ЭМ), выходящие из плазмы в виде потоков электромагнитного излучения. Характерные для данного эксперимента механизмы накачки плазменных колебаний и их трансформации в электромагнитные волны подробно описаны в работах [3, 4]. В соответствии с этими механизмами, частоты в спектре выходящего из плазмы ЭМ-излучения должны быть кратны основной плазменной частоте. Эксперименты в условиях наличия радиальных градиентов плотности плазмы по сечению столба позволили достигнуть уровня мощности 4 МВт в потоке излучения, выведенном в атмосферу [5]. Подчеркнем, что, согласно работе [5], высокая эффективность генерации на основной плазменной частоте должна достигаться в условиях квазипериодического возмущения плотности плазмы, которое создано под углом к направлению силовых линий магнитного поля. В дополнение к этому, увеличению мощности в потоке ЭМ-излучения, выводимого в атмосферу, способствует созданию области с резким понижением плотности плазмы на том конце плазменного столба, где сильноточный пучок выходит из него и поглощается в коллекторе. Однако подъем мощности ЭМ-излучения до высокого уровня привел к резкому ограничению длительности импульса до величины около 0.5 мкс, что вызвано развитием ВЧ-разряда с вакуумной стороны у выходного окна. Калориметрические измерения энергии в выведенном в атмосферу потоке ЭМ-излучения показали, что в этих условиях энергосодержание в нем достигает величины 7 Дж при длительности 0.5 мкс, что соответствует уровню средней импульсной мощности ≈ 10 МВт [6]. Повышение длительности выводимого в атмосферу потока субмиллиметрового излучения с такой высокой мощностью явилось главной задачей исследований на установке ГОЛ-ПЭТ, описанных ниже в данной статье.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка ГОЛ-ПЭТ состоит из двух основных модулей — из ускорителя У-2, генерирующего сильноточный релятивистский электронный пучок (РЭП) [7] с отмеченными выше параметрами и формирователя плазменного столба в соленоиде с гофрированным магнитным полем [8].

Схема плазменной секции установки представлена на рис. 1. Проведение эксперимента осуществляется в следующей последовательности. Вначале, в вакуумной камере создается магнитное поле с помощью охватывающего ее соленоида. Затем, с помощью системы импульсного напуска газа 3, 4 производится заполнение вакуумной камеры водородом H_2 и криптоном Кг так, чтобы получить требуемое распределение газов по ее длине за время 14 мс. Водород используется в качестве основного рабочего газа при создании плазмы. Криптон обеспечивает зарядовую нейтрализацию электронного пучка в системе магнитного сжатия и препятствует распространению водорода в ускорительный диод генератора электронного пучка У-2. Далее по времени, в созданном газовом облаке инициируется квазипериодический высоковольтный (26 кВ) разряд, который создает столб предварительной плазмы в условиях продольного гофрированного поля с отношением максимального и минимального значений магнитной индукции в гофрах $B_{max}/B_{min} = 4.5/3.2$ Тл. Инжекция РЭП начинается через 20 мкс после инициирования высоковольтного пробоя в газе, когда разрядный ток, имеющий амплитуду колебаний 20 кА, обращается в ноль после одного периода колебаний. Для измерения тока высоковольтного разряда и тока РЭП в различных сечениях вакуумной камеры используется набор поясов Роговского δ . Энергия пучка электронов определяется по напряжению, прикладываемому к ускорительному диоду, и может варьироваться в диапазоне 0.4–0.8 МэВ. Для измерения плотности плазмы применяются оптические диагностики: интерферометр Майкельсона 10 на длине волны 10.5 мкм и система томсоновского рассеяния 9 на длине волны 1.053 мкм.

Описываемые эксперименты по генерации субмиллиметрового ЭМ-излучения в пучково-плазменной системе были сосредоточены на достижении максимального энергосодержания за импульс в потоке излучения, распространяющегося вдоль оси установки и, далее, выходящем в атмосферу. Для достижения этой цели использован специально созданный в установке узел-расширитель, дополняющий вакуумную камеру там, где РЭП выходит из торца плазменного столба. Резкое понижение плотности плазмы на этом конце плазменного столба обеспечивает беспрепятственный выход потока электромагнитного излучения вдоль оси установки. В то же время электронный пучок распространяется далее в вакуумной полости этого узла, работающего в качестве расширителя сечения пучка в условиях сильно понижающейся индукции магнитного поля. Это приводит, соответственно, к снижению плотности тока РЭП в том месте, где он попадает на графитовый коллектор 5. В итоге оказывается,

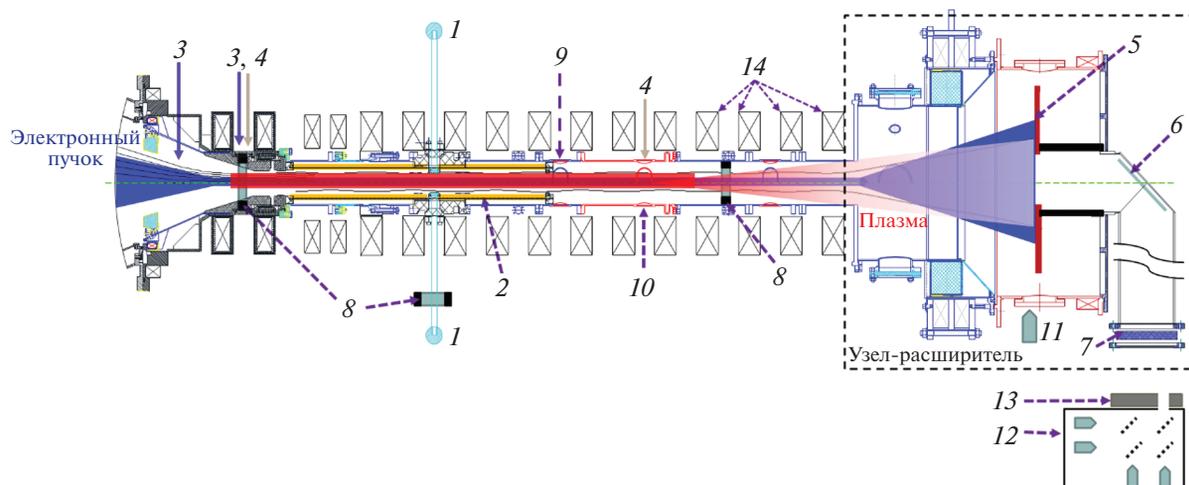


Рис. 1. Схема плазменной секции установки ГОЛ-ПЭТ. Высоковольтные электроды 1, кварцевая труба 2, клапаны системы напуска газов: криптона 3, водорода 4, графитовый коллектор 5, поворотное зеркало 6, выходное окно 7, пояса Роговского 8, узел Томсоновского рассеяния 9, интерферометр 10, ТГц детектор 11, полихроматор 12, панель газоразрядных ламп 13, катушки соленоида, создающие гофрированное магнитное поле 14.

что основная доля электронов РЭП поглощается на графитовом коллекторе большой площади, и лишь небольшая часть пучка поникает через отверстие в нем диаметром 16 см. При этом, вышедший из торца плазменного столба поток субмиллиметрового излучения также проходит через это отверстие. На выходе из отверстия поток оказывается захваченным в стальной трубе этого же диаметра, которая установлена непосредственно за этим коллектором. При дальнейшем распространении этого потока ЭМ-излучения по трубе, он отражается от поворотного зеркала 6, установленного под углом 45° к оси установки. Роль зеркала выполняет плоская полированная поверхность пластины из нержавеющей стали, имеющая эллиптическую форму, которая соответствует сечению при соединении двух одинаковых труб под углом 90° . Поток ЭМ-излучения, отраженный от зеркала, распространяется по стальной трубе и выводится в атмосферу через выходное окно 7, которое изготовлено из полимерного материала, хорошо пропускающего субмиллиметровое излучение.

Для регистрации характеристик генерируемого потока субмиллиметрового излучения используются детекторы на основе диодов с барьером Шоттки (ДБШ), которые дополнены частотно-селективными полосовыми фильтрами. Регистрация выполняется как отдельными детекторами 11, так и целым набором детекторов, входящим в состав восьмиканального полихроматора 12, предназначенного для анализа спектрального состава ЭМ-излучения [9]. Для измерения энергосодержания в потоке ЭМ-излучения используется специализированный калориметр,

предоставленный нам авторами работы [10]. Процесс измерения энергии излучения с помощью калориметра основан на поглощении энергии электромагнитного излучения в тонкостенной цилиндрической металлокерамической оболочке и регистрации изменения ее температуры при помощи большого числа (около 1000) последовательно включенных термопар. Для направления потока ЭМ-излучения, приходящего вдоль оси цилиндрической оболочки калориметра, именно на ее поверхность, авторами был установлен внутри нее навстречу потоку металлический конус с углом при вершине 32° . По частному сообщению создателей калориметра, его чувствительность, измеренная на частоте около 100 ГГц, имеет величину 90 мкВ/Дж. Эта величина незначительно отличается от чувствительности калориметра на частоте 10 ГГц (70 мкВ/Дж), которая была указана в [10]. Для целенаправленного использования этого калориметра при проведении измерений энергии импульса ЭМ-излучения в интервале частот 200–300 ГГц, мы заменили указанный выше конус на новый конус с углом при вершине 23° . Учитывая уменьшение толщины скин-слоя в материале цилиндрической оболочки с ростом частоты ЭМ-излучения, мы считаем, что чувствительность калориметра не может сильно измениться при смещении регистрации энергии излучения в окрестность частоты 300 ГГц. Описание экспериментов и результаты измерения энергосодержания в импульсном потоке ЭМ-излучения приведены в статье [11]. Исходя из представленного выше комментария по используемому калориметру, можно считать, что в ходе экспериментов достоверно измеряется энергия потока субмиллиметрового излучения за

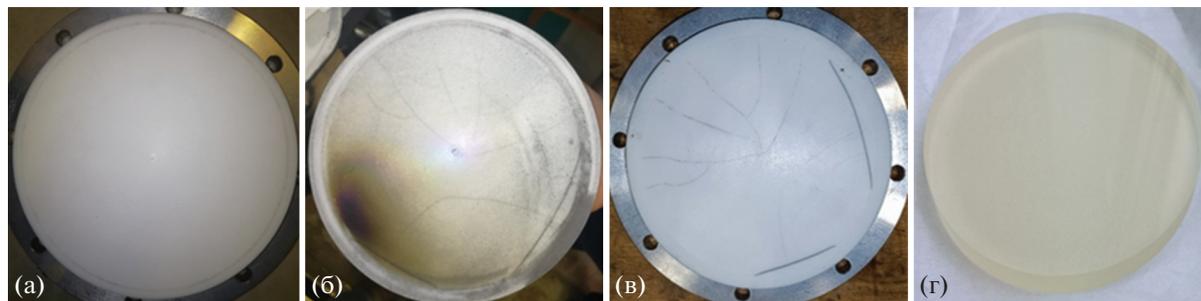


Рис. 2. Фотографии выходного окна в различных условиях: а) поверхность фторопластового окна до проведения экспериментов; б) поврежденная поверхность этого окна после серии экспериментов по генерации субмиллиметрового потока с мощностью масштаба 10 МВт; в) поврежденная поверхность после удаления с нее тонкого загрязняющего слоя; г) окно из полиимидпентена (англ. – TRX), до использования в эксперименте.

импульс, а, с учетом измеряемой длительности сигнала излучения, и абсолютная величина импульсной субмиллиметровой мощности. Для визуальной индикации распределения плотности мощности по сечению потока применяются панели газоразрядных ламп 13 [12].

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Мероприятия, обеспечившие увеличение длительности импульса субмиллиметрового излучения

В предшествующих сериях экспериментов на установке ГОЛ-ПЭТ, при выведении в атмосферу потока субмиллиметрового излучения с мощностью до нескольких мегаватт через фторопластовое выходное окно диаметром 140 мм и толщиной 20 мм обеспечивалась длительность импульса до 3-х мкс [5]. Указанная толщина материала обеспечила необходимые механические характеристики окна, выдерживающего перепад давления от вакуума до атмосферы. При переходе к пучково-плазменным экспериментам с резким спадом плотности плазмы на выходном торце плазменного столба, когда мощность субмиллиметрового потока поднялась до уровня выше 10 МВт, оказалось, что длительность импульса излучения, выведенного в атмосферу, упала ниже 1 мкс. Наблюдение интенсивности излучения в вакуумной камере на участке узла-расширителя пучка с помощью отдельного детектора (см. 11 на рис. 1) показало, что здесь импульс излучения имеет длительность до 4-х мкс. Это означает, что укорочение импульса потока излучения, выходящего в атмосферу, происходит из-за препятствия к его распространению, возникающего именно на выходном окне. Осмотры выходного окна показали наличие характерных повреждений поверхности фторопласта со стороны вакуума, свидетельствующие о горении высокочастотного разряда (см. рис. 2). Поглощение оставшейся доли пучка элект-

тронов на металлической поверхности зеркала приводит к наработке пристеночной плазмы. Возникновение ВЧ-пробоя на внутренней поверхности окна может быть вызвано последующим распространением этого паразитного разряда вдоль поверхности металлической трубы, искажением фронта волны и образованием пиков плотности мощности в сечении субмиллиметрового потока излучения, которые превышают предел по электрической прочности при заданных вакуумных условиях.

Для предотвращения развития ВЧ-пробоя на выходном окне были внесены изменения в конструкцию вакуумной камеры на участке вывода субмиллиметрового излучения в атмосферу. Прежде всего необходимо было увеличить расстояние между поворотным зеркалом и выходным окном. С этой целью была изготовлена и смонтирована металлическая труба, которая позволила отодвинуть выходное окно от поворотного зеркала от исходного расстояния 60 см до 210 см. Увеличение расстояния обеспечивало резкое понижение плотности в водородном облаке у выходного окна, которое возникает в результате подхода потока газа, распространяющегося вдоль вакуумной камеры при его импульсном напуске перед началом создающего плазму высоковольтного разряда. Сохранение хороших вакуумных условий у поверхности выходного окна должно предотвращать ВЧ-пробой в этой пространственной области. Кроме того, при распространении потока электромагнитного субмиллиметрового излучения после его отражения от зеркала происходит размывание областей с высокой плотностью мощности излучения в его сечении, которое тем больше, чем больше прошел поток ЭМ-излучения по трубе. Таким образом, удлинение трубы должно приводить к понижению пиков плотности мощности в сечении потока, приходящего на выходное окно, что также понижает вероятность возникновения ВЧ-пробоя у его поверхности. В дополнение к увеличению расстояния между зер-

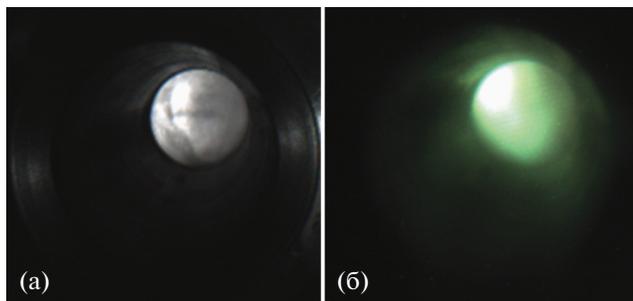


Рис. 3. Фотографии поверхности поворотного зеркала через окно, изготовленное из ТРХ, в случае подсветки зеркала с помощью лампочки со стороны распространения потока субмиллиметрового излучения (а), и во время прохождения РЭП через плазму (б).

калом и окном, была осуществлена замена в выходном окне фторопластового диска из полиметилпентена (ТРХ). Данный материал (ТРХ) обладает хорошим пропусканием потока субмиллиметрового излучения в диапазоне длин волн 0.1–2 мм и прозрачен в оптическом диапазоне (см. рис. 3) [13]. Это позволило нам осуществлять вывод через окно потока субмиллиметрового излучения при одновременной регистрации с помощью скоростной SDU-камеры изображения поверхности поворотного зеркала во время процессов, сопровождающихся свечением плазмы. Отметим, что для предотвращения возможных повреждений окна диаметром 140 мм, приводящих к прорыву атмосферного воздуха в вакуумную камеру, нами использован диск из полиметилпентена необходимой толщины 15 мм.

Чтобы обеспечить подъем длительности импульса генерируемого в плазме излучения, была увеличена продолжительность генерации РЭП в диоде ускорителя У-2 за счет трехкратного увеличения накопительной емкости в ГИНе ускорителя с 0.17 мкФ до 0.5 мкФ [7]. На рис. 4 приведены осциллограммы сигналов напряжения на диоде ускорителя и токов пучка на различных участках вакуумной камеры установки.

Результаты регистрации сигналов в случае использования ГИНа с емкостью 0.17 мкФ представлены линиями синего цвета (выстрел № 13774); сигналы от датчиков, когда емкость ГИНа была увеличена до 0.5 мкФ (выстрел № 14146), представлены красным цветом. Как видно из осциллограмм, увеличение емкости накопителя привело к тому, что напряжение на ускорительном диоде возросло до 600 кВ, и это напряжение удерживается на неизменном уровне около 4-х мкс. При таком напряжении на диоде возрос ток пучка электронов, как в диоде ускорителя, так и на участке камеры, где он проходит через плазменный столб. Отметим, что на начальном участке импульса РЭП величина полного то-

ка, измеряемого в сечении вакуумной камеры поясом Роговского на входе в плазменный столб (см. рис. 4в) меньше величины полного тока, измеряемого поясом Роговского на выходе плазменного столба (см. рис. 4г).

Такая разница в сигналах поясов Роговского вызвана нейтрализацией тока РЭП на входе в плазменный столб индуцированным в плазме током и низким уровнем нейтрализации тока пучка на выходе из столба из-за наличия вакуумного промежутка между торцом столба и графитовым коллектором, принимающим пучок. Как отмечалось выше, этот вакуумный промежуток с резким понижением плотности плазмы на торце формировался при создании столба предварительной плазмы с целью достижения максимального вывода генерируемого потока излучения вдоль оси установки. В условиях с таким вакуумным промежутком, ток высоковольтного разряда с электродов 1 замыкается главным образом в сторону ускорителя с амплитудой около 20 кА. Только его малая часть (около 2 кА) протекает в противоположную сторону вдоль внутренней поверхности кварцевой трубы и далее на ее конце стекает на металлическую камеру. Укажем, что зазор между кварцевой трубой и металлической камерой на этом участке около 0.5 см. Таким образом, в момент начала инжекции пучка торец плазменного столба имеет резкую границу с вакуумным объемом на участке камеры, где расположен конец кварцевой трубы, обращенный к коллектору. В этих условиях, обратный ток, генерируемый пришедшим на коллектор электронным пучком, протекает от этого коллектора по внутренней поверхности металлической камеры и далее переходит на торце кварцевой трубы в плазму, покрывающую внутреннюю поверхность этой трубы. Безусловно, такой переход обеспечивается электрическим пробоем по поверхности на торце кварцевой трубы, но этот пробой не мешает поддержанию резкой границы с понижением плотности на торце плазменного столба в течение времени 8 мкс, как это демонстрирует сигнал в канале томсоновского рассеяния (см. рис. 4е). Сигналы в каналах томсоновского рассеяния показали, что с началом инжекции пучка подрастание плотности плазмы до уровня $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ происходит в течение времени около 1 мкс. Далее по времени, величина плотности плазмы остается неизменной в течение около пяти микросекунд, что обеспечивает устойчивую генерацию субмиллиметрового излучения на таком временном интервале. Возвращаясь назад к вопросу о соотношении сигналов полного тока, измеряемого в камере на входе в плазменный столб и тока, измеряемого на выходе из него, можно заключить следующее.

Вполне естественно, что во время инжекции пучка с течением времени обратный плазменный

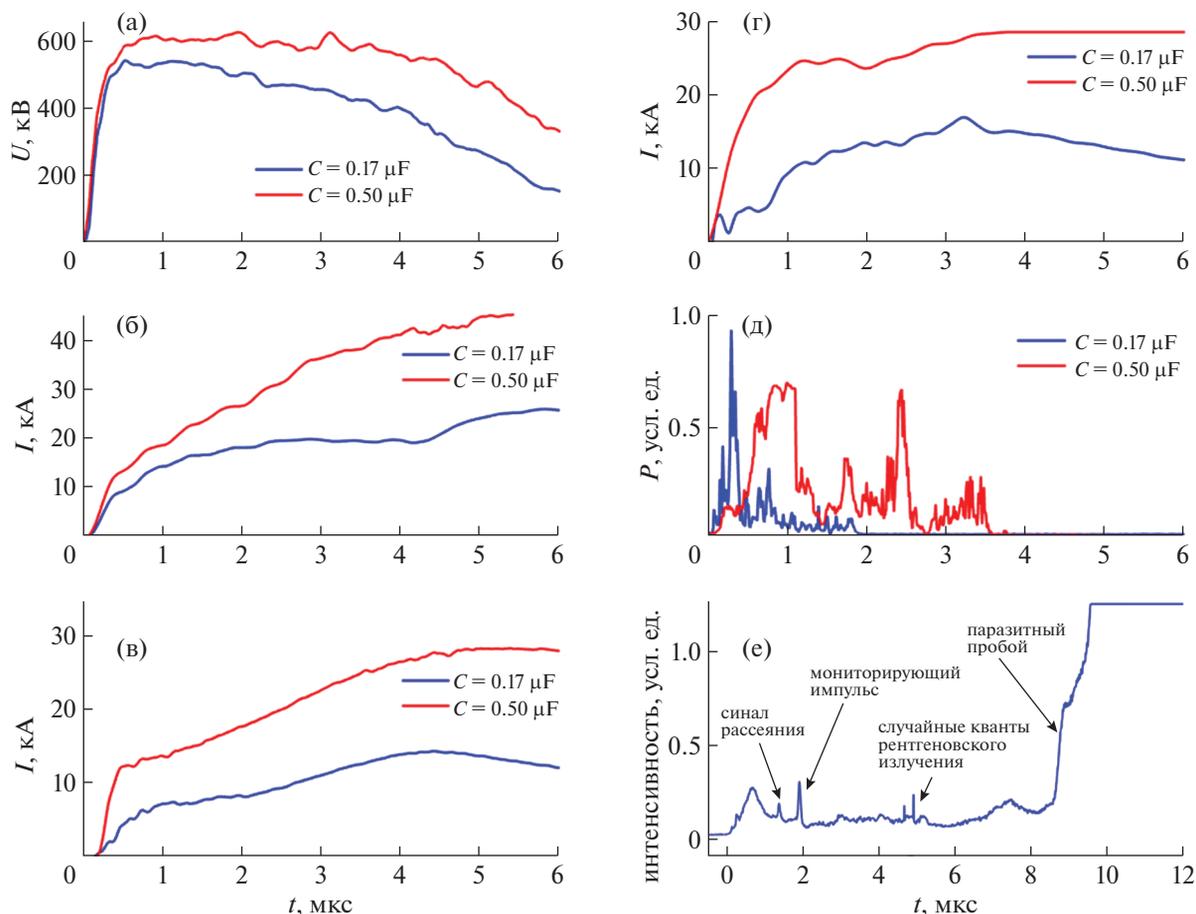


Рис. 4. Осциллограммы сигналов, характеризующие генерацию РЭП в ускорительном диоде при двух вариантах емкости накопителя в ГИНе (выстрел № 13774, $C = 0.17$ мкФ; выстрел № 14146, $C = 0.50$ мкФ). Напряжение на диоде U (а); ток I в ускорительном диоде (б); ток I на входе в плазменный столб (в); ток I на выходе из плазменного столба (г); сигнал с канала полихроматора на частоте 150 ГГц (д); сигнал в канале томсоновского рассеяния, регистрирующего плотность плазмы на расстоянии 1.8 см от центра плазменного столба (е).

ток затухает, и магнитное поле электронного пучка выходит из сечения плазменного столба к стенке вакуумной камеры, что сопровождается подъемом сигнала полного тока на входе плазменного столба до уровня сигнала на выходе. При этом замыкание обратного плазменного тока, как было указано выше, происходит в результате его перетекания со стенки металлической вакуумной камеры на слой плазмы, локализованный у внутренней поверхности кварцевой трубы.

Спектральный состав потока субмиллиметрового излучения длительностью 5 мкс

В результате реконструкции узла вывода субмиллиметрового излучения и увеличения энергоемкости ГИНа удалось увеличить длительность импульса потока субмиллиметрового излучения в атмосферу. На рис. 5 сопоставлена динамика спектрального состава потока субмиллиметрового излучения, полученного при прежних усло-

виях проведения экспериментов, с динамикой спектра излучения в потоке, зарегистрированном после проведения описанных выше изменений в конструкции и режиме работы установки. Спектральный состав потока излучения в прежних условиях эксперимента демонстрирует результат выстрела № 13774, а для условий в модернизированной установке – результат выстрела № 14146.

Сопоставление спектрального (частотного) состава в потоке субмиллиметрового излучения, регистрируемого в полихроматоре для этих двух случаев, показывает, что после модернизации установки ее величина в области частот 100–150 ГГц увеличилась с 2 Вт/ГГц до 5 Вт/ГГц. Это означает, что мощность в потоке субмиллиметрового излучения, выведенном в атмосферу, в новых экспериментальных условиях в два-три раза превысила ее прежний уровень, который, согласно работе [10], имел масштаб 10 МВт. При этом

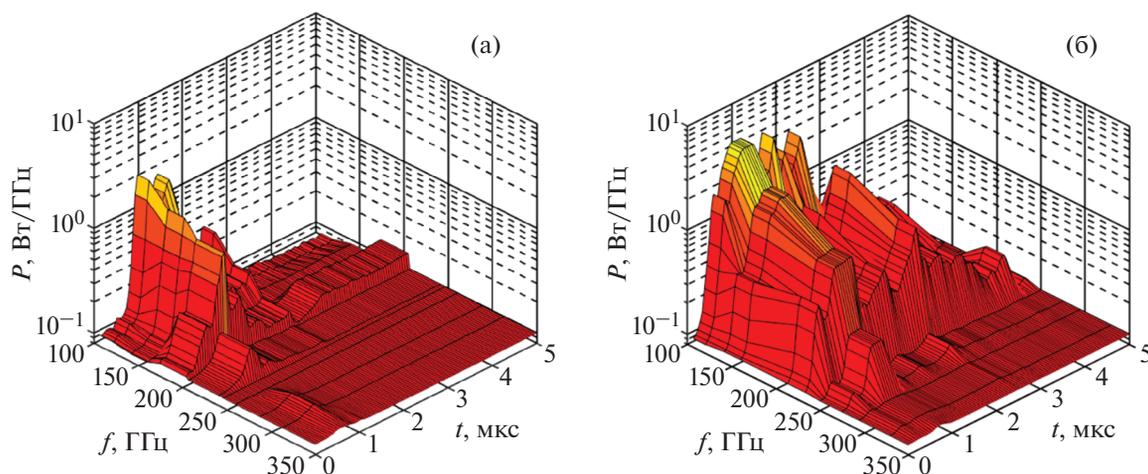


Рис. 5. Квазитрехмерная диаграмма спектрального (частотного) состава потока субмиллиметрового излучения при разной длительности инжекции электронного пучка и, как следствие, длительности генерации субмиллиметрового излучения: (а) генерация излучения около 2 мкс (выстрел № 13774), (б) генерация излучения около 4 мкс (выстрел № 14146).

длительность субмиллиметрового импульса выросла с одной до четырех микросекунд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам модификации условий эксперимента реализована генерация РЭП в ускорительном диоде при поддержании постоянного напряжения катода на уровне 0.6 МВ в течение времени 4 мкс, что обеспечило инжекцию электронного пучка в плазму в течение этого времени с неизменной энергией электронов и при повышенном токе пучка. Увеличение расстояния между поворотным зеркалом и окном для вывода излучения в атмосферу и замена материала этого окна с фторопласта на ТРХ привели к предотвращению ВЧ-пробоя на поверхности окна с вакуумной стороны. В этих условиях был обеспечен устойчивый вывод потока субмиллиметрового излучения в атмосферу в течение всего времени генерации его в плазме, которое составило около 5 мкс. Окно из ТРХ-материала, которое хорошо пропускает как электромагнитное субмиллиметровое излучение, так и свет в видимом диапазоне, позволило осуществить видеонаблюдение за состоянием вакуумного объема в узле вывода излучения и контролировать возникновение высокочастотного пробоя с помощью SDU-камеры. Проведенные измерения спектральной (частотной) плотности мощности в интервале частот 100–600 ГГц показали, что в результате проведенной модификации экспериментальных условий, в области частот от 100 до 250 ГГц ее величина возросла в три раза по отношению к предшествующей серии экспериментов, в которой импульсная мощность в потоке была на уровне 10 МВт.

Таким образом, длительность импульса излучения в потоке, выведенном в атмосферу, составила около 5 микросекунд при трехкратном увеличении импульсной мощности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00250-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K.A.* Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients // *Nat. Photonics*. 2013. V. 7. P. 680.
2. *Cairns I.H., Menietti J.D.* // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 29515.
3. *Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kasatov A.A., Kuznetsov S.A., Makarov M.A., Mekler K.I., Polosatkin S.V. et al.* // *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 2016. V. 6. № 2. P. 245. <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2016.2525783>
4. *Timofeev I.V., Annenkov V.V., Arzhannikov A.V.* // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. № 11. 113109.
5. *Arzhannikov A.V., Ivanov I.A., Kasatov A.A., Kuznetsov S.A., Makarov M.A., Mekler K.I., Polosatkin S.V., Popov S.S., Rovenskikh A.F., Samtsov D.A., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Annenkov V.V., Timofeev I.V.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2020. V. 62. № 4. 045002.
6. *Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L., Popov S.S., Timofeev I.V., Samtsov D.A., Sandalov E.S., Kalinin P.V., Kuklin K., Makarov M.A., Rovenskikh A., Stepanov V., Annenkov V., Glinitsky V.* // *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 2021. *TechRxiv*. <https://doi.org/10.36227/techrxiv.19360982.v1>
7. *Arzhannikov A.V., Bobylev V.B., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L., Tarasov A.V.* // *XVI International Sympos-*

- sium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. V. 2259. P. 392. SPIE.
8. *Arzhannikov A.V., Ivanov I.A., Kalinin P.V., Kasatov A.A., Makarov M.A., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Samtsov D.A., Sandalov E.S., Sinitsky S.L.* // Journal of Physics: Conf. Ser. IOP Publ. 2020. T. 1647. № 1. 012011.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1647/1/012011>.
 9. *Arzhannikov A.V., Ivanov I.A., Kuznetsov S.A., Samtsov D.A., Lazorskiy P.A., Gelfand A.V.* // IEEE 22nd Intern. Conf. Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM). 2021.
<https://doi.org/10.1109/EDM52169.2021.9507604>
 10. *Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Ковнеристый Ю.К., Кораблев Г.С., Кулагин И.С., Лазарева И.Ю., Цололихин В.И., Шульгин В.В.* // Приборы и техника эксперимента. 1992. № 2. С. 153.
 11. *Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L., Popov S.S., Timofeev I.V., Samtsov D.A., Sandalov E.S., Petr Kalinin, Kuklin K., Makarov M.A., Rovenskikh A.F., Stepanov V., Annenkov V., Glinsky V.* // IEEE Trans. THz Sci. Technol, Tech Rxiv. Preprint. <https://doi.org/10.36227/techrxiv.19360982.v1>
 12. *Samtsov D.A., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L., Makarov M.A., Kuznetsov S.A., Kuklin K.N., Popov S.S., Sandalov E.S., Rovenskikh A.F., Kasatov A.A., Stepanov V.D., Ivanov I.A., Timofeev I.V., Annenkov V.V., Glinskii V.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. V. 49. № 11. P. 3371.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3108880>
 13. *Рогалин В.Е., Каплунов И.А., Кропотов Г.И.* // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 6. С. 851.

РАСЧЕТ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ВИСМУТА© 2022 г. Е. М. Апфельбаум^а, *^а Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: apfel_e@mail.ru

Поступила в редакцию 21.04.2022 г.

После доработки 22.06.2022 г.

Принята к публикации 25.06.2022 г.

Впервые рассчитаны термодинамические функции и электропроводность низкотемпературной плазмы висмута в диапазоне температур 10–100 кК и значений плотностей меньших, чем треть от нормальной (9.79/3 г/см³). Для расчета термодинамических функций использовалась химическая модель, позволяющая найти так же и ионный состав плазмы висмута. Для электропроводности, использовалось приближение времени релаксации. Построены простые аппроксимации результатов расчета термодинамических функций.

Ключевые слова: низкотемпературная плотная плазма, висмут, давление, внутренняя энергия, электропроводность

DOI: 10.31857/S0367292122600352

ВВЕДЕНИЕ

Исследования уравнений состояния и электронных коэффициентов переноса (электропроводности, теплопроводности и термоэдс) продолжают уже больше века в самых разных областях фазовой диаграммы состояния вещества, включая и плазму [1–3]. Они необходимы для решения самых разных фундаментальных и прикладных задач, возникающих в процессах электровзрыва проводников, взаимодействия излучения и потоков частиц с веществом. Область низкотемпературной плотной плазмы для многих металлов и полупроводников расположена при температурах 5 кК < T < 100 кК, что сильно затрудняет проведение как экспериментов, так и соответствующих им расчетов. Тем не менее, в настоящий момент времени уже накоплено сравнительно много информации для различных веществ при таких температурах. Свидетельством этому являются обзоры [1–3], результаты экспериментов [4] или расчеты [5], появившиеся недавно. Висмут (химическое обозначение элемента Вi), однако стоит особняком среди остальных металлов, так как для него данные по теплофизическим свойствам в диапазоне температур 10–100 кК и плотностях ρ ниже нескольких г/см³ отсутствуют.

Температура плавления висмута достаточно низка ($T_m = 544.7$ К), что обуславливает большое число измерений и расчетов для твердого и жидкого состояния. Так, например, при температуре

$T = 300$ К плотность твердого вещества Вi составляет $\rho_n = 9.79$ г/см³, а плотность жидкого Вi при $T = T_m$ равна уже $\rho_m = 10.05$ г/см³, т.е. наблюдается рост плотности при увеличении температуры в интервале 300 К–544.7 К. Большое количество измерений при температуре выше температуры плавления, позволяет построить достаточно точные уравнения состояния для висмута [6] и даже оценить положение критической точки, которая на шкале температуры находится вблизи 4 кК [7]. При более высоких температурах уже 60 лет проводятся ударно-волновые измерения [8], но они в большинстве своем, изучают сжатые состояния при большой плотности $\rho > \rho_n$. При использовании в экспериментах пористых образцов висмута удается попасть в область разреженной плотности вплоть до $\rho \approx \rho_n/3$, но такие данные приведены практически в единственной работе [9] и без прямых измерений температуры. Современные наиболее точные (так называемые “первопринципные” [1–3]) расчеты как уравнений состояния, так и электронных коэффициентов переноса тоже ориентируются на области значений плотности висмута, соответствующие условиям ударно-волнового сжатия, т.е. при $\rho \sim \rho_m$ и выше [2, 3]. Таким образом, при сравнительно низких плотностях данные по рассматриваемым теплофизическим свойствам для Вi отсутствуют. Заметим, что висмут вместе со свинцом, а также их эвтектикой является одним из основных рабочих материалов в ядерной энергетике [4], причем теп-

лофизические свойства как висмута, так и свинца требуются в широкой области параметров, которые захватывают и низкотемпературную плазму при сравнительно низких плотностях. Поэтому целью настоящей работы была разработка физической модели с учетом теоретических и экспериментальных данных, позволяющей рассчитывать параметры вещества висмута в интервале температур 10–100 кК и плотности вещества при $\rho \leq \rho_n/3$.

Ранее нами была разработана модель расчета теплофизических свойств низкотемпературной частично ионизованной плазмы (с нейтральной компонентой) в указанной выше области. Она построена на химическом подходе и приближении времени релаксации и с успехом применялась к ряду металлов и полупроводников [10, 11] (см. также ссылки в этих работах). Сравнение результатов расчетов по этой модели с недавними экспериментальными данными для свинца продемонстрировало хорошее согласие как для давления, так и для проводимости плазмы [11]. Поэтому в настоящем исследовании она использовалась для аналогичных расчетов также в плазме висмута. Хотя сами эти подходы не являются новыми, но для Bi , как будет показано ниже, заново потребовалось подобрать параметры модели (сечения различных атомных процессов, параметры потенциалов взаимодействия), соответствующие именно Bi , что составляет новизну данной модели помимо самих результатов расчетов.

Далее статья будет построена следующим образом: мы кратко представим используемую химическую модель для термодинамики и приближение времени релаксации для электропроводности, а затем представим некоторые новые результаты.

МОДЕЛЬ

Химические модели в плазме используются уже около века начиная с работ Саха и других исследователей, см. [12] и ссылки там. Изначально, этот подход, называемый также “химическим” предназначен для описания сравнительно разреженной среды, но может использоваться и в более плотной области, как это сделано, например, в [13]. В рамках химического подхода вещество представляется как смесь нескольких взаимодействующих между собой компонент, что позволяет использовать приближенные аналитические выражения [12]. Этим он отличается от так называемого физического подхода [12], в котором вещество представляется как совокупность электронов и ядер, и который используется в первопринципных моделях [1–3]. Для висмута в рассматриваемой области достаточно учесть наличие электронов, положительных ионов с кратностью заряда до $+5|e|$ и нейтральных атомов, так

как при температуре $T > 10$ кК более сложные комплексы уже не существуют, а при $T < 100$ кК ионы с большим зарядом еще не появляются. Здесь и далее e будет обозначать элементарный заряд. Нижний индекс s нумерует компоненты: $s = e, i, a$ для электронов, ионов и атомов соответственно (атомная компонента будет еще обозначаться и индексом “0”); V – объем системы, N_s – число частиц сорта s , $n_s = N_s/V$ – их концентрация. Далее предполагается, что свободную энергию F такой системы можно представить в аддитивном виде

$$F(N_a, N_1, \dots, N_5, N_e, V, T) = \\ = F_{id} + F_{int} = F_{id} + F_{Ch-Ch} + F_{a-Ch} + F_{a-a}, \\ \mu_i = \frac{\partial F}{\partial N_i} \Rightarrow \mu_{i+1} + \mu_e = \mu_i \quad i = 0, 1, 2, \dots, 6; \quad (1)$$

$$\mu_s \equiv \mu_s(n_a, n_1, \dots, n_5, n_e, T).$$

В первой строке (1) “ id ” означает вклад идеальной смеси невзаимодействующих частиц, а остальная часть отвечает за вклад из-за взаимодействия: “ $Ch-Ch$ ” – заряд–заряд, “ $a-Ch$ ” – атом–заряд, “ $a-a$ ” – атом–атом. Выражение для F_{id} является суммой вкладов от отдельных компонент, а свободная энергия однокомпонентной идеальной системы имеет хорошо известный аналитический вид для классической системы и выражение в виде простой квадратуры для вырожденной [14]. В нашем случае электроны могут быть вырождены, а тяжелые частицы всегда классические. Следует заметить, что аддитивное представление вклада от взаимодействия в 1-й строке (1) имеет некоторые обоснования лишь при сравнительно малых значениях плотности. Ниже мы оценим границы применимости такого приближения. Вторая строка в (1) представляет собой хорошо известный закон действующих масс, где μ_s – это химический потенциал компоненты s . Если подставить в этот закон явный вид химических потенциалов компонент (с учетом аналитического вида идеальных вкладов μ_{id}), то получится не менее известная система уравнений типа Саха с учетом взаимодействия [12], записываемая в явном виде как

$$\begin{cases} \frac{n_{s+1}}{n_s} = \frac{Q_s^*}{Q_{s+1}^*} \exp \left[-\frac{1}{k_B T} (I_s - \Delta I_s + \mu_{id}(n_e, T)) \right] \\ \Delta I_s = \Delta \mu_s + \Delta \mu_e - \Delta \mu_{s+1}, \quad s = 0, 1, \dots, 6 \\ \Delta \mu_s = \frac{\partial F_{int}}{\partial N_s}, \quad \Delta \mu_e = \frac{\partial F_{int}}{\partial N_e} \\ n_0 + \sum_{s>0} n_s = \rho/m_a, \quad \sum_{s>0} s n_s = n_e. \end{cases} \quad (2)$$

Два уравнения в нижней строке этой системы являются законами сохранения массы и заряда соответственно. Кроме этого, в (2) фигурирует масса атома m_a , постоянная Больцмана k_B , потенциалы ионизации положительного иона I_s (индекс $s = 1, 2, \dots$ соответствует величине потенциала ионизации соответственно однократно, двукратно и т.д. ионизованного атома, а индекс $s = 0$ соответствует потенциалу ионизации нейтрального атома) и их снижение из-за взаимодействия частиц ΔI_s . Так же μ_{id} — это идеальная часть химического потенциала электронной компоненты, $\Delta\mu_s$ — вклад в μ_s из-за взаимодействия. Чтобы решить (2) нужно задать внутренние статистические суммы Q_s атомов и ионов, которые вычисляются стандартным образом: $Q_s = Q_s(T) = \sum_j g_j \exp(-E_{js}/k_B T)$, где E_{js} — электронные уровни частицы сорта s , а g_j — вырождение этого уровня. Данные по I_s , E_{js} есть в базе данных NIST [15]. Кроме этого, нужно ограничить суммирование в выражении для Q_s , чтобы оно было сходящимся. Это можно сделать различными способами [12], но все они являются приближенными. Например, даже формула (метод) Планка–Ларкина, которая наиболее обоснована, дает некорректную заселенность высоко лежащих уровней [12]. Однако, при достаточно низких плотностях ($\approx 0.1\rho_n$ и ниже) и при $T < 100$ кК, когда не возбуждаются высоко лежащие энергетические уровни атомов и ионов, различные методы ограничения статистической суммы дают очень близкие результаты [12, 13]. Самый простой из них — это просто пренебречь этими высоко лежащими уровнями. Он и использовался в этой работе, — для каждого иона или атома учитывались все уровни, представленные в базе данных [15]. Этот метод вполне обоснован при сравнительно низких значениях T , когда все потенциалы ионизации атомов и ионов все еще достаточно велики по сравнению с температурой T . Для ионов это выполняется для всех значений температуры $T \leq 100$ кК, что является верхней границей области применимости по температуре для нашей модели. Для атомов в интервале температур при T от 50 кК до 100 кК это условие не выполняется. Поэтому для них в этой области использовалась формула Планка–Ларкина, которая дает все еще корректные результаты в диапазоне значений $T \leq 100$ кК.

Кроме Q_s нужно задать поправки на взаимодействие, т.е. слагаемые F_{Ch-Ch} , F_{a-Ch} , F_{a-a} в (1) и их производные в (2). Они задавались так же, как и в наших предыдущих работах для других веществ [10, 11]. Для описания термодинамики заряженных компонент (F_{Ch-Ch}) использовалась модель [16], а для двух других вкладов использовалось вириальное разложение, оборванное на

втором вириальном коэффициенте $B_{sa}(T)$. В этом приближении выражения для вкладов в свободную энергию F имеют вид [14]

$$\begin{aligned} VF_{a-Ch} &= 2k_B T N_a \sum_{s=e,i} B_{sa}(T) N_s, \\ VF_{a-a} &= k_B T N_a^2 B_{aa}(T), \\ B_{sa}(T) &= 2\pi \int_0^{+\infty} \left(1 - e^{-U_{sa}(r)/(k_B T)}\right) r^2 dr, \\ U_{a-Ch}(r) &= -\frac{\alpha}{2(r^2 + r_0^2)^2}, \\ U_{a-a}(r) &= \varepsilon_M (X_M^2 - 2X_M), \\ X_M &= \exp(-\alpha_M(r - r_M)). \end{aligned} \tag{3}$$

Для применения (3) нужно задать потенциал взаимодействия $U(r)$. Как и прежде для F_{a-Ch} использовался потенциал Бакингема, а для F_{a-a} — потенциал Морзе. Их функциональный вид приведен в (3). U_{a-Ch} представлен в атомных единицах, где поляризуемость атома висмута $\alpha = 48 (a_B)^3$, a_B — радиус Бора. Остальные параметры потенциалов подбирались, чтоб воспроизводить известные экспериментальные основные уровни отрицательного иона (для r_0 в U_{e-a}), молекулярного иона (для r_0 в U_{i-a}) и колебательные константы нейтральных димеров. Кроме этого, выражение для $B_{sa}(T)$ должно быть еще регуляризовано, чтобы исключить влияние связанных состояний. Необходимые для этого формулы представлены в [10, 11]. Здесь же приведем только параметры потенциалов взаимодействия: $r_0 = 2.675 a_B (e-a)$, $r_0 = 2.515 a_B (i-a)$, $r_M = 1.59 a_B$, $\varepsilon = 2.774$ эВ, $\alpha r_M = 1.961$. Отметим, что результатом решения (1) являются не только термодинамические функции, но и ионный состав, т.е. значения плотности частиц $n_e, n_a, n_1, \dots, n_5$ при заданных значениях плотности вещества ρ и температуры T . Ионный состав может быть использован далее при расчете транспортных коэффициентов в приближении времени релаксации.

Приближение времени релаксации (ПВР) является широко используемым методом для расчетов в области низкотемпературной плотной плазмы. Оно так же строго обосновано при не очень высоких плотностях вещества, когда можно учитывать только парные столкновения. Ниже мы рассмотрим этот вопрос подробнее. Само ПВР описано и выведено во многих учебниках, см., например [17], где оно представлено для случая т.н. “лоренцевой плазмы” [17], когда перенос осуществляется легкими частицами (электронами) с кинетической энергией ε , рассеивающимися на тяжелых (ионах, атомах), что как раз соот-

ветствует нашей задаче. Это позволяет получить [17] следующие результирующие формулы для электропроводности σ :

$$\sigma = -\frac{2|e|^2\sqrt{2m_e}}{3\pi^2\hbar^3} I_{3/2}, I_n \equiv I_n\left(\frac{\mu_{id}}{k_B T}\right) = \int_0^\infty \varepsilon^n \tau(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon, \quad (4)$$

$$f_0 = \frac{1}{\exp[(\varepsilon - \mu_{id})/k_B T] + 1}.$$

В (4) к используемым ранее в (2), (3) физическим константам добавляются заряд e , масса электрона m_e и постоянная Планка \hbar . Кроме этого в (4) $\mu_{id} = \mu_{id}(n_e, T)$ как и в (2), f_0 – функция распределения Ферми–Дирака, а τ – время релаксации, которое задается как

$$\tau^{-1}(\varepsilon) = \sum_{s=i,a} n_s A_{es}^T(\varepsilon) u = \tau_{ea}^{-1}(\varepsilon) + \sum_{s=i} \tau_{es}^{-1}(\varepsilon), \quad (5)$$

$$\varepsilon = m_e u^2 / 2.$$

В (5) u – скорость налетающего электрона. Кроме плотности частиц n_s для вычисления τ нужны и транспортные сечения рассеяния электронов на положительных ионах и на атомах $A_{es}^T(\varepsilon)$. Для электрон-ионных ($e-i$) столкновений использовалось сечение Резерфорда со сходящимся кулоновским логарифмом как в [11], для сечения электрон-атомных ($e-a$) столкновений использовались недавно появившиеся данные измерений [18]. Электрон-электронные ($e-e$) столкновения учитываются через специальный фактор γ_{ee} [19], т.е. $\tau_{ei}^{-1}(\varepsilon) \rightarrow \gamma_{ee} \tau_{ei}^{-1}(\varepsilon)$.

Перед тем как перейти к результатам напомним, что приближения, использованные в настоящей модели, накладывают ограничения на область ее корректного применения по плотности вещества сверху, которые можно оценить стандартными методами [10, 11]. Для висмута ограничивающая плотность при температуре $T = 10$ кК оказалась около 3 г/см^3 , и по мере роста температуры она увеличивалась до нормальной при $T \approx 100$ кК. Рассмотрим этот вопрос более детально. Для вириальных разложений соответствующий критерий определяется малостью поправочного слагаемого по отношению к вкладу идеального газа [14]. Т.е. для взаимодействий $s-a$, $a-a$ ($s = e, i$) можно ввести безразмерные параметры [10, 14] $A_{sa} = |2B_{sa} n_a n_s / (n_a + n_s)|$ и $A_{aa} = |B_{aa} n_a|$. Условие $\max(A_{sa}, A_{aa}) \leq 1$ определяет область применимости построенной модели по отношению к вириальным разложениям. Кулоновские системы характеризуются параметром неидеальности $\Gamma = |e|^2 n_e^{1/3} / (k_B T)$ [12]. Модель F_{Ch-Ch} и других термодинамических функций, развитая в [16], и используемая нами, верна при любых значениях Γ

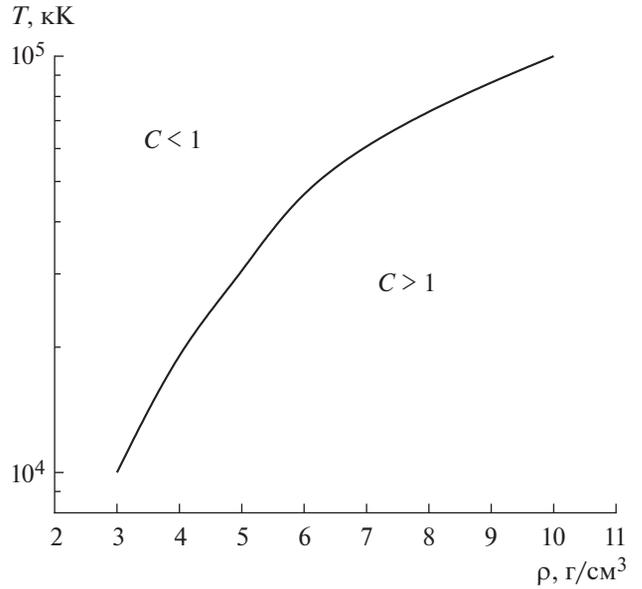


Рис. 1. Область применимости модели на графике зависимости температуры T и плотности ρ висмута (область применимости соответствует значению $C < 1$, – выше кривой $T(\rho)$).

сама по себе. Но мы используем ее в рамках аддитивного представления (1), для которого существуют оценки [12], показывающие, что его применение обосновано лишь в области малого межчастичного взаимодействия, независимо от его природы. Поэтому для определения области корректного применения модели более правильным является критерий $C(\rho, T) \equiv \max(A_{sa}, A_{aa}, \Gamma) \leq 1$. Выражение (5) также получено в приближении парных столкновений [17], поэтому этот же критерий качественно описывает и область, где корректно применять ПВР с выражением для времени релаксации τ в виде (5). Зависимость $C(\rho, T) = 1$ представлена рис. 1 сплошной линией. Выше нее (по температуре) $C < 1$, в ниже $C > 1$. Очевидно, что формально применить выражения (2)–(5) можно при любых значениях (ρ, T) , но более корректные результаты будут там, где $C < 1$. В следующем разделе мы приведем аппроксимацию зависимости $T(\rho)$ для линии на рис. 1 вместе с аналогичными аппроксимациями для других величин.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлен состав плазмы V_i на изохоре $\rho = 1 \text{ г/см}^3$. Это значение ρ выбрано потому, что при такой плотности эффекты межчастичного взаимодействия уже не малы, но построенная модель все еще применима во всем рассмотренном диапазоне температур (см. рис. 1). Состав плазмы на рис. 2, как и обычно в [10–13], пред-

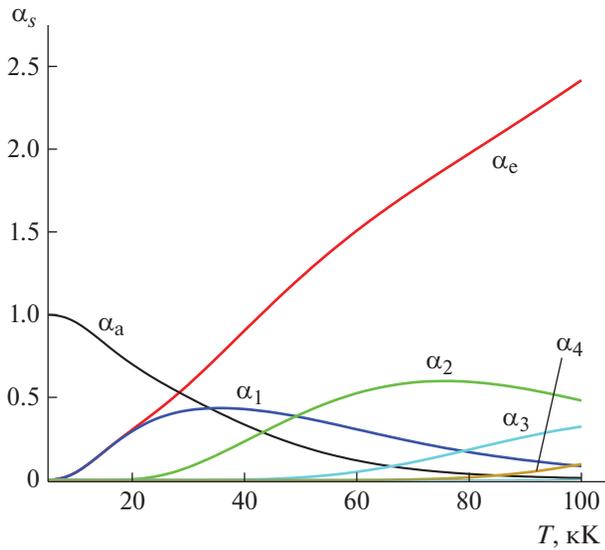


Рис. 2. Состав плазмы висмута Bi на изохоре $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ в диапазоне температур от 5 кК до 100 кК. Доля компоненты s : $\alpha_s = n_s m_a / \rho$ (см. текст).

ставлен в виде безразмерных отношений, показывающих долю данной компоненты, приходящейся на одно ядро, т.е. $\alpha_s = n_s m_a / \rho$, где m_a — это масса атома Bi (3.47×10^{-22} г). Как можно видеть на рис. 1 при низких температурах преобладают атомы, доля ионов с зарядом $Z = 1$ сравнивается с долей атомов при $T \approx 30$ кК, доля ионов с $Z = 2$ становится доминирующей $T \approx 50$ кК, а при температуре $T \approx 80$ кК заметным становится влияние ионов с $Z = 3$. Ионы с $Z = 4$ начинают играть роль на верхней границе рассмотренного диапазона, а доля ионов с $Z > 4$ остается пренебрежимо малой во всем диапазоне значений рассматриваемых температур. Степень же ионизации α_e (доля свободных электронов) растет практически с нуля при $T \approx 10$ кК до 2.5 при $T \approx 100$ кК. Такой рост α_e , очевидно усиливает кулоновское взаимодействие, что наряду с исчезновением нейтральной компоненты должно приводить к росту термодинамических функций на изохорах, что неоднократно наблюдалось ранее для плазмы разных веществ [1]. Это явление лучше рассмотреть вдоль изотерм, где эффекты взаимодействия проявляются более ярко.

На рис. 3 представлены изотермы давления вещества висмута, рассчитанные по нашей модели в рассматриваемом диапазоне плотностей и температур. Ограничивающее значение плотности при корректном применении модели при температуре $T \approx 10$ кК указано символом ρ_{lim} . Так как иные данные в этой области отсутствуют (кроме, возможно, данных из работы [9], см. ниже), то мы рассчитали так же и давление идеальной смеси га-

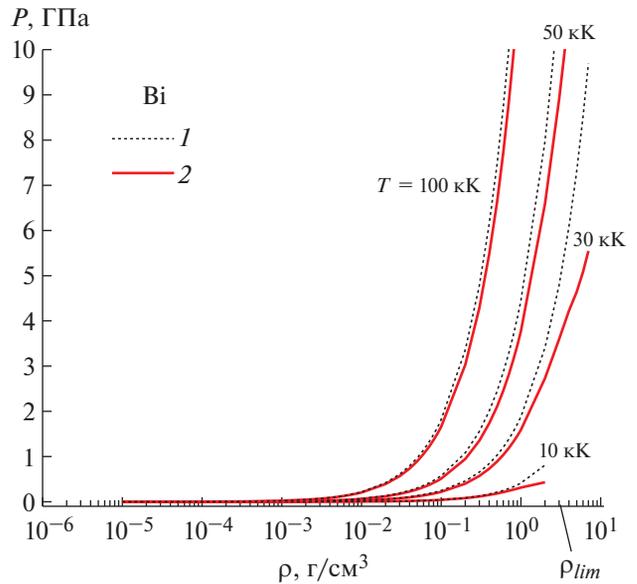


Рис. 3. Изотермы давления плазмы висмута. 1 — расчет для идеальной плазмы без учета взаимодействия между частицами, 2 — расчет по нашей модели. Рядом с каждой парой изотерм указана соответствующая им температура. Стрелка на горизонтальной оси отмечает ρ_{lim} — верхнюю границу применимости модели при $T = 10$ кК. Снизу диапазон изменения плотности ограничен 10^{-5} г/см^3 .

зовых компонент того же состава, т.е. $P_{id} = kT(n_e + n_a + n_1 + \dots + n_5)$. Им соответствуют пунктирные линии на рис. 2. При низких плотностях, очевидно, взаимодействие не играет практически никакой роли, и сплошные линии на рис. 2 почти совпадают с пунктирными. Но при увеличении плотности взаимодействие снижает давление, что и наблюдается на рис. 3. При этом при одной и той же плотности давление растет с температурой, о чем говорилось выше. Несколько иная ситуация для удельной внутренней энергии U . Для нее помимо идеального вклада ($U_{id} = 1.5P_{id}/\rho$) и влияния взаимодействия есть еще вклад от внутренних степеней свободы. И этот последний вклад существенен при любой плотности, что и продемонстрировано на рис. 4, на котором U_{id} не совпадает с полной внутренней энергией даже при максимальной температуре $T = 100$ кК и низких значениях плотности.

Для практических применений результаты расчетов были аппроксимированы полиномами. Зависимость температуры от плотности $T(\rho)$ (см. рис. 1) для границы применимости модели аппроксимирована полиномом 3-й степени. Аналогичные полиномы использовались и для зависимостей величин P и U ($[T] = \text{К}$, $[\rho] = \text{г/см}^3$, $[P] = \text{ГПа}$, $[U] = \text{кДж/г}$). Они дают отклонение от

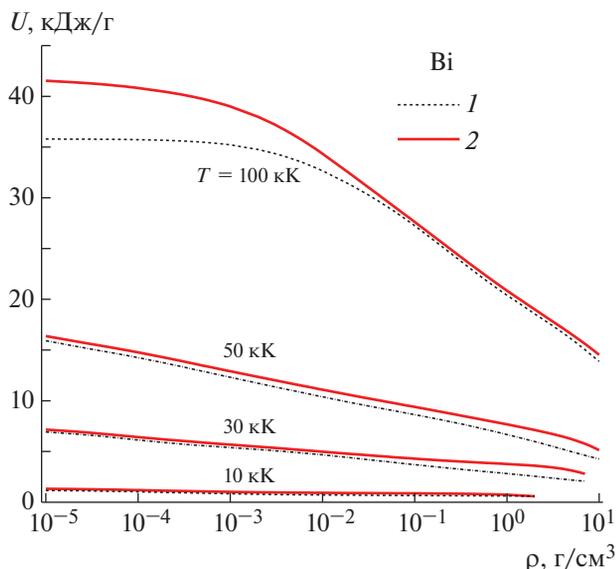


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для удельной внутренней энергии U .

расчетных данных менее 2% в рассматриваемой области, и имеют вид

$$T = 4718 - 6728\rho + 3298\rho^2 - 167.5\rho^3,$$

$$\text{где } [T] = \text{K}, \quad [\rho] = \text{г/см}^3 \text{ K},$$

$$P = a(\rho) + b(\rho)T + c(\rho)T^2 + d(\rho)T^3; \quad (6)$$

$$U = a_1(\rho) + b_1(\rho)T + c_1(\rho)T^2 + d_1(\rho)T^3;$$

$$a(\rho) = -0.01025 + 0.03954\rho + 0.01811\rho^2 - 0.01664\rho^3,$$

$$b(\rho) = 0.00101 + 0.02121\rho - 0.01165\rho^2 + 0.00207\rho^3,$$

$$c(\rho) = -8.40465 \times 10^{-6} + 0.00145\rho - 4.01111 \times 10^{-5}\rho^2 - 2.42066 \times 10^{-5}\rho^3,$$

$$d(\rho) = 1.74803 \times 10^{-7} - 3.60899 \times 10^{-6}\rho + 9.85646 \times 10^{-8}\rho^2 + 1.77785 \times 10^{-7}\rho^3,$$

$$a_1(\rho) = -0.22634 - 0.02109\rho - 0.07776\rho^2 + 0.01052\rho^3,$$

$$b_1(\rho) = 0.08966 + 0.0068\rho + 0.00297\rho^2 - 5.62311 \times 10^{-4}\rho^3,$$

$$c_1(\rho) = 0.00258 - 0.00191\rho + 6.57918 \times 10^{-4}\rho^2 - 8.21099 \times 10^{-5}\rho^3,$$

$$d_1(\rho) = -3.2537 \times 10^{-6} + 1.18814 \times 10^{-6}\rho + 4.12839 \times 10^{-7}\rho^2 - 8.76182 \times 10^{-8}\rho^3.$$

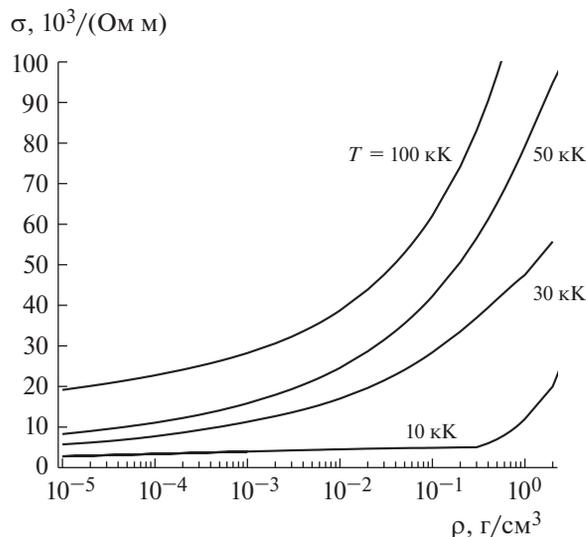


Рис. 5. Зависимости электропроводности плазмы висмута при изменении плотности вещества от 10^{-5} до 2 г/см^3 для различных значений температуры.

Аналогичные изотермы для электропроводности представлены на рис. 5. Здесь тоже нет никаких других данных, поэтому мы вынуждены ограничиться только представлением наших результатов. Для σ также можно построить аппроксимацию, аналогичную (6), но полиномиальные зависимости приводят к меньшей точности, поэтому поиск более точных аппроксимаций именно для σ является задачей будущих исследований.

Для висмута нет возможности сравниться с данными измерений и других расчетов в области применимости модели, указанной на рис. 1. Но можно отметить, что поведение давления, внутренней энергии и электропроводности на изотермах висмута (Bi) в этой области качественно аналогично поведению этих же величин для других веществ, для которых есть расчеты и данные измерений, которые успешно описываются нашей моделью. Это относится к уже упомянутому во введении свинцу [11], а также к никелю [20] и молибдену [21].

Как мы уже упоминали, в [9] представлены данные по ударным адиабатам на пористом висмуте. Они находятся при достаточно больших значениях плотности вещества $\rho \geq \rho_{\text{lim}}$, поэтому можно ожидать заметного различия в расчетных и экспериментальных данных, которое и было обнаружено. Мы рассмотрели две ударных адиабаты в [9], которые начинались при $\rho = \rho_0/2.85 \approx 3.32 \text{ г/см}^3$. Это наименьшая достигнутая в [9] плотность висмута после схлопывания пор. В этом состоянии внешнее давление $P \approx 0$ по сравнению с давлением, получаемым далее при сжатии в 1.08 ($P = 0.37 \text{ МБар}$) и в 1.17 раза

($P = 0.65$ МБар) соответственно. Заметим, что уже начальная плотность вещества висмута находится на границе области корректного применения нашей модели. При фиксированных значениях давления и плотности можно сравнить изменение удельной внутренней энергии, полученной в [9], с удельной энергией нашей модели. Это сравнение показало, что отличие может достигать 50%, что в первую очередь говорит о возможной неприменимости нашей модели при столь больших плотностях. Но заметим, что и погрешность в ударно-волновых измерениях по плотности тоже может быть значительной, см., например [22]. Поэтому, помимо корректировок нашей модели для области с большими значениями плотности, необходимы и новые более точные измерения для более разреженных состояний.

ВЫВОДЫ

Построена комплексная модель расчета теплофизических свойств низкотемпературной плотной плазмы висмута в диапазоне температур 10–100 кК, учитывающая как современные теоретические подходы, так и имеющиеся экспериментальные данные. На основе анализа погрешностей аппроксимаций, используемых в модели, установлена область ее применимости, внутри которой данных как по термодинамическим свойствам, так и по электропроводности плазмы висмута не было. Это обусловлено тем, что в экспериментах до сих пор не удается получить надежные данные в области сравнительно низких значений плотности ниже, чем треть от нормальной. И даже эти значения были получены лишь в одном эксперименте [9]. Поэтому, помимо корректировок представленной модели необходимы так же и новые экспериментальные данные для более низких значений плотности вещества висмута в диапазоне температур 10–100 кК.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана грантом РФФИ 20-21-00093. Автор благодарен Рахелю А.Д. за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Clerouin J., Noiret P., Blottiau P., Recoules V., Siberchicot B., Renaudin P., Blancard C., Faussurier G., Holst B., Starrett C.E. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. 082702. <https://doi.org/10.1063/1.4742317>
2. Grabowski P.E., Hansen S.B., Murillo M.S., Stanton L.G., Graziani F.R., Zylstra A.B., Baalrud S.D., Arnault P., Baczewski A.D., Benedict L.X. et al. // HEDP. 2020. V. 37. 100905. <https://doi.org/10.1016/j.hedp.2020.100905>
3. Militzer B., Gonzalez-Caltado F., Zhang S., Driver K.P., Soubiran F. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103. 013203. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.013203>
4. Kondratyev A.M., Korobenko V.N., Rakhel A.D. // J. Phys.: Condens. Matter. 2022. V. 34. 195601. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/ac553d>
5. Minakov D.V., Paramonov M.A., Levashov P.R. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. 184204. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.184204>
6. Su C., Liu Y., Wang Z., Song W., Asimow P.D., Tang H., Xie H. // Physica B. 2017. V. 524. P. 154. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2017.08.049>
7. Анфельбаум Е.М. // ТБТ. 2021. Т. 56. С. 507. <https://doi.org/10.31857/S0040364421040025>
8. Al'tshuler L.V., Krupnikov K.K., Brazhnik M.I. // Sov. Phys. JETP. 1958. V. 24. P. 614. <http://jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/e/7/4/p614?a=list>
9. Glushak B.L., Zharov A.P., Zhernokletov M.V., Ternovoy V.Ya., Filimonov A.S., Fortov V.E. // Sov. Phys. JETP. 1989. V. 69. P. 729. <http://jetp.ras.ru/cgi-bin/e/index/e/69/4/p739?a=list>
10. Apfelbaum E.M. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. 042706. <https://doi.org/10.1063/5.0004791>
11. Apfelbaum E.M. // Contrib. Plasma Phys. 2021. V. 27. 042706. <https://doi.org/10.1002/ctpp.202100063>
12. Fortov V.E., Yakubov I.T., Khrapak A.G. Physics of Strongly Coupled Plasma. Oxford: Oxford University Press, 2007.
13. Lomonosov I.V., Gryaznov V.K. // Contrib. Plasma Phys. 2016. V. 56. P. 302. <https://doi.org/10.1002/ctpp.201500110>
14. Landau L.D., Lifshitz E.M. Statistical Physics. Course of Theoretical Physics. Vol. 5. Oxford: Pergamon, 2002.
15. http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html.
16. Potekhin A.Y., Chabrier G., Rogers F.J. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. 016411. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.79.016411>
17. Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. Physical Kinetics. Course of Theoretical Physics, Vol. 10. Oxford: Pergamon, 2002.
18. Predojevič P., Šević D., Marinković B.P., McEachran R.P., Blanco F., Garcia G., Brunger M.J. // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. 032704. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.032704>
19. Reinholz H., Röpke G., Rosmej S., Redmer R. // Phys. Rev. E. 2015. V. 91. 043105. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.91.043105>
20. Apfelbaum E.M. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. 092703. <https://doi.org/10.1063/1.4930100>
21. Apfelbaum E.M. // Phys. Plasmas. 2017. V. 25. 052702. <https://doi.org/10.1063/1.4982677>
22. Фортвов В.Е., Ломоносов И.В. // УФН. 2014. Т. 184. С. 231. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0184.201403b.0231>

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ
В ПЛАЗМЕ

УДК 533.95

ГРАНИЧНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ ПЛОСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ УЕДИНЕННЫХ
ВОЛН В ПЛАЗМЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХОЛЛОВСКОЙ МГД© 2022 г. М. Б. Гавриков^{а, *}, А. А. Таюрский^{а, **}^а Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*e-mail: mbgavrikov@yandex.ru

**e-mail: tayurskiy2001@mail.ru

Поступила в редакцию 07.06.2022 г.

После доработки 06.07.2022 г.

Принята к публикации 14.07.2022 г.

Приведены уравнения плоских нелинейных бегущих волн в проводящей среде с током, включая плазму, в рамках холловской магнитной гидродинамики. При этом уравнения учитывают явления масштаба бестолковительной ионной скин-длины. Для изотермической плазмы, покоящейся на бесконечности, численно решена граничная задача нахождения плоских уединенных волн, параметры которых имеют заданные значения на бесконечности и бегущих по пространству с заданной фазовой скоростью. Аналитически найдены диапазоны изменения фазовой скорости, для которых граничная задача разрешима. Показано, что существуют два семейства решений граничной задачи, различающиеся величиной фазовой скорости – быстрые волны, фазовая скорость которых больше звуковой, и медленные волны с фазовой скоростью меньшей звуковой. Проведена верификация найденных уединенных волн подстановкой их в уравнения холловской магнитной гидродинамики.

Ключевые слова: холловская МГД, плазма, бегущая волна, уединенная волна, солитон, фазовая скорость, граничная задача

DOI: 10.31857/S0367292122600595

1. ВВЕДЕНИЕ

Плоские нелинейные бегущие волны в сплошной среде – это решения уравнений динамики сплошной среды, зависящие от радиуса-вектора \mathbf{r} и времени t в комбинации $\theta = \langle \mathbf{r}, \mathbf{k} \rangle - at$, где $a = \text{const}$ называется фазовой скоростью, величина θ – фазой волны, а \mathbf{k} – фиксированный единичный вектор, определяющий направление распространения волны. Таким образом, в бегущей волне профили всех параметров сплошной среды перемещаются в пространстве (т.е. “бегут”) как единое целое без искажений со скоростью a вдоль вектора \mathbf{k} .

Особый интерес представляют специальные типы бегущих волн – уединенные волны (солитоны), для которых все параметры сплошной среды при $\theta \rightarrow \pm\infty$ имеют конечные и равные пределы. Эти предельные значения при нахождении солитона рассматриваются как граничные условия.

При исследовании солитонов в сплошной среде используются два подхода. В первом – солитоны получаются как решения модельных уравнений, линейка которых в настоящее время довольно внушительная, начиная с уравнений Кортевега-де-Фриза (КдФ), нелинейное уравне-

ние Шредингера (НУШ) [1–3] и кончая уравнениями для плазмы типа Кадомцева–Петвиашвили (КП) [4], Захарова [5] и др. [6–8]. Во втором подходе уравнения для бегущих волн (в частности, солитонов) выводятся из первых принципов, а солитоны ищутся как специальные решения полученных уравнений. В качестве первых принципов при гидродинамическом описании сплошной среды рассматриваются законы сохранения массы, энергии, импульса с добавлением к ним в случае плазмы законов электродинамики. Ниже мы руководствуемся вторым подходом, поскольку достоверность решений модельных уравнений для плазмы требует дополнительной верификации, а при выводе модельных уравнений используются неформальные, порой нестандартные приемы. В то же время уравнения бегущих волн, получаемые из первых принципов, как правило, намного сложнее модельных, но их достоверность такая же, как и породивших их первых принципов. Учитывая сказанное, исследование солитонов из первых принципов сопряжено с серьезными проблемами, и число решенных задач невелико.

Выделим в качестве достижений ионно-звуковые солитоны [9] и солитоны в холодной двухжидкостной квазинейтральной плазме [10–13], полученные на базе уравнений электромагнитной гидродинамики [14] (в западной литературе именуемых “extended MHD” и “inertial MHD”). Последние применялись в [15] для исследования структуры фронта ударной волны в бесстолкновительной плазме. В [16] численно исследовалось взаимодействие указанных солитонов, и было установлено, что они взаимодействуют подобно материальным частицам (см. также [14]). К солитонам, изученным в [10], в монографии [14] добавлен еще один допускающий полное аналитическое описание класс уединенных волн, представляющих собой волновые пакеты поперечных колебаний, бегущих вдоль магнитного поля.

Уравнения бегущих волн в холодной квазинейтральной двухжидкостной плазме [14, 16] достаточно сложны и до сих пор полностью не проинтегрированы. Они существенно упрощаются в приближении холловской магнитной гидродинамики (ХМГД), и, как показано в настоящей работе, граничная задача о нахождении уединенной волны в указанном приближении получисленно-полуаналитически может быть полностью решена. При этом возможен в полном объеме учет температур электронов и ионов.

Холловская МГД активно использовалась многими авторами, в частности, для описания мелкомасштабных явлений в плазме, например, баллонных мод и эффектов турбулентности [17, 18], при изучении быстрого перезамыкания магнитных силовых линий в слабореэзистивной плазме [19, 20], при исследовании плазменных переключателей [21], а также ионно-звуковых ударных волн [22].

Численно существование плоских уединенных волн в холловской МГД, часто используемой в плазменных исследованиях, было установлено в [23, 24]. В этой работе решается граничная задача для уединенных волн в холловской МГД. В частности, найдены границы изменения фазовой скорости, для которой существует уединенная волна, бегущая справа налево или слева направо. Работа является законченным необходимым этапом для последующего исследования взаимодействия полученных уединенных волн в приближении холловской МГД. Исследование взаимодействия найденных солитонов сопряжено с рядом вычислительных проблем, и полученные авторами результаты требуют дополнительной верификации, что не позволило включить их в настоящую работу. Требуют прояснения ряд вопросов: будут ли солитоны взаимодействовать подобно материальным частицам, сохраняя свои характеристики (амплитуду, фазовую скорость и пр.) после взаимодействия?; каково время взаимодействия?;

возникает ли при взаимодействии излучение?; порождаются ли солитоны одиночным импульсом? и т.д. Аналогичные исследования обычно проводятся на базе модельных уравнений и требуют применения достаточно рафинированной техники — метод обратной задачи рассеяния, преобразования Бэклунда, уравнения Лакса, цепочки Тода и пр. [2, 3]. Наши исследования основаны на первых принципах.

Наличие уединенных волн в холловской МГД указывает на появлении дисперсии. Как следует из работы, возникновение дисперсии в холловской МГД обусловлено холловскими слагаемыми в законе Ома и значит именно эти слагаемые ответственны за возникновение солитонов в холловской МГД.

Предложенная теория полезна при анализе явлений, наблюдаемых в космической и лабораторной плазме. Например, нелинейные колебания, в частности, уединенные и ударные волны в межзвездной среде, возникают при образовании солнечного ветра, когда солнечная корона выбрасывает с большой скоростью огромную массу горячей водородной плазмы [25]. В работе [26] отмечены примеры наблюдаемых уединенных волн в магнитосфере и магнитопаузе Земли. В лабораторной плазме под действием сильного импульсного магнитного поля, толкающего плазму, также могут возникать нелинейные колебания, в том числе ударные и уединенные волны [27].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Уравнения холловской МГД для бездиссипативной плазмы в гауссовской системе единиц имеют вид [28]:

$$\begin{aligned} d\rho/dt + \rho \operatorname{div} \mathbf{U} &= 0, & \rho d\mathbf{U}/dt &= -p_\Sigma + c^{-1}[\mathbf{j}, \mathbf{H}], \\ d/dt &= \partial/\partial t + \mathbf{U} \cdot \nabla, & dp_i/dt + \gamma p_i \operatorname{div} \mathbf{U} &= 0, \\ dp_e/dt + \gamma p_e \operatorname{div} \mathbf{U} - \lambda_i \rho^{\gamma-1} \mathbf{j} \cdot \nabla (p_e/\rho^\gamma) &= 0, \\ c^{-1} \partial \mathbf{H} / \partial t + \operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0 \quad (\text{закон Фарадея}), & (1) \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, & \mathbf{j} &= (c/4\pi) \operatorname{rot} \mathbf{H} \quad (\text{закон Ампера}), \\ \mathbf{E} &= -c^{-1}[\mathbf{U}, \mathbf{H}] + \lambda_i c^{-1} \rho^{-1}[\mathbf{j}, \mathbf{H}] - \\ & - \lambda_i \rho^{-1} \nabla p_e \quad (\text{закон Ома}), \end{aligned}$$

где $\lambda_i = m_i/(Ze)$, m_i — масса ионов плазмы, e — заряд электрона, Z — кратность заряда ионов, полное давление плазмы $p_\Sigma = p_i + p_e$, p_i и p_e парциальные давления ионов и электронов, и предполагается, что электронная и ионная компоненты плазмы суть идеальные политропные газы с общим показателем адиабаты $\gamma \geq 1$. Уравнения идеальной классической МГД получатся, если в правой части закона Ома отбросить два последних слагаемых — так называемые холловские члены,

это $\sim[\mathbf{j}, \mathbf{H}]$ и $\sim \nabla p_e$, а в уравнении для электронного давления отбросить слагаемое $\sim \mathbf{j} \cdot \nabla(p_e/\rho^\gamma)$, и после этого сложить уравнения для давлений. Возникновение плоских бегущих волн в холловской МГД обусловлено, как будет показано ниже, именно холловским членом $\sim[\mathbf{j}, \mathbf{H}]$ в правой части закона Ома.

Бегущие волны, распространяющиеся в плазме, подчиненной системе (1), вдоль оси Ox с фазовой скоростью a , являются непрерывно дифференцируемыми решениями системы (1) вида

$$\rho(\theta), \mathbf{U}(\theta), p_i(\theta), p_e(\theta), \mathbf{H}(\theta), \mathbf{E}(\theta), \quad \theta = x - at, \quad (2)$$

заданными на вещественной прямой. Подставляя функции (2) в систему (1) с учетом равенств $\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) на функции (2), которая имеет несколько первых интегралов, позволяющих частично проинтегрировать ее, и, тем самым, понизить размерность задачи. В итоге получается следующая система уравнений на поперечное магнитное поле $\mathbf{H}_\perp = (H_y, H_z)$ и продольную скорость $u = U_x - a$ в системе отсчета бегущей волны:

$$\lambda_i H_x (4\pi J)^{-1} u dH_y/d\theta + c^{-1} (u - H_x^2 (4\pi J)^{-1}) H_z - q_y = 0, \quad (3)$$

$$\lambda_i H_x (4\pi J)^{-1} u dH_z/d\theta - c^{-1} (u - H_x^2 (4\pi J)^{-1}) H_y - q_z = 0,$$

$$Ju + K|u|^{-\gamma} + (H_y^2 + H_z^2)/(8\pi) = D, \quad (4)$$

где $J \neq 0, H_x \neq 0, D > 0, K \geq 0, H_x \neq 0, (q_y, q_z) \neq 0$ – произвольные константы. Система (3), (4) называется уравнениями плоских бегущих волн в холловской МГД (см. также [22]). По решению (H_y, H_z, u) системы (3), (4) остальные параметры бегущей с фазовой скоростью a волны восстанавливаются по формулам:

$$U_x = u + a, \quad \rho = Ju^{-1}, \\ p_\Sigma = K|u|^{-\gamma}, \quad U_y = H_x H_y (4\pi J)^{-1} + q_y^0 J^{-1}, \\ U_z = H_x H_z (4\pi J)^{-1} + q_z^0 J^{-1}, \quad (5)$$

$$E_y = ac^{-1} H_z - S, \quad E_z = -ac^{-1} H_y + R,$$

где S, R, q_y^0, q_z^0 – произвольные константы, связанные с константами q_y, q_z соотношениями:

$$-S + H_x q_z^0/(cJ) = q_y, \quad R - H_x q_y^0/(cJ) = q_z. \quad (6)$$

В силу (5), (6) каждое решение системы (3), (4) порождает двухпараметрическое семейство бегущих волн. Формулы (5), (6) проясняют физиче-

ский смысл констант интегрирования: H_x – продольное магнитное поле, J – объемная плотность продольного потока массы, D – объемная плотность продольного потока импульса в системе отсчета бегущей волны. Из (6) следует $(q_y, q_z) = \mathbf{E}'_\perp$, где $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{U}_0, \mathbf{H}]$ – электрическое поле в системе отсчета, двигающейся относительно лабораторной системы со скоростью $\mathbf{U}_0 = (a, q_y^0/J, q_z^0/J)$.

Уравнения бегущих волн (3), (4) состоят из дифференциальных уравнений (3) относительно H_y, H_z , куда входит и функция $u(\theta)$, и алгебраического уравнения (4), из которого в принципе можно выразить $u(\theta)$ через $H_y(\theta)$ и $H_z(\theta)$. Основная проблема в том, что $u(\theta)$, в силу уравнения (4), при $K > 0$ – двузначная функция (H_y, H_z) . Уравнение (4) задает в пространстве (H_y, H_z, u) сфероид вращения – двумерную поверхность, являющуюся объединением двух замкнутых кусков, называемых ниже северным и южным полушариями (рис. 1), которые определяются при $\gamma = 1$ (изотермическая плазма) уравнениями:

$$u = u_\pm(H_y, H_z) = \left\{ DJ^{-1} - (H_y^2 + H_z^2)/(8\pi J) \pm \left[(DJ^{-1} - (H_y^2 + H_z^2)/(8\pi J))^2 - 4KJ^{-1} \right]^{1/2} \right\} / 2, \quad (7)$$

$$H_y^2 + H_z^2 \leq H_m^2, \quad H_m = \left[8\pi (D - 2(JK)^{1/2}) \right]^{1/2},$$

причем знак “+” отвечает северному полушарию, а знак “–” – южному, и для определенности, здесь и ниже считается $J > 0$ (и тогда $u > 0$). Северное и южное полушария пересекаются по окружности Γ радиуса H_m , называемой ниже экватором. Двумерная поверхность, определяемая уравнением (4), является результатом вращения овала $Ju + K|u|^{-\gamma} + H_z^2/(8\pi) = D$ в плоскости (H_z, u) вокруг оси u (рис. 1). При $\gamma = 1$ характерные точки овала имеют вид $u_* = (K/J)^{1/2}$, $u_\pm = \left\{ D/J \pm [D^2/J^2 - 4K/J]^{1/2} \right\} / 2$. Северное полушарие получается вращением дуги WNE, а южное – дуги WSE вокруг оси u . Заметим, что условие $\gamma = 1$ служит лишь для упрощения получаемых формул, а основные результаты с соответствующими изменениями будут справедливы и для случая $\gamma > 1$. В частности, уравнение (4) для любого $\gamma > 1$ имеет ровно два положительных вещественных корня при фиксированных H_y, H_z .

Обосновывается это следующим образом. Так как из физических соображений всегда $Ju > 0$, то либо $J > 0, u > 0$, либо $J < 0, u < 0$. Если рассмотреть функцию $F(u) = Ju + K|u|^{-\gamma}$, где $J > 0, K > 0, u > 0$, то эта функция будет иметь па-

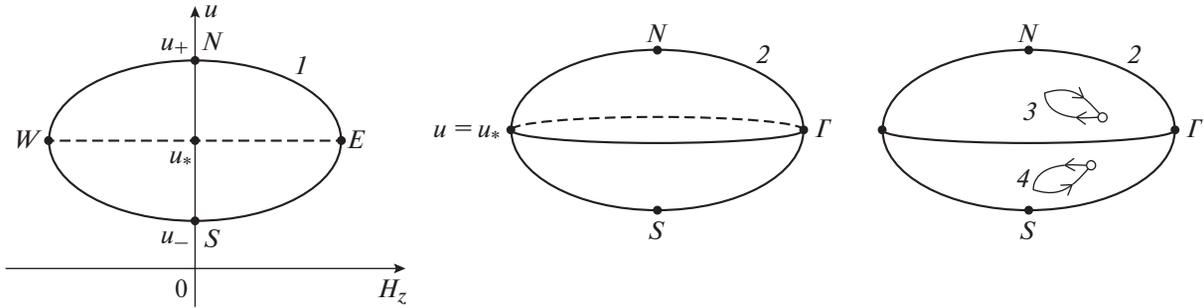


Рис. 1. Овал 1, состоящий из дуг WNE и WSE, описываемый уравнением $Ju + K/|u|^\gamma + H_z^2/(8\pi) = D$, вращением вокруг оси u образует сфероид 2, состоящий из северного и южного полушарий, пересекающихся по экватору Γ . Петля, реализующая уединенную волну, лежит в южном – 4 или в северном – 3 полушариях. $u_* = (K/J)^{1/2}$, $u_{\pm} = \{D/J \pm [D^2/J^2 - 4K/J]^{1/2}\}/2$ – характерные точки овала 1 при $\gamma = 1$.

раболовидный профиль с минимумом в точке $u_* = \sqrt{\gamma+1} \sqrt{K\gamma/J}$. Соответственно при пересечении его прямой $F(u) = \text{const}$ будем иметь либо ноль точек, либо одну точку, либо две точки пересечения. При сделанном допущении $H_y^2 + H_z^2 < H_m^2 = 8\pi(D - F(u_*))$ уравнение (4) имеет ровно два положительных корня при любом $\gamma > 1$.

Бегущая волна, лежащая только в северном или только в южном полушарии ищется из системы ОДУ (3), где положено $u = u_+(H_y, H_z)$ для северного и $u = u_-(H_y, H_z)$ для южного полушарий, в замкнутом круге $H_y^2 + H_z^2 \leq H_m^2$ на плоскости $\{(H_y, H_z)\}$. Самый сложный случай, когда бегущая волна расположена одновременно и в северном, и в южном полушариях, и в силу этого пересекает экватор Γ . Можно показать, что бегущие волны, являющиеся уединенными, всегда расположены либо в северном, либо в южном полушариях, что существенно упрощает их исследование.

3. ГРАНИЧНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ УЕДИНЕННОЙ ВОЛНЫ

С геометрической точки зрения уединенная волна реализуется как интегральная кривая системы (3), лежащая на сфероиде (4), которая за бесконечное время выходит из некоторой точки на сфероиде и за бесконечное время входит в эту же точку (рис. 1). При этом роль времени играет фаза волны θ . Указанная точка является с необходимостью особой точкой системы (3), и определяется граничными условиями на $\pm\infty$. Как уже отмечалось, геометрическая петля, реализующая уединенную волну, всегда лежит либо в северном, либо в южном полушарии, и не пересекает экватор.

Заметим, что за счет поворота системы координат в поперечной плоскости всегда можно считать $q_z = 0$, что ниже предполагается.

Пусть на бесконечности заданы величины (граничные условия)

$$\begin{aligned} H_z(\pm\infty) &= H_\infty, & H_y(\pm\infty) &= 0, & H_x(\pm\infty) &= H_x, \\ \rho(\pm\infty) &= \rho_\infty, & p_\Sigma(\pm\infty) &= p_\infty, & U(\pm\infty) &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

и задана фазовая скорость волны a . Поставим задачу нахождения уединенной волны, имеющей на $\pm\infty$ заданные значения параметров (8) и бегущей вдоль оси Ox с фазовой скоростью a . Для этой волны значение $u(\pm\infty)$ и величины J, D, K, q_y^0, q_z^0 однозначно определяются по граничным значениям формулами (5), (6)

$$\begin{aligned} u(\pm\infty) &= -a, & J &= -\rho_\infty a, & K &= \rho_\infty |a|^\gamma, \\ D &= \rho_\infty a^2 + p_\infty + H_\infty^2/(8\pi), & q_y^0 &= 0, \\ q_z^0 &= -H_x H_\infty/(4\pi). \end{aligned}$$

Значения констант $q_z = 0, q_y = -c^{-1}(a - H_x^2/(4\pi\rho_\infty a))$ определяются требованием, чтобы точка $(H_y = 0, H_z = H_\infty, u = -a)$ на сфероиде являлась особой для системы (3). Тогда из (6) вычисляются константы R и S .

Безразмерные значения параметров уединенной волны относительно характерных масштабов $H_0 = H_\infty, \rho_0 = \rho_\infty, v_0 = H_\infty/(4\pi\rho_\infty)^{1/2}, L_0 = c/\omega_{pi}$, где $\omega_{pi} = (4\pi\rho_0)^{1/2}/\lambda_i$, подчиняются в случае $\gamma = 1$ системе уравнений

$$\begin{aligned} \beta |a|^{-1} |u| dH_y/d\theta + (u + \beta^2 a^{-1}) H_z - p &= 0, \\ \beta |a|^{-1} |u| dH_z/d\theta - (u + \beta^2 a^{-1}) H_y &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$u + K|u|^{-1} + |a|^{-1}(H_y^2 + H_z^2)/2 = |a| + K|a|^{-1} + |a|^{-1}/2, \tag{10}$$

где a – безразмерное значение фазовой скорости, p – безразмерное значение константы q_y , а $\beta = H_x/H_0$, $K = p_\infty/(\rho_\infty v_0^2)$, – безразмерные константы. В системе (9), (10) есть два неопределенных параметра, a и p . Имеет место правило знаков: при $a > 0$ (волна бежит слева направо) имеем $u < 0$, $J < 0$, при $a < 0$ (волна бежит справа налево) имеем $u > 0$, $J > 0$.

Рассмотрим случай $a < 0$. Тогда $u > 0$, в безразмерном виде $H_z(\pm\infty) = 1$, $H_y(\pm\infty) = 0$, $u(\pm\infty) = |a|$ и точка $H_y = 0$, $H_z = 1$, $u = |a|$ является особой для системы (9), (10), что позволяет найти параметр $p = |a| - \beta^2/|a|$. Параметр a ищется более сложным образом.

Из классификации особых точек для системы ОДУ на плоскости [29] следует, что при $|a| \neq \sqrt{K}$ для существования интегральной кривой, исходящей и входящей в особую точку за бесконечное время, необходимо (но не достаточно) чтобы эта особая точка была седловой. Помимо особой точки (0.1) в зависимости от фазовой скорости существуют от одной до трех особых точек, но все они имеют тип “центр” – собственные числа матрицы Якоби чисто мнимые и сопряженные. Характер решения определяется типом особой точки (0.1) и не зависит от других особых точек. Матрица Якоби M_J системы (9) в особой точке (0.1) имеет вид:

$$M_J|_{(0.1)} = \frac{1}{\beta} \begin{pmatrix} 0 & -(p + (\partial u/\partial H_z)(0.1)) \\ p & 0 \end{pmatrix},$$

где для $|a| > \sqrt{K}$ особая точка лежит на северном полушарии, и в (9) надо поставить $u = u_+(H_y, H_z)$, а для $|a| < \sqrt{K}$ особая точка лежит на южном полушарии, и в (9) надо поставить $u = u_-(H_y, H_z)$. Функции $u_\pm(H_y, H_z)$ имеют вид:

$$u = u_\pm(H_y, H_z) = \frac{1}{2} \left\{ D - \frac{H_y^2 + H_z^2}{2|a|} \pm \sqrt{\left(D - \frac{H_y^2 + H_z^2}{2|a|} \right)^2 - 4K} \right\},$$

$$D = |a| + \frac{K}{|a|} + \frac{1}{2|a|},$$

причем при $|a| \neq \sqrt{K}$ особая точка (0.1, $|a|$) не попадает на экватор, а точка (0.1) лежит внутри круга $H_y^2 + H_z^2 \leq H_m^2$, $H_m = [2(|a| - \sqrt{K})^2 + 1]^{1/2}$. Особая точка (0.1) седловая тогда и только тогда, когда собственные числа матрицы M_J являются веще-

ственными и имеют разные знаки, что равносильно неравенству $p(p + (\partial u/\partial H_z)(0.1)) < 0$. Отсюда вытекает следующий результат.

Пусть $\lambda_\pm = \{K + \beta^2 + 1 \pm [(K + \beta^2 + 1)^2 - 4K\beta^2]^{1/2}\}/2$. Тогда:

1) Особая точка (0.1, $|a|$) лежит на северном полушарии и является седловой для системы (9) тогда и только тогда, когда $\max\{K, \beta^2\}^{1/2} < |a| < \lambda_+^{1/2}$.

2) Особая точка (0.1, $|a|$) лежит на южном полушарии и является седловой для системы (9) тогда и только тогда, когда $\lambda_-^{1/2} < |a| < \min\{K, \beta^2\}^{1/2}$.

3) Для седловой точки (0.1, $|a|$) сепаратрисса, исходящая из особой точки (0.1) касается вектора $(\sqrt{A/p}, 1)$, где $A = -(p + (\partial u/\partial H_z)(0.1))$.

В размерном виде K и β^2 равны квадратам звуковой и продольной компоненте альфвеновской скорости, соответственно, а $\lambda_\pm^{1/2}$ – быстрой (знак “+”) и медленной (знак “-”) магнитозвуковым скоростям, и ограничения на фазовую скорость, полученные выше, приобретают понятный физический смысл.

Сформулированные условия существования решения граничной задачи для уединенной волны являются необходимыми. При их выполнении для существования решения граничной задачи достаточно, чтобы сепаратрисса, исходящая из особой точки (0.1), снова возвращалась в эту особую точку. Последнее проверяется численно.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С учетом результата 3) рассмотрим численное решение задачи Коши для системы (9) при $a < 0$ с начальным условием $H_y(0) = -\epsilon(A/p)^{1/2}$, $H_z(0) = 1 - \epsilon$, где $\epsilon > 0$ достаточно малая величина. При этом для $\max\{K, \beta^2\}^{1/2} < |a| < \lambda_+^{1/2}$ в (9) $u = u_+(H_y, H_z)$, а для $\lambda_-^{1/2} < |a| < \min\{K, \beta^2\}^{1/2}$ в (9) $u = u_-(H_y, H_z)$. Для численного решения системы (9) использован метод Рунге–Кутты 4-го порядка и считалось $\epsilon = 10^{-6}$. Результаты расчетов доказывают существование уединенной волны для всех $|a|$ из указанных в 1) и 2) диапазонов, профили параметров которой вычисляются по безразмерным соотношениям (5), (6):

$$u(\theta) = u_\pm(H_y(\theta), H_z(\theta)),$$

$$E_y(\theta) = p + aH_z(\theta) - \beta^2/a,$$

$$E_z(\theta) = -aH_y(\theta), \quad U_y(\theta) = -(\beta/a)H_y(\theta), \tag{11}$$

$$U_z(\theta) = (\beta/a)(1 - H_z(\theta)), \quad U_x(\theta) = u(\theta) + a,$$

$$\rho(\theta) = -a/u(\theta).$$

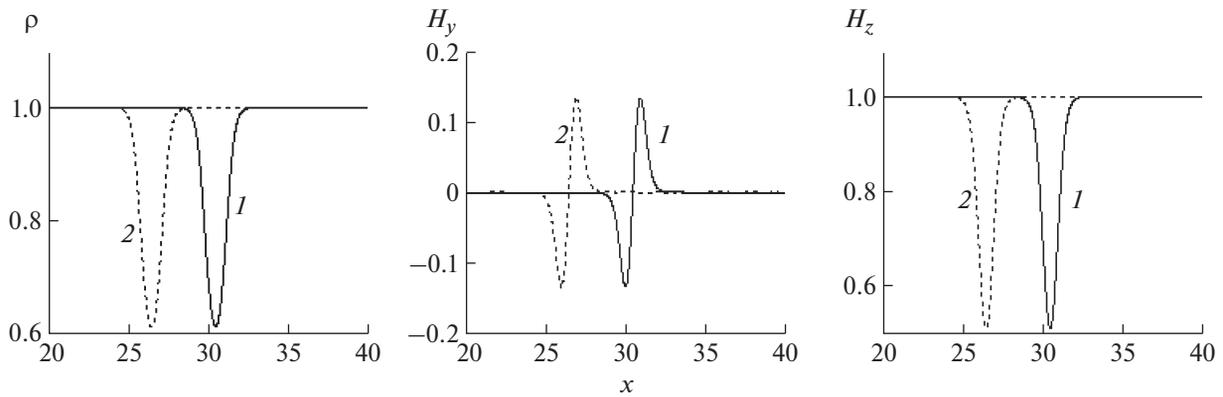


Рис. 2. Профили параметров плазмы $\rho(t, x)$, $H_y(t, x)$, $H_z(t, x)$ в моменты времени: 1 – $t = 0$, 2 – $t = 5$.

Таким образом, проведенный теоретический и численный анализ доказывает существование двух семейств решений граничной задачи для уединенных волн, каждое из которых параметризуется величиной фазовой скорости из указанных выше диапазонов. Уединенные волны первого семейства лежат на северном полушарии и для них $|a| > \sqrt{K}$ (быстрые волны), а второго семейства – на южном полушарии, и для них $|a| < \sqrt{K}$ (медленные волны).

В случае $a > 0$ получается аналогичный результат. Если $a = \sqrt{K}$, то $H_m = 1$ и особая точка (0.1) попадает на границу круга $H_y^2 + H_z^2 = H_m^2$. Этот случай требует дополнительного исследования.

Верификация полученных результатов проводится подстановкой их в уравнения холловской МГД (1). Параметры полученного численно солитона с учетом (11) берутся в качестве начального условия для решения системы (1), которая в случае плоской симметрии и обезразмеривания указанным выше способом значений всех величин для изотермической плазмы ($\gamma = 1$) имеет вид

$$\begin{aligned} \partial \mathbf{u} / \partial t + \partial \mathbf{f}(\mathbf{u}, H_y, H_z) / \partial x &= 0, \\ \partial H_y / \partial t - \partial E_z / \partial x &= 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \partial H_z / \partial t + \partial E_y / \partial x &= 0, \quad \mathbf{u} = (\rho, \rho U_x, \rho U_y, \rho U_z), \\ \mathbf{f} = (\rho U_x, \rho U_x^2 + K\rho + (H_y^2 + H_z^2)/2, \rho U_x U_y - & \\ - \beta H_y, \rho U_x U_z - \beta H_z), & \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} E_y &= -(U_z \beta - U_x H_z) + \beta \rho^{-1} \partial H_y / \partial x, \\ E_z &= -(U_x H_y - \beta U_y) + \beta \rho^{-1} \partial H_z / \partial x \end{aligned}$$

Результаты расчета системы (12) модифицированным методом Лакса–Вендроффа [14, 16] показывают, что полученная численно уединенная

волна действительно со скоростью a движется как единое целое справа налево (рис. 2), пока β не превосходит некоторое критическое значение. Для больших β волна с течением времени разрушается, что, вероятно, свидетельствует о ее неустойчивости. Исследование неустойчивости уединенной волны требует дополнительного исследования и выходит за рамки настоящей работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше из первых принципов была выведена система уравнений бегущих вдоль оси Ox волн для холловской МГД, состоящая из трех уравнений – двух обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка относительно компонент поперечного магнитного поля в волне и алгебраического уравнения, связывающего поперечное магнитное поле и продольную скорость плазмы в волне в системе отсчета волны. Получены явные формулы, позволяющие вычислить параметры плазмы в бегущей волне через поперечное магнитное поле и продольную скорость. Поставлена и решена граничная задача для уединенной волны. Показано, что эта волна имеет неединственное решение. Аналитически найдены диапазоны изменения фазовой скорости, для которых граничная задача разрешима. Установлено, что существует два семейства уединенных волн, доставляющих решение граничной задачи и параметризованных фазовой скоростью. Для волн первого семейства (быстрые холодные волны) фазовая скорость больше звуковой, а для волн второго семейства (медленные горячие волны) – меньше. В пределе холодной плазмы медленные горячие уединенные волны исчезают. Проведена верификация найденных уединенных волн подстановкой их в уравнения холловской МГД.

Наличие уединенных волн в холловской МГД указывает на появление дисперсии. Как следует

из работы, возникновение дисперсии в холловской МГД обусловлено холловскими слагаемыми в законе Ома, и именно эти слагаемые ответственны за возникновение уединенных волн в холловской МГД.

С помощью предложенной теории можно проводить исследования уединенных волн, наблюдаемых в лабораторной и космической плазме. В частности, уединенные волны возникают в межзвездной среде при образовании солнечного ветра, а также в магнитосфере и магнитопаузе Земли. В лабораторной плазме уединенные волны возникают под действием сильного импульсного магнитного поля, толкающего плазму.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П.* Теория солитонов. Метод обратной задачи / Под ред. С.П. Новикова, М.: Наука, 1980.
2. *Тахтаджян Л.А., Фадеев Л.Д.* Гамильтонов подход в теории солитонов. М.: Наука. Гл. ред. Физматлит., 1986.
3. Солитоны в действии / Сб. под ред. К. Лонгрена и Э. Скотта, М.: Мир, 1981.
4. *Кадоццев Б.Б., Петвиашвили В.И.* // Докл. АН СССР. 1970. Т. 192. С. 753.
5. *Захаров В.Е.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1745.
6. *Рыскин Н.М.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2. № 5. С. 84.
7. *Рыскин Н.М., Трубецков Д.И.* Нелинейные волны. М.: Наука, 2000. С. 159.
8. *Карпман В.И.* Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973.
9. *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 320 с.
10. *Adlam J.H., Allen J.E.* // Philosophical Magazine, 1958. V. 3. P. 448.
11. *Lüst R.V.* // Fortschritte der Physik. 1959. V. 7. S. 503.
12. *Davis L., Lüst R., Schlüter A.* // Zeitschr. Fur Naturforsch. 1958. 13a. P. 916.
13. *Saffman P.G.* Propagating of a solitary wave along a magnetic field in a cold collision-free plasma // J. Fluid Mech. 1961. V. 11. P. 16.
14. *Гавриков М.Б.* Двухжидкостная электромагнитная гидродинамика. М.: КРАСАНД. 2018. 584 с.
15. *Сагдеев Р.З.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4. С. 20–80.
16. *Гавриков М.Б., Савельев В.В., Таюрский А.А.* // Изв. вузов. ПНД. 2010. Т. 18. № 4. С. 132–147.
17. *Hameiri E., Ishizawa A., Ishida A.* Waves in the Hall-magnetohydrodynamics model. Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 072109.
18. *Krishnan V., Mahajan S.M.* // J. Geophys. Res. 2004. V. 119. P. A11105.
19. *Bhattacharjee A., Ma Z.M., Wang X.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. № 5. P. 1829.
20. *Wang X., Bhattacharjee A., Ma Z.M.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. № 26. P. 265003.
21. *Cassany B., Grua P.* // J. Appl. Phys., 1995. V. 78. P. 67.
22. *Hagstrom G.I., Hameiri E.* // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 022109.
23. *Savelyev V.V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1094. P. 012031.
24. *Savelyev V.V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2055. P. 012014.
25. *Russel C.T., Greenstadt E.W.* Report of Inst. of Geophys. and Planet Phys., 1978. № 1847.
26. *Cattell C., Neiman C., Dombeck J., Crumley J., Wygant J., Kletzing C.A., Peterson W.K., Mozer F.S., Andre M.* // Nonlinear Proc. Geophys, 2003. V. 10. P. 13–26.
27. *Alikhanov S.G., Alinovsky N.I., Dolgov-Savelev G.G., Eseevich V.G., Kurtmullaev R.Kh., Malinovsky V.K., Nesterikhin Yu.E., Pilsky V.I., Sagdeev R.Z., Semenov V.N.* // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. 1969. V. 1. P. 47.
28. *Морозов А.И.* Физические основы космических электрореактивных двигателей. М.: Атомиздат, 1978. 328 с.
29. *Хартман Ф.* Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Мир, 1970. 720 с.

ОПТИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И РАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЛАЗМЕ СО СТОЛКНОВЕНИЯМИ

© 2022 г. С. А. Тригер^{а, *}, С. А. Маслов^{а, **}

^а Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: satron@mail.ru

**e-mail: sergm90@mail.ru

Поступила в редакцию 8.06.2022 г.

После доработки 10.06.2022 г.

Принята к публикации 25.06.2022 г.

На основе выражений для частотно-зависящей проводимости умеренно неидеальной плазмы получено выражение для спектральной плотности равновесного излучения, зависящее не только от температуры, но и от плотности заряженных частиц.

Ключевые слова: физика плазмы, равновесное излучение, диэлектрическая проницаемость, оптическая проводимость, неидеальная плазма

DOI: 10.31857/S0367292122600534

Установленная М. Планком [1] спектральная плотность энергии термодинамически-равновесного излучения (в дальнейшем именуемого СПЭРИ) соответствует идеализированной модели абсолютно черного тела, которая существует в полости, заполненной излучением и ограниченной абсолютно поглощающим веществом. Предполагается, что излучение находится в термодинамическом равновесии с веществом, хотя эффекты взаимодействия фотонов с веществом, ограничивающим полость, в явном виде не учитываются [2]. В пренебрежении вкладом нулевых колебаний электромагнитного поля распределение Планка в объеме V имеет вид

$$e^{pl}(\omega) \equiv \frac{dE(\omega)}{d\omega} = \frac{V\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{\exp(\hbar\omega/T) - 1}. \quad (1)$$

Обычно такой вид СПЭРИ связан с рассмотрением макроскопического тела, находящегося в тепловом равновесии с окружающим его излучением черного тела (подробности и ссылки см. в [3, 4]). В выражении (1) T – температура окружающей этот объем среды (в энергетических единицах), c – скорость света в вакууме. Отметим, что до настоящего времени большое внимание уделялось изучению оптических свойств различных плазменных систем [5–8], но не исследованию СПЭРИ.

Вместе с тем, как было показано в [9–12], в общем случае неупорядоченной системы зарядов,

взаимодействующих по закону Кулона, для произвольно сильного взаимодействия существует непосредственная связь между учитываемой частотной и пространственной дисперсией поперечной диэлектрической проницаемостью $\epsilon^{tr}(k, \omega)$ (ПДП) и СПЭРИ. Эта связь в наиболее общем виде, который учитывает взаимодействие собственного векторного потенциала поля с индуцированным им током, выражается соотношением [13]

$$e(\omega) = V \frac{\hbar\omega^2}{\pi^3} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) \int_0^\infty dk k^2 (c^2 k^2 + \omega_p^2) \times \frac{\text{Im} \epsilon^{tr}(k, \omega)}{(\omega^2 \text{Re} \epsilon^{tr}(k, \omega) - c^2 k^2)^2 + \omega^4 (\text{Im} \epsilon^{tr}(k, \omega))^2} \quad (2)$$

Поскольку СПЭРИ является равновесной флуктуационной характеристикой системы частиц и фотонов, вывод соотношения (2) не требует введения внешних полей и токов [10, 11] и производится, опираясь на усреднение Гамильтониана \hat{H} фотонов, взаимодействующих с нерелятивистской квантовой плазмой (см., например, [14])

$$\hat{H} = \hat{H}_{part} + \hat{H}_{ph}. \quad (3)$$

Здесь \hat{H}_{part} является Гамильтонианом нерелятивистских частиц, взаимодействующих между со-

бой по закону Кулона и находящихся в квантованном электромагнитном поле,

$$\begin{aligned} \hat{H}_{part} = & \sum_a \frac{\hbar^2}{2m_a} \int d^3r \left(\nabla + \frac{iz_a e}{\hbar} \hat{\mathbf{A}}(r) \right) \times \\ & \times \hat{\Psi}_a^+(r) \left(\nabla - \frac{iz_a e}{\hbar} \hat{\mathbf{A}}(r) \right) \hat{\Psi}_a(r) - \\ & - \sum_a \int d^3r \hat{\Psi}_a^+(r) \hat{\mu}_a \hat{\Psi}_a(r) \nabla \times \hat{\mathbf{A}} + \hat{H}_{Coul}. \end{aligned} \quad (4)$$

Величины $\hat{\Psi}_a^+(\mathbf{r})$ и $\hat{\Psi}_a(\mathbf{r})$ представляют собой операторы рождения и уничтожения для нерелятивистских частиц типа a с зарядом $z_a e$, массой m_a , собственным моментом μ_a ; $N_a = \int d^3r \hat{\Psi}_a^+(\mathbf{r}) \hat{\Psi}_a(\mathbf{r})$ является оператором полного числа частиц сорта a , а оператор \hat{H}_{Coul} описывает кулоновское взаимодействие частиц

$$\begin{aligned} \hat{H}_{Coul} = \\ = \frac{1}{2} \sum_{a,b} \int d^3r_1 d^3r_2 u_{ab}(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) \hat{\Psi}_a^+(\mathbf{r}_1) \hat{\Psi}_b^+(\mathbf{r}_2) \hat{\Psi}_b(\mathbf{r}_2) \hat{\Psi}_a(\mathbf{r}_1). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $u_{a,b}(r) \equiv z_a z_b / r$ это потенциал Кулона для частиц сортов a и b , а \hat{H}_{ph} является Гамильтонианом свободного электромагнитного поля

$$\hat{H}_{ph} = \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \hbar \omega_{\mathbf{k}} k \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}^+ \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}, \quad \omega_{\mathbf{k}} = c|\mathbf{k}|. \quad (6)$$

Операторы $\hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}^+$ и $\hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}$ описывают рождение и уничтожение квантов электромагнитного поля с импульсом $\hbar \mathbf{k}$ и поляризацией λ и удовлетворяют коммутационным соотношениям $[\hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}, \hat{c}_{\mathbf{k}', \lambda'}^+] = \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \delta_{\lambda, \lambda'}$. Оператор $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r})$ описывает векторный потенциал квантованного электромагнитного поля

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}) = c \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \left(\frac{2\pi \hbar}{\omega_{\mathbf{k}} V} \right)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \mathbf{e}_{\mathbf{k}}^{(\lambda)} \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{e}_{\mathbf{k}}^{(\lambda)*} \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}^+ \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

с векторами поляризации $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}^{(\lambda)}$, подчиняющимся соотношениям [14]

$$\mathbf{e}_{\mathbf{k}}^{(\lambda)} \cdot \mathbf{k} = 0, \quad \sum_{\lambda=1}^2 \mathbf{e}_{\mathbf{k}\alpha}^{(\lambda)} \mathbf{e}_{\mathbf{k}\beta}^{(\lambda)*} = \delta_{\alpha\beta} - \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2}. \quad (8)$$

Поясним теперь вывод соотношения (2). Усредняя Гамильтониан \hat{H} (3) можно выделить все члены квадратичные по операторам $\hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}^+$ и $\hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}$. Легко видеть, что кроме среднего от оператора (6) имеется еще один квадратичный по этим операторам член в \hat{H} , связанный с взаимодействием собственного тока в системе, вызванного собствен-

ным векторным потенциалом электромагнитного поля $\hat{\mathbf{A}}(r)$, с этим полем. Оба этих члена при усреднении Гамильтониана \hat{H} выражаются через функцию распределения $f(k) = \sum_{\lambda} f_{\lambda}(k) \equiv \sum_{\lambda} \langle \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda}^+ \hat{c}_{\mathbf{k}, \lambda} \rangle$ квантов электромагнитного поля в плазменной среде (явное выражение получено в [13]). В свою очередь функция $f(k)$ выражается через фотонную функцию Грина $D_{\alpha\beta}^R(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, t) = -\frac{i}{\hbar} \langle [\hat{\mathbf{A}}_{\alpha}(\mathbf{r}_1, t), \hat{\mathbf{A}}_{\beta}(\mathbf{r}_2, 0)] \rangle$ [15]

$$f(k) = -\left[\frac{1}{2} + \frac{k}{2\pi c} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) \text{Im} D^R(k, \omega) \right]. \quad (9)$$

Скобки $\langle \dots \rangle$ в определении $f(k)$ означают усреднение в большом каноническом ансамбле для системы частиц и фотонов с химическим потенциалом фотонов равным нулю [2]. При этом фотонная функция Грина в плазме выражается через ПДП, в которой в принципе полностью учтены эффекты кулоновского взаимодействия частиц [11, 15]

$$\begin{aligned} D^R(k, \omega) = \frac{4\pi c^2}{\epsilon^{rr}(k, \omega) \omega^2 - k^2 c^2}, \\ \text{Im} D^R(k, \omega) = -\frac{4\pi c^2 \omega^2 \text{Im} \epsilon^{rr}(k, \omega)}{|\epsilon^{rr}(k, \omega) \omega^2 - k^2 c^2|^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Очевидно, что выражение (2) является всегда положительным благодаря явному включению в него нулевых колебаний поля.

Используемый подход позволяет наиболее полно описывать эффекты, относящиеся к частотной и пространственной дисперсии плазменной среды с учетом кулоновского взаимодействия частиц. Как следует из (2) СПЭРИ в плазме, находящейся в термодинамическом равновесии с излучением, отличается от Планковского распределения, которое соответствует идеальному фотонному газу. Для получения распределения Планка в (2) следует положить $\epsilon^{rr}(k, \omega) = 1 + i0$, пренебрегая наличием среды. При этом СПЭРИ (2) содержит и нулевые колебания электромагнитного поля $e(\omega) = e^{Pl}(\omega) + V \hbar \omega^3 / 2\pi^2 c^3$, как будет очевидно из следующих выражений.

Основные усилия последних двух десятилетий были посвящены проблеме влияния пространственной дисперсии свойств плазменной среды (наряду с частотной дисперсией) на вид СПЭРИ [9, 11]. Решение задачи о виде СПЭРИ в плазменной среде существенно, в частности, для астрофизических приложений (см. работы [16, 17], где пространственной дисперсией в нерелятивистской плазме пренебрегалось). Роль простран-

ственной дисперсии в диэлектрической проницаемости особенно существенна для релятивистского случая [18]. Однако общего решения проблемы расчета СПЭРИ в плазме до сих пор нет, и разные подходы приводят к разным результатам. Трудности прежде всего связаны с отсутствием надежных выражений для ПДП даже в слабостолкновительной плазме и тем более в плазме, где существенны одновременно и столкновения и пространственная дисперсия.

В данной работе будет исследовано влияние столкновений на вид СПЭРИ в плазме с умеренной кулоновской неидеальностью в пренебрежении диссипацией, т.е. предполагается, что мнимая часть $\text{Im} \epsilon''(k, \omega)$ мала (“резонансное приближение”). В этом случае интегрирование по волновому вектору k может быть произведено благодаря возникающей $\delta[\omega^2 \text{Re} \epsilon''(k, \omega) - c^2 k^2]$ -функции. Как было показано в [16, 17], такое приближение в пренебрежении пространственной дисперсией ПДП приводит к возникновению “щели” в СПЭРИ в бесстолкновительной плазме при частотах $\omega < \omega_{pe}$, где ω_{pe} – плазменная частота электронов. Ниже определяется влияние учета столкновений в слабонеидеальной плазме на положение этой границы.

При этом можно опираться на зависимость проводимости неидеальной плазмы от частоты, весьма хорошо описывающую имеющиеся экспериментальные данные по оптическим свойствам в широком интервале частот, а также и статическую проводимость [19]. Для произвольного вырождения электронов частотно-зависящая проводимость $\sigma(\omega)$ (и связанная с ней диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega)$) имеет вид

$$\sigma(\omega) = -\frac{2e^2}{3m_e} \int p \frac{\partial f_e^{(0)}}{\partial p} \frac{1}{v_{ei}(p) - i\omega(2\pi\hbar)^3} \frac{d^3 p}{\omega}, \quad (11)$$

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi i \sigma(\omega)}{\omega}.$$

Здесь $v_{ei}(p)$ является эффективной частотой электрон-ионных столкновений, а нормированная на плотность электронов n_e функция распределения имеет вид

$$f_e^{(0)}(p) = \left\{ \exp\left(\frac{\epsilon(p) - \mu_e}{T}\right) + 1 \right\}^{-1}, \quad \epsilon(p) = \frac{p^2}{2m_e}, \quad (12)$$

$$n_e = (2s + 1) \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} f_e^{(0)}(p),$$

где для электронов спин $s = 1/2$. Интересуясь далее невырожденными электронами с отрицательным химическим потенциалом $|\mu_e| \gg T$, переходя к функции распределения Максвелла в (11), (12) и

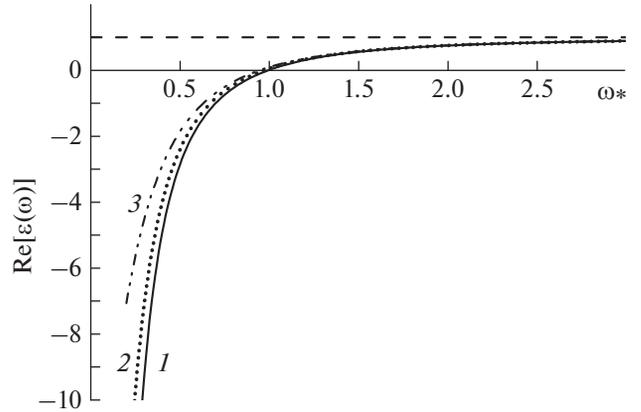


Рис. 1. Функция $\epsilon'(\omega_*)$ при разных значениях $\Gamma = 0.1$ (1 – сплошная кривая), $\Gamma = 0.3$ (2 – пунктир), $\Gamma = 1$ (3 – штрихпунктир с двумя точками).

вводя переменную $x = p/m_e v_T$ ($v_T = \sqrt{T/m_e}$) имеем для эффективной частоты столкновений

$$v_*(x) = \frac{v}{\omega_{pe}} = \frac{1}{\gamma_E} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\Gamma^{3/2}}{2x^3} \ln\left(1 + \frac{4x^4}{3\Gamma^3}\right)^{1/2}, \quad (13)$$

где $\gamma_E = 0.5816$ фактор учитывающий электрон-электронные столкновения по Спитцеру, а заряд ионов для простоты выбран $Z = 1$. Из (11) находим

$$\text{Re}[\epsilon(\omega)] \equiv \epsilon'(\omega) = 1 - \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^4 e^{-x^2} dx}{v_*(x)^2 + \omega_*^2}. \quad (14)$$

Здесь введена безразмерная частота $\omega_* = \omega/\omega_p$.

Величина $\epsilon'(\omega)$ как функция ω_* при различных значениях Γ изображена на рис. 1. Значения корней уравнения $\epsilon'(\omega) = 0$ равны: $\omega_* = 0.993$ при $\Gamma = 0.1$; $\omega_* = 0.970$ при $\Gamma = 0.3$; $\omega_* = 0.945$ при $\Gamma = 1$. Таким образом, частота отсечки уменьшается с ростом Γ . Аналитически из (14) легко получить корень $\omega_* = 1$ при $\Gamma = 0$.

Интегрирование (2) с $\delta[\omega^2 \text{Re} \epsilon''(k, \omega) - c^2 k^2]$ с диэлектрической функцией $\text{Re} \epsilon''(k, \omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ функцией в пренебрежении пространственной дисперсией и столкновениями приводит к Планковскому распределению с перенормированными нулевыми колебаниями [13]

$$e_0(\omega) = \frac{V \hbar \omega^3}{2\pi^2 c^3} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \theta(\omega - \omega_p) + \frac{V \hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/T) - 1} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \theta(\omega - \omega_p), \quad (15)$$

где $\theta(x)$ – единичная ступенчатая функция Хевисайда. Два слагаемых в (15) отвечают использованию в соотношении (2) тождества $\coth(x/2) = 1 + 2/(\exp(x) - 1)$. Выражение (15) соответствует классическому результату Бриллюэна (см., например, [15]). Очевидно, что при переходе к случаю высоких частот, когда $\hbar\omega/T \gg 1$, в (15) основной вклад вносит первое слагаемое, соответствующее перенормированным (зависящим от плотности частиц) нулевым колебаниям. При этом зависящее от температуры второе слагаемое в (15), ведущее к модифицированному распределению Планка, оказывается при высоких частотах экспоненциально малым по сравнению с зависящей от плотности поправкой $-V\hbar\omega^2\omega_p^2/(4\pi^2c^3)$ к вакуумным нулевым колебаниям $V\hbar\omega^3/2\pi^2c^3$.

Интегрирование (2) в пренебрежении пространственной дисперсией с диэлектрической функцией $\epsilon'(\omega)$ (14) приводит к СПЭРИ в виде

$$e(\omega) = \frac{V\hbar\omega_p^2\omega}{2\pi^2c^3} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) \times \sqrt{\epsilon'(\omega)} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \epsilon'(\omega)\right) \theta(\epsilon'(\omega)). \quad (16)$$

Введем переменную W , определяемую соотношением $\omega_* = \omega/\omega_p \equiv WT/\hbar\omega_p = (4\pi/3)^{1/6}W/\sqrt{2}\Gamma^{1/2}\eta^{1/3} \approx 0.898W/\Gamma^{1/2}\eta^{1/3}$, где $\eta = n_e\Lambda^3$ и $\Lambda = (2\pi\hbar^2/m_eT)^{1/2}$ – длина волны Де-Бройля. Переходя к безразмерной форме СПЭРИ $\tilde{e}(W) = \pi^2c^3\hbar^2e(W)/VT^3$ получаем

$$\tilde{e}(W) = \frac{W^3}{2\omega_*^2(W; \Gamma, \eta)} \coth\left(\frac{W}{2}\right) \times \sqrt{\epsilon'(W)} \left[1 + \omega_*^2(W; \Gamma, \eta)\epsilon'(W)\right] \theta(\epsilon'(W)). \quad (17)$$

При $\omega_* \geq 1$ величина $W \geq 1.114\Gamma^{1/2}\eta^{1/3}$. Если $\eta < 0.1$ и $\Gamma \leq 1$ имеем $W > 0.51$, что захватывает широкую область левее максимума $W_{\max} = 2.822$ Планковского излучения, но находится правее границы щели в $\tilde{e}(W)$.

На рис. 2 показаны кривые для $\tilde{e}(W)$ в рассматриваемом приближении при разных параметрах Γ (кривые 3, 4, 5). Очевидно, что граница щели при учете электрон-ионных столкновений сдвигается в сторону больших W . Полученные численные значения для границы щели при использовании переменной W и значении $\eta = 0.1$ равны: $W = 0.246$ при $\Gamma = 0.5$; $W = 0.366$ при $\Gamma = 0.75$; $W = 0.488$ при $\Gamma = 1$.

Для сравнения на этом же рисунке показано $e^{Pl}(W)$ (кривая 1) и Планковское СПЭРИ с уче-

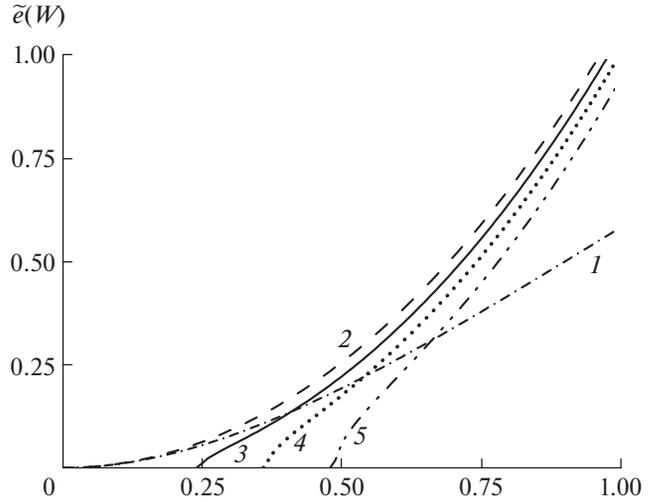


Рис. 2. Функции $e^{Pl}(W) = W^3[\exp(W) - 1]^{-1}$ (1 – штрихпунктир), $e^{Pl}(W) + W^3/2$ (2 – штриховая кривая) и функция $\tilde{e}(W)$ для $\eta = 0.1$ и разных параметров $\Gamma = 0.5$ (3 – сплошная кривая), $\Gamma = 0.75$ (4 – пунктир), $\Gamma = 1$ (5 – штрихпунктир с двумя точками).

том нулевых вакуумных колебаний $e(W) = e^{Pl} + W^3/2$ (кривая 2).

В настоящей статье на основе использования частотно-зависящей проводимости в Лоренцевском приближении численно получен сдвиг положения границы щели в СПЭРИ. Этот результат обобщает подход развитый для применения к излучению в плазме ранней Вселенной в [16, 17], где рассматривалась СПЭРИ в резонансном приближении без учета пространственной дисперсии. Учет столкновений в рассмотренной форме применим лишь для области частот $\hbar\omega/T \leq 1$, когда эффективная частота столкновений ν_* не зависит от ω . Нужно отметить, что при учете даже слабых столкновений, когда параметр неидеальности плазмы $\Gamma < 1$, правило для отделения в СПЭРИ нулевых колебаний отсутствует. Как было показано при рассмотрении СПЭРИ с зависящей от частоты и волнового вектора ПДП [13, 20] полное СПЭРИ в области прилегающей к максимуму находится в хорошем согласии с Планковской кривой, отличаясь от нее при низких и высоких частотах. Такое отличие могло иметь место в горячей плазме ранней Вселенной, влияя на ее эволюцию.

Однако проблема отделения нулевых флуктуаций и их перенормировка подобная (15), (16) в бесстолкновительной плазме требует дальнейшего анализа, так как эта проблема возникает только для конкретных моделей ПДП. Это не значит, что проблема существует для всех моделей ПДП.

Попытки найти модели ПДП, позволяющие сохранить нулевые флуктуации вакуума в традиционной форме являются предметом дальнейшего анализа. Вместе с тем, можно надеяться, что вопрос о видоизменении вида нулевых колебаний может быть решен экспериментально на основе измеримых эффектов (например, эффекта Казимира).

Авторы благодарны А.Г. Храпаку и С.А. Храпаку за обсуждения лоренцевской модели проводимости умеренно неидеальной плазмы и кулоновского логарифма. Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 22-29-00348.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Planck M.* // Ann. Phys. 1901. V. 309. P. 553.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука, 1976.
3. *Волокитин А.И., Перссон Б.Н.Дж.* // УФН. 2007. Т. 177. С. 921.
4. *Виноградов Е.А., Дорофеев И.А.* // УФН. 2009. Т. 179. С. 449.
5. *Reinholz H., Röpke G.* // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. P. 036401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.85.036401>
6. *Arkhipov Y.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Tkachenko I.M.* // Phys. Rev. E. 2014. V. 90. P. 053102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.90.053102>
7. *Reinholz H., Röpke G., Rosmej S., Redmer R.* // Phys. Rev. E. 2015. V. 91. P. 043105. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.91.043105>
8. *Veysman M., Röpke G., Winkel M., Reinholz H.* // Phys. Rev. E. 2016. V. 94. P. 013203. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.94.013203>
9. *Opher M., Opher R.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 3296.
10. *Бобров В.Б., Соколов И.М., Тригер С.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. С. 299.
11. *Бобров В.Б., Тригер С.А.* // ТМФ. 2016. Т. 187. С. 104.
12. *Игнатов А.М., Тригер С.А.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2020. № 1. С. 6.
13. *Trigger S.A.* // Physica Scripta. 2020. V. 95. P. 075504. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ab967f>
14. *Ахиезер А.И., Пелетминский С.В.* Методы статистической физики. М.: Наука, 1977.
15. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика. Часть 2. Теория конденсированного состояния. М.: Наука, 1978.
16. *Trigger S.A.* // Phys. Lett. A. 2007. V. 370. P. 365.
17. *Munirov V.R., Fish N.J.* // Phys. Rev. E. 2019. V. 100. P. 023202. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.100.023202>
18. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
19. *Khrapak S.A., Khrapak A.G.* // Results in Phys. 2020. V. 17. P. 103163. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.103163>
20. *Maslov S.A., Trigger S.A.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 033302. <https://doi.org/10.1063/5.0068253>

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ДИНАМИКИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В АКТИВНЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ “ФЛАКСУС” И “СЕВЕРНАЯ ЗВЕЗДА”

© 2022 г. Т. В. Лосева^{a, b, *}, И. Б. Косарев^a, Ю. В. Поклад^a, А. Н. Ляхов^{a, b},
Ю. И. Зецер^a, Е. М. Урвачев^{b, c}

^a Институт динамики геосфер им. акад. М.А. Садовского РАН, Москва, Россия

^b Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

^c Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

*e-mail: tatiana.losseva@gmail.com

Поступила в редакцию 31.05.2022 г.

После доработки 07.06.2022 г.

Принята к публикации 07.06.2022 г.

Получены зависимости от времени газодинамических параметров высокоскоростной алюминиевой плазменной струи при ее инжекции в ионосферу на высотах 140–300 км с помощью взрывных плазменных генераторов ВГПС. Результаты численного моделирования начальной стадии динамики плазмы струи согласуются с данными измерений газодинамических и радиационных характеристик плазмы в лабораторных и ионосферных экспериментах.

Ключевые слова: высокоскоростная алюминиевая плазменная струя, активные ракетные эксперименты в ионосфере, кумулятивные взрывные плазменные генераторы, численное моделирование, тепловое излучение струи

DOI: 10.31857/S0367292122600583

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1990-х гг. был проведен ряд российских и российско-американских активных геофизических ракетных экспериментов с инжекцией высокоскоростных плазменных струй в ионосферу Земли. Целью этих экспериментов являлось исследование и определение характеристик процессов взаимодействия плазменных потоков с окружающей средой и геомагнитным полем, процессов генерации ионосферных возмущений разных пространственных и временных масштабов. Инжекция плазменных струй с известными параметрами позволяет верифицировать теоретические модели взаимодействия потоков плазмы со средой в максимально контролируемых условиях эксперимента, выгодно отличаясь от анализа данных мониторинга естественных процессов.

В двух однотипных ионосферных экспериментах “Флаккус” геофизическая ракета стартовала под углом около 70° к поверхности Земли в восточном направлении. На высоте около 140 км от ракеты отделялся взрывной генератор плазменной струи, и в момент, когда генератор удалялся на ~130 м от измерительного модуля ракеты, происходила детонация взрывчатого вещества гене-

ратора с образованием струи плазмы, которая инжестировалась примерно вдоль местного геомагнитного поля в направлении модуля с бортовой научной аппаратурой. Кроме бортовой, часть аппаратуры наблюдения располагалась на поверхности Земли и на спутнике MSX. В период проведения экспериментов солнечные вспышки и сколько-нибудь заметные возмущения геомагнитного поля и околоземного космического пространства отсутствовали, и эксперименты проводились в спокойной гелиогеофизической обстановке.

Эксперименты “Северная звезда” проводились на высоких широтах. С полигона на Аляске с помощью геофизической ракеты была запущена полезная нагрузка, которая после разведения представляла собой четыре научных модуля. Эти модули выводились в собранном виде в заданную точку траектории, затем ориентировались так, чтобы ось инжектируемых струй была перпендикулярна местному геомагнитному полю. После этого производилось разделение модулей и осуществлялась инжекция плазмы. На первом модуле был установлен взрывной генератор для первой инжекции (“Северная звезда-1”, высота

364 км). На втором, кроме аналогичного генератора для второй инъекции (“Северная звезда-2”, высота 273 км), были установлены датчики для удаленной регистрации параметров струи при первой инъекции. Остальные два модуля были оснащены специализированной измерительной аппаратурой. Две инъекции были выполнены с интервалом времени ~ 155 с на одной траектории. Непосредственно до первой инъекции перед генератором плазменной струи было выпущено 12 г сухого воздуха для исследования влияния нейтральной атмосферы на ионизацию струи и сопоставления с результатами экспериментов “Флак-сус”. Также проводились оптические измерения со спутника MSX и из наземных пунктов с использованием высокоскоростных видеокамер, фотометров и спектрографов.

В ионосферных экспериментах для инъекции алюминиевых струй использовались созданные в ИДГ РАН кумулятивные взрывные плазменные генераторы (ВГПС-300 в экспериментах “Флак-сус” и ВГПС-400 в экспериментах “Северная звезда” [1]). Тестирование ВГПС проводилось в наземных экспериментах с использованием вакуумной камеры при давлении ~ 0.001 мм рт. ст. Схемы расположения в них датчиков, подробная постановка наземных и ионосферных экспериментов и результаты измерений приведены в [1–3].

Ранее при численном моделировании процессов взаимодействия струи с геомагнитным полем на поздней стадии ее динамики в [4] использовались искусственно заданные начальные условия. Вследствие недостаточно полной диагностики в ионосфере, особенно на начальной стадии динамики струи, существенным моментом является необходимость в численном моделировании этой начальной стадии, включающем определение зависимостей от времени газодинамических параметров алюминиевой плазмы при ее выходе из сопла генератора (сценарий инъекции). В [2, 3] был разработан простой алгоритм определения сценария инъекции, в котором использовались все имеющиеся данные измерений: газодинамические параметры на определенных расстояниях от сопла генератора в наземных экспериментах; кривые светимости, характеризующие тепловое излучение плазмы, полученные в ионосферных экспериментах с двух фотодиодов, расположенных на расстоянии 130 м от генератора.

2. МОДЕЛЬ

Используя экспериментальные данные начальной стадии (длительность ~ 100 мкс) движения плазменной струи, в [2, 3] проводилось решение обратной задачи, в которой определялся сценарий инъекции струи. Физико-математическая модель включает в себя систему уравнений ради-

ационной газодинамики (РГД) в лагранжевых координатах для сферически-симметричной геометрии, описывающую динамику конусообразной струи в процессе и после окончания инъекции из сопла генератора, диффузионное приближение для многогрупповых уравнений переноса излучения, включая потери за счет излучения с боковой поверхности конуса. Для расчета характеристик теплового излучения, испущенного горячей плазмой, стационарное дифференциальное уравнение переноса излучения интегрировалось вдоль лучей, попадающих на датчик, для всех значений энергий фотонов в диапазоне измерений фотодиодов во все моменты времени рассматриваемого диапазона. Граничные условия на срезе сопла задавались в виде зависимостей от времени газодинамических параметров алюминиевых паров (до времени окончания инъекции). После ее окончания, когда плазма отсеклась от генератора, на заднем (оторвавшемся от сопла) конце струи так же, как и на переднем крае струи, в течение всего рассматриваемого времени, задавалось давление, соответствующее сильно разреженному давлению окружающего воздуха на высоте эксперимента. Предполагалось, что алюминиевая плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, что оправдано для плотной высокотемпературной плазмы струи. В расчетах использовались таблицы термодинамических и оптических свойств паров алюминия [5]. При решении системы РГД уравнений использовалась неявная абсолютно устойчивая полностью консервативная схема [6]. При решении уравнений переноса излучения использовалась разностная схема [7], позволяющая правильно описать теплообмен излучением между оптически толстыми и оптически тонкими слоями газа.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 представлены полученные в результате расчетов зависимости от времени газодинамических параметров в выходном сечении генераторов ВГПС-400 (сплошные кривые) и ВГПС-300 (штриховые кривые). Здесь M_{inj} – инжектируемая масса алюминиевых паров, U_{inj} – их скорость, ρ_{inj} – плотность, T_{inj} – температура. Различие приведенных сценариев объясняется различием основных исходных параметров. Если полная инжектируемая масса алюминия для ВГПС-400 составляла величину 30 г, а кинетическая энергия струи – 6 МДж, то для ВГПС-300 эти величины были равны 15 г и 3 МДж соответственно. В обоих случаях угловая направленность струи $\approx 20^\circ$ (что соответствует конусу с телесным углом 0.095 стерadian), в котором было сосредоточено $\approx 90\%$ от полной энергии и массы струи, радиус среза сопла составлял величину 1 см [3]. В

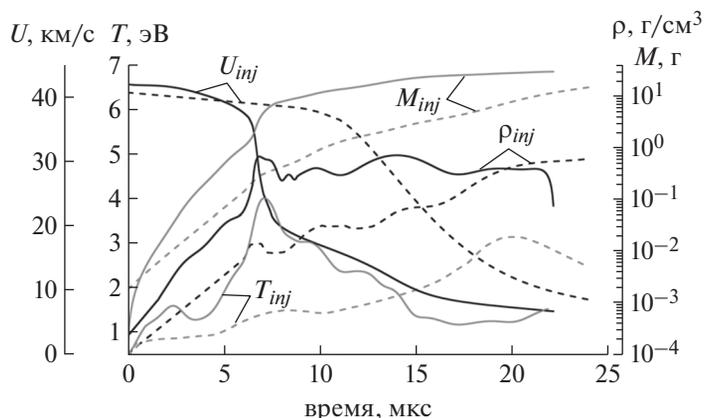


Рис. 1. Зависимости от времени газодинамических параметров струи при вылете из сопла генератора ВГПС-400 (сплошные кривые) и ВГПС-300 (штриховые кривые). Здесь M_{inj} – инжектируемая масса алюминиевых паров, U_{inj} – их скорость, ρ_{inj} – плотность, T_{inj} – температура.

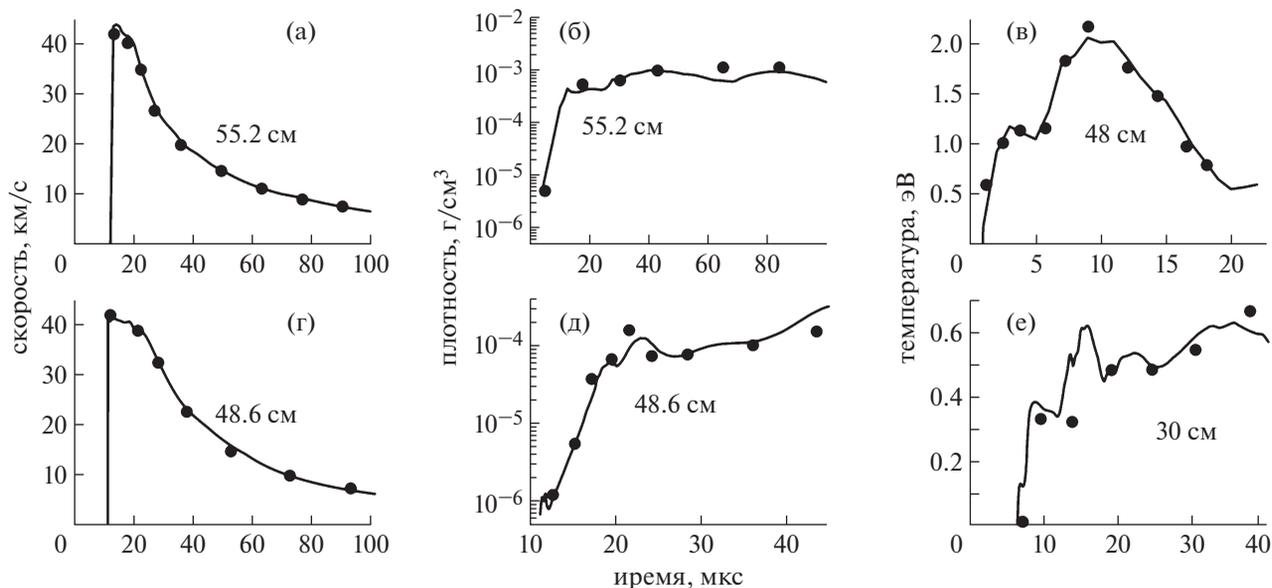


Рис. 2. Зависимости от времени скорости, плотности и температуры на различных расстояниях (приведены цифрами на рисунках) от выходного сечения сопла генератора ВГПС-400 (а–в) и ВГПС-300 (г–е). Сплошные кривые – результат численного моделирования, кружки – результаты измерений.

результате расчетов были получены величины длительностей инъекции (около 20 мкс), максимальной плотности и температуры плазмы (1 и 0.6 г/см^3 ; 4 и 3.2 эВ соответственно, для двух генераторов).

На рис. 2а–в представлено сравнение результатов численного моделирования динамики плазменной струи с данными измерений в наземном эксперименте с ВГПС-400, а на рис. 2г–е – с ВГПС-300. Сплошные кривые представляют зависимости от времени скорости, плотности и температуры на различных расстояниях от выход-

ного сечения сопла генератора (расстояния приведены на рисунках), кружки – результаты измерений. Сравнение демонстрирует хорошее совпадение с экспериментальными данными.

Численное моделирование начальной стадии динамики алюминиевой плазменной струи с использованием полученного сценария инъекции ВГПС-300 было проведено для высотного эксперимента “Флакрус” (высота 140 км , плотность окружающего воздуха $3 \times 10^{-12} \text{ г/см}^3$, давление $7.22 \times 10^{-3} \text{ дин/см}^2$, температура 799 К). На рис. 3 приведены зависимости от времени плотностей

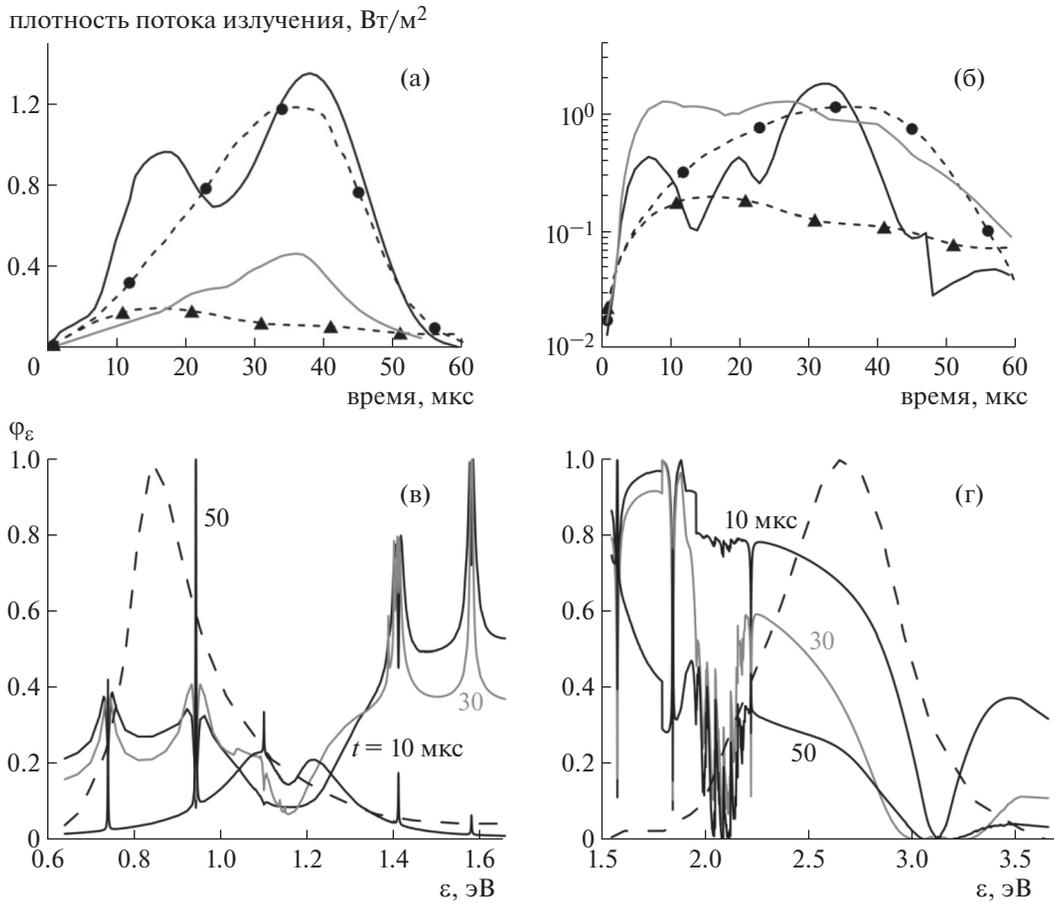


Рис. 3. Сравнение расчетных (сплошные кривые) и экспериментальных (штриховые кривые) кривых светимости на “красном” (черные кривые) и “синем” (серые кривые) фотодиодах: спектральный расчет (а), многогрупповой (б). Экспериментальные точки отмечены кружками для “синего” фотодиода, треугольниками – для “красного”. Спектры излучения (сплошные кривые) в различные моменты времени t и кривые пропускания фильтров (штриховые кривые) в диапазонах “красного” (в) и “синего” (г) фотодиодов.

потоков излучения, прошедшего через фильтры фотодиодов, расположенных на расстоянии 130 м от сопла генератора, рассчитанные двумя способами: с учетом спектрального состава излучения для всех энергий фотонов в диапазоне энергий фотонов фотодиодов (сплошные кривые, рис. 3а) и в групповом приближении, когда перенос излучения в данном диапазоне энергий квантов описывается не зависящем от энергий квантов средним, осредненным по планковской функции, коэффициентом поглощения (сплошные кривые, рис. 3б) и экспериментальные кривые (штриховые кривые). Здесь черные кривые соответствуют “синему” фотодиоду, серые – “красному”. Диапазон длин волн (энергий фотонов) “красного” фильтра – 0.74–1.95 мкм (1.66–0.64 эВ), “синего” фильтра – 0.33–0.8 мкм (3.67–1.55 эВ). Одновременные измерения излучения двумя различными фотодиодами увеличивают достоверность интерпретации результатов. Так как частота записи данных составляла величину 100 кГц, кружками и

треугольниками отмечены экспериментальные точки, соответствующие этой частоте. Как видно из рисунков, результаты расчетов с учетом спектрального состава излучения хорошо согласуются с данными измерений, а результаты расчетов в групповом приближении сильно отличаются от данных измерений. На рис. 3 для примера приведены также спектры излучения в диапазоне энергий фотонов “красного” (в) и “синего” (г) фотодиодов в различные моменты времени t . Здесь сплошные кривые – спектры, штриховые – спектральные коэффициенты пропускания фильтров. Спектры имеют сложный характер. Видно, что большая часть прошедшего через фильтры излучения соответствует крыльям чувствительности пропускания фильтров, поэтому решение с учетом спектральности излучения отличается от решения в групповом приближении – ярко выраженный спектральный эффект.

Отметим, что в рассматриваемой задаче характерное время обмена энергией между электрона-

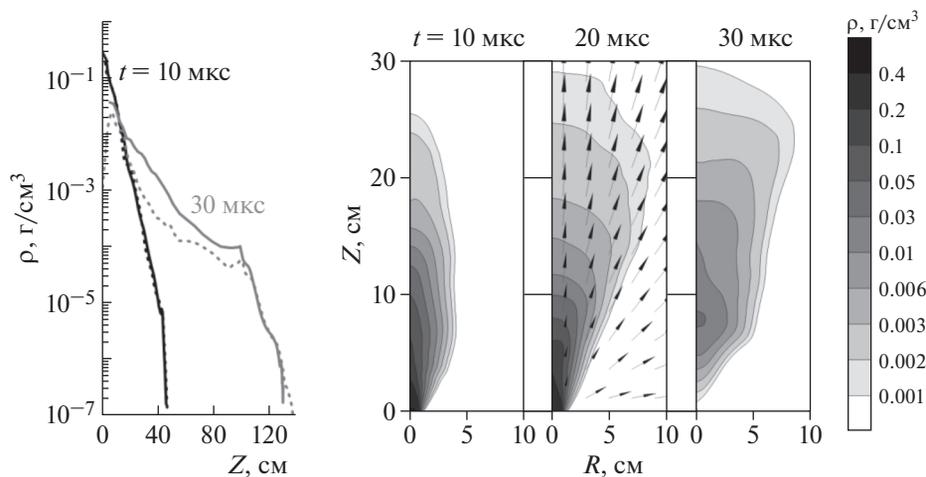


Рис. 4. Распределение вдоль оси струи плотности алюминиевых паров, полученное при численном моделировании в рамках сферически-симметричных уравнений (сплошные кривые) и двумерных (штриховые) уравнений газодинамики — левая часть рисунка. Пространственное распределение плотности в различные моменты времени и векторов скорости в момент времени 20 мкс — результаты двумерных расчетов.

ми и ионами при упругих соударениях и характерное время электрон-ионной рекомбинации при тройных столкновениях существенно меньше характерного времени изменения газодинамических параметров, что свидетельствует о правомерности приближения локального термодинамического равновесия.

Численное моделирование начальной стадии динамики алюминиевой плазменной струи с использованием полученного сценария инъекции ВГПС-400 было проведено для высотного эксперимента “Северная звезда-2” (высота 273 км, плотность окружающего воздуха 6×10^{-14} г/см³, давление 2.7×10^{-4} дин/см², температура 1400 К) как в рамках вышеописанной одномерной модели, так и в двумерном приближении (для проверки влияния бокового расширения). В двумерных расчетах (RZ геометрия) использовался многомерный код FRONT [8], основанный на явной схеме гудуновского типа на фиксированной эйлеровой сетке. В начальный момент времени область моделирования была заполнена идеальным газом (моделирующим воздух) с плотностью окружающей среды. При таких условиях истечение струи алюминия близко к режиму свободного разлета и не должно сопровождаться образованием ударной волны в воздухе. Однако численное моделирование такого истечения в гидродинамическом приближении (предполагающем малые длины свободного пробега частиц вещества) на эйлеровой сетке приводит к образованию ударной волны на границе алюминия и воздуха, сопровождающееся скачком плотности и нагреве вещества на ее фронте (численный эффект). В левой части рис. 4 приведено сравнение распределения плотности алюминиевой плазмы вдоль ра-

диуса, полученное в расчетах в одномерной постановке (сплошные кривые) и вдоль оси Z — в двумерной (штриховые кривые), показывающее хорошее согласие результатов, полученных в двух подходах к решению задачи. Из двумерного расчета видно, что струя сохраняет конусообразную форму на всем рассматриваемом промежутке времени, что говорит о корректности применения для описания начальной стадии движения плазменной струи одномерных сферически-симметричных уравнений газодинамики.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определены зависимости от времени газодинамических параметров гиперзвуковой алюминиевой плазменной струи при ее инъекции из сопла взрывного кумулятивного генератора (ВГПС-300 и ВГПС-400) в разреженную среду на высоте 140 км в экспериментах “Флакрус” и на высоте 273 км в эксперименте “Северная звезда-2”.

Получены радиационно-газодинамические характеристики алюминиевой плазменной струи на начальной стадии ее динамики в атмосфере, определяющие дальнейшие процессы взаимодействия струи с окружающим воздухом. Проведенное сравнение зависимостей от времени расчетных плотностей потоков излучения показало хорошее согласие с данными измерений фотодиодами, расположенными на бортовом модуле в эксперименте “Флакрус”.

Разработанная модель позволила описать ту начальную газодинамическую стадию движения высокоскоростной плазменной струи, которая, вследствие малых времен, не могла быть измерена датчиками, использованными в эксперименте,

и которая формирует дальнейшее взаимодействие струи с ионосферой и геомагнитным полем.

Работа выполнена в рамках государственного задания № FMWN-2022-0021. Работа Урвачева по 2D-моделированию поддержана грантом РФФ № 21-11-00362.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зецер Ю.И., Поклад Ю.В., Erlandson R.E.* // Физика Земли. 2021. № 5. С. 184.
<https://doi.org/10.31857/S0002333721050227>
2. *Losseva T.V., Golub' A.P., Kosarev I.B., Poklad Yu.V., Lyakhov A.N.* // Proc. SPIE 11916, 27th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics, 119167O (15 December 2021);
<https://doi.org/10.1117/12.2603249>.
3. *Лосева Т.В., Голубь А.П., Косарев И.Б., Поклад Ю.В., Ляхов А.Н., Зецер Ю.И.* // Динамические процессы в геосферах. 2021. № 13. С. 175.
4. *Gatsonis N.A., DeMagistris M., Erlandson R.E.* // J. Spacecraft Rockets. 2004. V. 41. P. 509.
<https://doi.org/10.2514/1.11946>
5. *Косарев И.Б.* // Динамические процессы в геосферах. 2017. № 9. С. 110.
6. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1992.
7. *Losseva T.V.* // Proc. SPIE 11560, 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics, 115608C (12 November 2020).
<https://doi.org/10.1117/12.2575441>.
8. *Глазырин С. И.* // Письма в Астрон. журн. 2013. Т. 39. С. 249.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ БЫСТРЫХ ИОНОВ В СЖИМАЮЩЕМСЯ Z-ПИНЧЕ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ФОККЕРА– ПЛАНКА С УЧЕТОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО УСКОРЕНИЯ

© 2022 г. А. Ю. Чирков^{а, *}, Е. А. Морхова^а, А. Ю. Фролов^а

^а Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*e-mail: chirkov@bmstu.ru

Поступила в редакцию 08.06.2022 г.

После доработки 21.06.2022 г.

Принята к публикации 23.06.2022 г.

Рассматривается кинетический подход к моделированию функции распределения ионов по скоростям (и энергиям) в процессе сжатия перетяжки Z-пинча и формируемого при этом энергетического спектра ионов, покидающих перетяжку. В рамках кинетического уравнения Фоккера–Планка механизм формирования спектра ионов определяется сочетанием процессов ускорения в нарастающем во времени магнитном поле, кулоновских столкновений и потерь.

Ключевые слова: Z-пинч, быстрые ионы, уравнение Фоккера–Планка

DOI: 10.31857/S0367292122600613

1. ВВЕДЕНИЕ

Особенностью Z-пинчей является генерация значительного количества высокоэнергетических (быстрых) ионов при сжатии перетяжки, образующейся как результат развития неустойчивости. Реакциями синтеза с участием быстрых ионов дейтерия (или трития) объясняется сравнительно высокий наблюдаемый выход нейтронов [1]. С одной стороны, с учетом эффективной передачи энергии от магнитного поля быстрым ионам это вызывает определенный оптимизм в отношении перспектив мощных источников нейтронов, а, возможно, и термоядерных реакторов на основе Z-пинчей. С другой стороны, считается, что быстрые ионы рождаются в момент разрыва перетяжки, и, поэтому, их доля незначительна.

Быстрые ионы наблюдаются в экспериментах с различными типами нагрузки [1–5]. Детали механизма генерации быстрых ионов на данный момент не получили объяснения на уровне количественных оценок. Сложилась терминология, по которой выделяют “ускорительный” механизм и “тепловой”. В первом случае приходится предполагать, что на стадии разрыва перетяжки возникают экстремально высокие электрические поля. Тепловой механизм подразумевает нагрев при сжатии перетяжки, и, в принципе, на его основе можно удовлетворительно объяснить наблюдаемый спектр ионов [6]. Но тепловой механизм не учитывает особенностей роста энергии ионов в зависимости от их энергии, и, соответственно, от

частоты столкновений. Не исключено также, что указанные два механизма могут дополнять друг друга. Поэтому необходимо моделирование кинетики всех ионов без искусственного разделения их на “быстрые” и “тепловые”.

Для оценки выхода нейтронов в [7] рассматривалось модельное распределение ионов по энергиям с определенным условием “сшивки” низкоэнергетической максвелловской части с высокоэнергетичным “хвостом”, имеющим степенную зависимость от энергии. Оценки выхода нейтронов D–D-реакции в сжимающейся перетяжке для степенного и максвелловского распределений [8] показали значительное превышение отношения выхода нейтронов к средней энергии ионов в первом случае по сравнению со вторым. Оценки в [9] показывают, что можно выделить бесстолкновительную фракцию ионов высоких энергий. На конечной стадии сжатия протекает два параллельных процесса – максвеллизация низкоэнергетичной фракции и ускорение бесстолкновительной высокоэнергетичной фракции. Набор энергии бесстолкновительными ионами при сжатии можно описать как их отражение от сжимающих “стенок” магнитного поля [10]. На основе такой модели в [9] даны оценки выхода нейтронов и его анизотропии. В той или иной мере упомянутые выше оценки подразумевают отдельное рассмотрение ионов с высокими энергиями.

В работе [11] рассматривалось увеличение энергии ионов при “отражении” от магнитных “стенок” и кинетическое моделирование их распределения на основе уравнения Фоккера–Планка в высокоэнергетичном приближении. Несмотря на довольно грубые допущения, в [11] продемонстрирован механизм формирования немасвелловского распределения ионов при высоких энергиях как результат баланса двух конкурирующих процессов – ускорения при взаимодействии с увеличивающимся магнитным полем и торможения при столкновениях с электронами.

Таким образом, интерпретация спектра ионов, испускаемых Z-пинчем, требует знания их функции распределения по энергиям во все моменты времени сжатия перетяжки, что возможно при использовании кинетического уравнения для всего диапазона энергий (скоростей) с учетом как кулоновских столкновений ионов с ионами и, главным образом, с электронами, а также воздействия нарастающего во времени магнитного поля. В настоящей работе исследование в такой постановке выполнено на основе уравнения Фоккера–Планка.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И СПЕКТР ИОНОВ

Нестационарное уравнение Фоккера–Планка для ионов в перетяжке рассмотрим в рамках следующих приближений. Функцию распределения $f(v, t)$ по скоростям считаем однородной в пространстве и изотропной по направлениям скорости. Используем дивергентную форму, в которой силовое воздействие переменного магнитного поля учитывается в выражении потока в фазовом пространстве скоростей.

При указанных приближениях уравнение Фоккера–Планка имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \left(D \frac{\partial f}{\partial v} - Af - bf \right) \right] - \frac{f}{\tau_v}, \quad (1)$$

где D – коэффициент кулоновской диффузии, A – коэффициент кулоновского трения, b – коэффициент ускорения при взаимодействии с переменным магнитным полем, τ_v – характерное время потерь.

Высокоэнергетичные ионы взаимодействуют прежде всего с электронами, а также с ионами сравнительно низких энергий. Электроны можно считать максвелловскими. Поэтому для коэффициентов диффузии D и трения A будем использовать выражения, соответствующие потенциалам Розенблюта–Трубникова [12, 13] для максвелловского фона [14]. При этом, в частности, выполняется соотношение $D = -\frac{kT}{mv} A$.

Коэффициент ускорения при взаимодействии с нарастающим во времени магнитным полем $b = \frac{\delta v}{\delta t}$, где δv – изменение скорости за время δt . По модели магнитного поршня как движущихся стенок $\delta v \approx -\frac{da}{dt}$, где a – текущий радиус перетяжки. Время пролета между стенками составляет $\delta t \approx a/v$. В результате

$$b \approx -\frac{v da}{a dt}. \quad (2)$$

Отметим, что ускорение в переменном магнитном поле B связано с индуцируемым вихревым электрическим полем E , величину которого оценим из соотношения $\frac{\Delta B}{\Delta t} \approx \frac{E}{r}$, где $r = a$, a – текущий радиус перетяжки. На участке траектории частицы при ее “отражении” от области переменного магнитного поля $\frac{\Delta B}{\Delta t} \approx \frac{\partial B}{\partial r} \frac{da}{dt} \approx -\frac{B da}{r dt}$, где $\Delta t \approx \frac{m}{eB}$. Изменение импульса частицы соответствует силе, действующей со стороны электрического поля, т.е. $m \delta v \approx e E \Delta t \approx er \Delta B \approx -er \frac{B da}{r dt} \times$

$\times \frac{m}{eB} = -m \frac{da}{dt}$. На основе этих оценок приходим к тому же результату, что выражен соотношением (2).

Для решения необходимо задать ряд параметров фоновой плазмы. В рамках самосогласованной постановки они должны зависеть от искомой функции распределения ионов. Однако в этом случае необходимо решать также задачу описания динамики перетяжки, что не входит в цели данного этапа анализа. Поэтому используем простые соотношения, соответствующие автомодельному решению [6], качественно описывающие изменение параметров во времени

$$N = N_0 (1 - t/t_1)^{4/7}, \quad (3)$$

$$T = T_0 (1 - t/t_1)^{-4/7}, \quad (4)$$

$$a = a_0 (1 - t/t_1)^{5/7}, \quad (5)$$

$$n = n_0 (1 - t/t_1)^{-6/7}, \quad (6)$$

$$\tau = \frac{\alpha a}{\sqrt{\frac{kT}{m}}} = \tau_0 (1 - t/t_1), \quad (7)$$

$$t_1 = \frac{4}{7} \tau_0 = \frac{4}{7} \alpha \frac{a_0}{\sqrt{\frac{kT_0}{m}}}, \quad (8)$$

где N – число частиц на единицу длины; T – температура; a – радиус перетяжки; n – плотность (концентрация частиц); τ – характерное время потерь частиц; те же величины с индексом “0” – начальные значения, соответствующие началу

процесса сжатия перетяжки; $\alpha \sim 10$ – параметр, характеризующий траектории ионов с учетом магнитного поля, k – постоянная Больцмана, m – масса иона.

Изменение магнитного поля в автомодельном решении учтено с помощью условия Беннета. Автомодельное решение имеет свойство $n \propto T^{3/2}$, что важно с точки зрения эволюции функции распределения максвелловских компонентов – электронов, в частности. При $t \rightarrow t_1$ автомодельное решение приводит к особенности. Поэтому в качестве окончания процесса (разрыва перетяжки) принимаем, например, $t = 0.95t_1$.

Характерное время потерь τ_v , входящее в (1), по аналогии с (7), (8) примем в виде зависимости

$$\tau_v = \frac{\alpha_v a}{v}, \quad (9)$$

где α_v – постоянная.

В выражении (8) в рамках гидродинамического описания время потерь зависит от текущего значения радиуса перетяжки и характерной тепловой скорости частиц, связанной с текущей температурой. Так как при кинетическом моделировании автомодельное решение используется нами для задания свойств “фоновой плазмы”, то для выражения (9) описывает потери частиц подобным образом с той разницей, что время потерь различно для частиц различных энергий и зависит от скорости “пробной” частицы.

В приосевой области пинча поле практически нулевое, на границе сверхсильное поле соответствует величине тока, протекающего через поперечное сечение пинча. Траектории частиц в таком неоднородном поле имеют сложный вид [4], что затрудняет строгий учет структуры поля и траекторий частиц. Поэтому используется изотропное приближение для функции распределения, а особенности сложных траекторий при этом упрощенно учитываются с помощью коэффициента α (или α_v).

Полезно проанализировать уравнение (1) при высоких энергиях. Можно пренебречь кулоновской диффузией. В коэффициенте кулоновского трения можно ограничиться учетом только столкновений ионов с электронами, тогда $A \approx -v/\tau_s$, где τ_s – время замедления быстрых ионов на электронах. Так как мы предполагаем $n \propto T^{3/2}$, то $\tau_s = \text{const}$. С учетом зависимости параметров от времени запишем (1) для области высоких энергий

$$t_1 \frac{df}{dt} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{t_1}{\tau_s} v^3 f - \frac{5}{7} \frac{v^3}{(1-t/t_1)} f \right] - \frac{4}{7} \frac{v}{v_T (1-t/t_1)^{5/7}} f, \quad (10)$$

где $v_0 = \sqrt{\frac{kT_0}{m}}$ – характерная тепловая скорость ионов по начальной температуре.

Как можно видеть из (10), в качестве масштаба времени следует принять t_1 , а масштаба скорости – v_0 . Тогда отношение t_1/τ_s можно рассматривать как безразмерный параметр задачи. Торможение на электронах описывается первым слагаемым в квадратных скобках, ускорение переменным магнитным полем – вторым слагаемым, потери частиц описываются последним членом в правой части. При $t \rightarrow t_1$ основными процессами становятся нагрев и потери частиц. Учитывая их зависимость от скорости можно утверждать, что именно эти процессы формируют немаксвелловское распределение ионов высоких энергий на завершающей стадии сжатия перетяжки. Параметр t_1/τ_s определяет начало этой стадии как переход быстрых ионов в бесстолкновительный режим.

При численном моделировании рассматривалось уравнение Фоккера–Планка в виде (1). В качестве начальных условий использовалось максвелловское распределение с температурой $T_0 = 3$ кэВ. Начальная плотность $n_0 = 2 \times 10^{26} \text{ м}^{-3}$; высота перетяжки $h = 2.5$ мм, начальный радиус $a_0 = 2.5$ мм (равен радиусу невозмущенного пинча); высота всего пинча $H = 12.5$ мм (необходима для иллюстрации полного количества частиц различных энергий). Значениях указанных параметров были выбраны так, чтобы характерные времена сжатия перетяжки и торможения быстрых ионов были одного порядка. В частности, при указанных условиях $t_1/\tau_s \approx 0.5$. Для таких условий величина тока должна быть $I = 8.7$ МА, энергия, вложенная в плазму, – $W_0 \approx 70$ кДж (энергия генератора порядка нескольких МДж), что соответствует уровню существующих экспериментальных установок.

В расчетах принято значение параметра, входящего в формулу (9), $\alpha_v = 10$. Первое граничное условие учитывало особенности баланса частиц в фазовом пространстве при $v \rightarrow 0$, а именно, в первой ячейке по скорости отдельно рассматривался баланс плотности частиц и их поток. Второе граничное условие – равенство нулю исковой функции при $v \rightarrow \infty$ обеспечивалось при достаточно большом, но конечном значении скорости, так, чтобы это значение не влияло на результат.

Результаты расчета представлены на рис. 1, где показана функция распределения, нормированная на плотность частиц (на их число в единице объема). Отметим, что уравнение (1) соответствует нормировке функции распределения на полное число частиц. Момент времени $t = 0.95t_1$ принят за окончание процесса сжатия перетяжки, т.е.

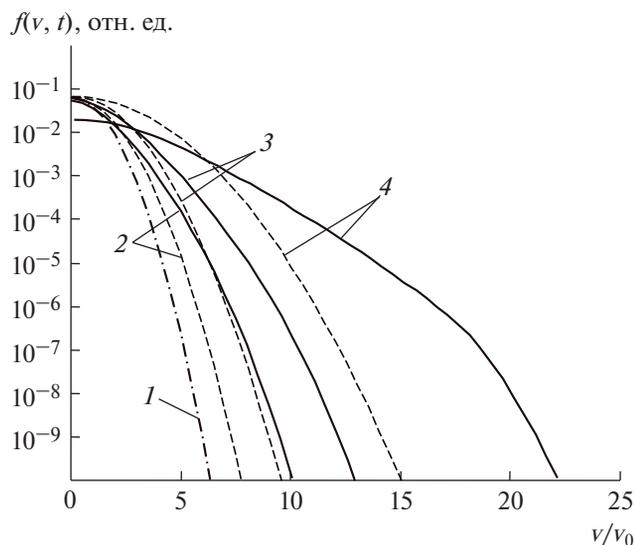


Рис. 1. Функция распределения ионов по скоростям, нормированная на плотность частиц, в моменты времени: 1 – $t = 0$ (начальное максвелловское распределение); 2 – $0.5t_1$; 3 – $0.75t_1$; 4 – $0.95t_1$. Сплошные кривые – численные решения уравнения (1); пунктирные кривые – максвелловские распределения, соответствующие параметрам автомодельного решения.

условный ее разрыв. Для рассматриваемых условий $t_1/\tau_s \approx 0.5$. Как можно видеть, в области высоких энергий функция распределения ионов по скоростям сильно отличается от максвелловской, в особенности на завершающей стадии сжатия.

Отметим, что рассчитанные интегральные характеристики (число частиц, полная энергия), а также средняя энергия, в пределах 10–15% отличаются от соответствующих величин, заданных по автомодельному решению. При этом качественное изменение во времени полностью подобно.

Функция распределения – мгновенная характеристика системы в каждый момент времени t . В рассматриваемом случае приближенно принимаем, что параметры плазмы существенно изменяются в объеме перетяжки, а в остальной “невозмущенной” части пинча параметры остаются практически постоянными. Энергетический спектр ионов – интегральная величина, включающая информацию о функции распределения за время процесса сжатия от начального момента ($t = 0$) до конечного (или некоторого текущего) момента времени t . Говоря о спектре ионов, мы должны ориентироваться на величину, соответствующую той, что детектируется в экспериментах. Поэтому спектр ионов складывается из потока ионов за время от начального момента до конечного, а также включает те ионы, которые остались в перетяжке и в невозмущенной части пинча на момент условного разрыва перетяжки.

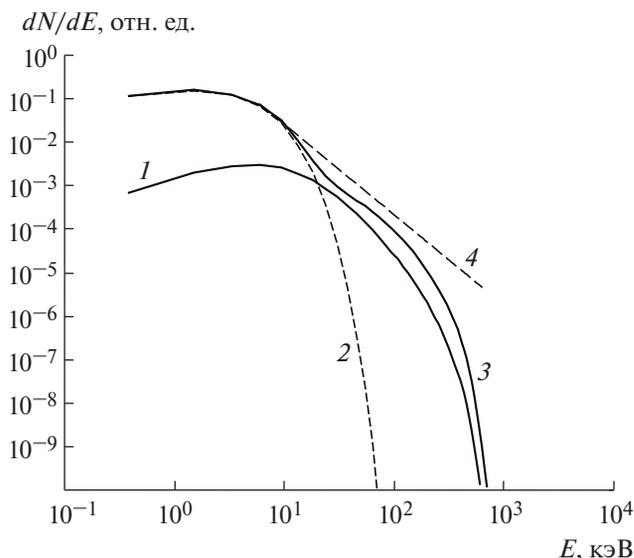


Рис. 2. Спектр ионов: 1 – вклад ионов, покидающих перетяжку в течение сжатия; 2 – вклад максвелловских ионов невозмущенного пинча; 3 – суммарный спектр; 4 – аппроксимация $dN/dE \propto E^{-2}$.

Спектр ионов, покидающих перетяжку

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} &= \int_0^t \left(-\frac{dN}{dE dt} \right) dt = \int_0^t \frac{f(v, t) 4\pi v^2 dv}{\tau_v dE} dt = \\ &= \int_0^t \frac{f_E(E, t)}{\tau_v} dt, \end{aligned} \quad (11)$$

где $E = \frac{mv^2}{2}$ – энергия иона, $f_E(E, t)$ – функция распределения по энергиям.

Вклад “невозмущенной” части пинча в спектр представляет из себя фактически максвелловскую функцию распределения по энергиям, соответствующую начальной температуре T_0 и начальной концентрации ионов n_0 . Распределение ионов в пинче на момент условного разрыва перетяжки также включается в суммарный спектр.

Результаты расчета спектра приведены на рис. 2, где также показана вспомогательная зависимость $dN/dE \propto E^{-2}$. Для рассмотренных условий можно говорить, что при энергиях $E \sim 100$ кэВ спектр сравнительно близок к степенной зависимости. Отметим, что эта зависимость проявляется в более явном виде при увеличении конечного времени, т.е. при $t \rightarrow t_1$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кинетический подход позволяет количественно определить распределение ионов по скоростям (и по энергиям), формируемое при сжатии

перетяжки Z-пинча с учетом их ускорения при воздействии нарастающего во времени магнитного поля. Отношение t_1/τ_s характерного времени сжатия и времени замедления быстрых ионов на электронах показывает, что максимальная передача энергии быстрым ионам реализуется при больших временах замедления, т.е. при сравнительно низких плотностях.

В рамках приближения, предполагающего заданные законы изменения параметров во времени, кинетическое моделирование продемонстрировало картину генерации спектра ионов, в целом соответствующую экспериментальным представлениям. Для построения более точной самосогласованной модели необходимо использование кинетического описания совместно с уравнениями макроскопической динамики перетяжки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вихрев В.В., Королев В.Д. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 397.
2. Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Блинов П.И., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Данько С.А., Зеленин А.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Смирнова Е.А., Устроев Г.И., Черненко А.С., Шагин В.А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 7. С. 644.
3. Klir D., Kravarik J., Kubes P., Rezac K., Cikhard J., Litsev E., Nyhlik T., Ananev S.S., Bakshaev Yu.L., Bryzgunov V.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. 065013.
4. Бакшаев Ю.Л., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Волобуев И.В., Данько С.А., Казаков Е.Д., Королев В.Д., Клир Д., МIRONENKO-Маренков А.Д., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г.И. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 6. С. 516.
5. Klir D., Shishlov A.V., Kokshenev V.A., Kubes P., Labetsky A.Yu., Rezac K., Cherdizov R.K., Cikhardt J., Cikhardtov B., Dudkin G.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. 044005.
6. Вихрев В.В., Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. 1980. Т. 10. С. 243.
7. Вихрев В.В., МIRONENKO-Маренков А.Д. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 251.
8. Vikhrev V.V., Frolov A.Yu., Chirkov A.Yu. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1370. 012026. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1370/1/012026>
9. Свицкий Э.Б. // ЖТФ. 2018. Т. 88. Вып. 1. С. 15.
10. Deutch R., Kies W. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1988. V. 30. № 3. P. 263.
11. Фролов А.Ю., Дружинина О.В., Чирков А.Ю. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2021. Т. 26. № 5. С. 5. <https://doi.org/10.18127/j15604128-202105-01>
12. Rosenbluth M., MacDonald W.M., Judd D.L. // Phys. Rev. 1957. V. 107. № 1. P. 1.
13. Трубников Б.А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1341.
14. Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2003. Вып. 1. С. 55.

ВЛИЯНИЕ ИОННО-ЗВУКОВЫХ СОЛИТОНОВ НА ФУНКЦИИ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОНОВОЙ ПЛАЗМЫ© 2022 г. Ф. М. Трухачев^{a, b, c, *}, М. М. Васильев^{a, b}, О. Ф. Петров^{a, b}^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия^b Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия^c Белорусско-Российский университет, Могилев, Беларусь

*e-mail: ftru@mail.ru

Поступила в редакцию 17.06.2022 г.

После доработки 07.07.2022 г.

Принята к публикации 07.07.2022 г.

В рамках МГД-модели проведен анализ динамики ансамблей ионов фоновой плазмы в присутствии ионно-звуковых солитонов. Найдена функция распределения по скоростям для ионов, возмущенная солитонами. Показано, что солитоны трансформируют исходное равновесное распределение ионов к виду, который сходен с распределением плазмы, содержащей пучок ионов. Определены характерные особенности возмущенной ионной функции распределения, соответствующей солитонам различной амплитуды. Рассмотрен случай движения каскада солитонов, часто наблюдаемый на практике.

Ключевые слова: солитон, функция распределения, плазма, солитонные токи

DOI: 10.31857/S0367292122600704

1. ВВЕДЕНИЕ

Волны и неустойчивости играют важную роль в динамике плазмы. Анализ влияния волновых процессов на функции распределения фоновой плазмы является актуальной физической проблемой. Действительно, с одной стороны, подобные исследования развивают кинетическую теорию плазмы [1], теорию неравновесных систем [2], а с другой — могут использоваться для диагностики ее свойств и создания новых методов нагрева [3–6].

В нашей работе, представлено решение проблемы возмущения функции распределения фоновой плазмы при движении ионно-звуковых (ИЗ) солитонов. Эта задача впервые была обозначена в работе [7], в которой исследовались электрические токи, индуцируемые в бесстолкновительной плазме солитонами акустического типа. В частности, с использованием МГД-моделей и одночастичного приближений было показано, что ИЗ-солитоны осуществляют односторонний перенос ионов на расстояние в несколько радиусов Дебая. Для солитонов с положительной поляризованностью потенциала (солитонов сжатия), направление переноса ионов совпадает с направлением движения волны. При этом скорость, а следовательно, и кинетическая энергия ионов в модели “холодной” плазмы до и после взаимодействия с солитонами оказываются равными ну-

лю (меняется только положение ионов в пространстве). Внутри солитона скорость ионов оказывается положительной (см. также [8]). Такой перенос приводит к возникновению ионных токов импульсного характера с постоянной составляющей. Такие токи получили название “солитонных токов” [7] (см. также [9–11]). Временное разрешение токоизмерительных приборов необходимых для регистрации солитонных токов должно быть на уровне периода ионной плазменной частоты [9], что не всегда выполняется на практике [12, 13]. Солитонные токи могут оказывать существенное влияние на свойства плазмы в том случае, если в ней распространяется большой ансамбль солитонов. Такая ситуация часто наблюдается в космической плазме [13–15]. Ненулевая постоянная составляющая солитонных токов указывает на то, что возмущенная солитонами ионная функция распределения должна отличаться от максвелловской. Актуальность наших исследований подчеркивается тем, что солитоны и нелинейные волны играют важную роль в современной физике плазмы, и это подтверждается большим количеством исследований в таких областях как астрофизика [13–22], космология [23–25], термоядерный синтез [26, 27], общая физика плазмы [28], и др.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Определим профиль потенциала и другие параметры ИЗ-солитона. Воспользуемся одномерной бесстолкновительной МГД-моделью плазмы с холодными ионами и горячими электронами [7]. Модель включает нормированные уравнения движения и непрерывности для ионов, уравнение Больцмана для электронов и уравнение Пуассона, связывающее обе популяции заряженных частиц

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$n_e = \exp(\Phi), \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = n_e - n_i. \quad (4)$$

Здесь n_e , n_i — соответственно электронная и ионная концентрации, нормированные на невозмущенную концентрацию n_0 , v_i — ионная скорость, нормированная на скорость ионного звука $C_s = (T_e/m_i)^{1/2}$, T_e — температура электронной популяции, m_i — масса иона; $\Phi = e\varphi/T_e$ — нормированный потенциал электростатического поля волны, e — элементарный заряд. Время t нормировано на величину ω_i^{-1} , где $\omega_i = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i}$ — ионная плазменная частота, пространственная координата нормирована на радиус Дебая $\lambda_D = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_0}$. В нашей модели $T_i = 0$, таким образом, необходимое условие для существования ионно-звуковых волн $T_e \gg T_i$ выполняется автоматически. Будем искать решения для волн, прошедших все стадии эволюции, движущихся с постоянной амплитудой, формой и скоростью V , которая после нормировки выражается числом Маха $M = V/C_s$. Переходя в движущуюся вместе с волной систему координат, вводя новую переменную $S = x - Mt$, нормированную ионную концентрацию можно выразить в виде [7]

$$n_i(\Phi) = \frac{M}{\sqrt{M^2 - 2\Phi}}.$$

Далее систему (1)–(4) можно преобразовать к единственному уравнению Пуассона [7]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial S^2} = \exp(\Phi) - \frac{M}{\sqrt{M^2 - 2\Phi}}. \quad (5)$$

Однократное интегрирование (5) по Φ с учетом граничных условий $d\Phi/dS = 0$ при $\Phi = 0$ дает выражение для псевдопотенциала Сагдеева [7]

$$U(\Phi) = (1 - e^\Phi) - \left(M\sqrt{M^2 - 2\Phi} - M^2 \right). \quad (6)$$

На рис. 1а представлена зависимость $U(\Phi)$ для разных значений M , корни Φ_0 соответствуют амплитуде солитонов. Как видно, амплитуда солитонов растет с ростом их скорости M (см. рис. 4а из [7]). Профиль солитона $\Phi(S)$ является решением дифференциального уравнения (6), которое можно найти либо численно, либо в приближении малых амплитуд ($|\Phi_0| \ll 1$). Во втором случае, используют разложение $U(\Phi) \approx A_2\Phi^2 + A_3\Phi^3$, где $A_2 = \frac{1}{2M^2} - \frac{1}{2}$, $A_3 = \frac{1}{2M^4} - \frac{1}{6}$, аналитическое выражение для профиля ИЗ-солитона можно записать в виде [7]

$$\Phi(S) \approx \Phi_0^* \operatorname{sech}^2 \left(\sqrt{\frac{-A_2}{2}} S \right), \quad (7)$$

где $\Phi_0^* = -A_2/A_3$ амплитуда солитона. Аналитическое выражение (7) является приближенным и справедливо для описания солитонов с малыми амплитудами $\Phi_0 < 0.2$, что видно из рис. 1б. Из рисунка также видно, что $\Phi_0^* > \Phi_0$, однако $\Phi_0^* \rightarrow \Phi_0$ с уменьшением амплитуды.

Зная профиль солитона и параметры плазмы, перейдем к анализу функции распределения частиц.

3. ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПО СКОРОСТЯМ. УСРЕДНЕНИЕ ПО АНСАМБЛЮ

Функцию распределения легких, горячих электронов можно с большой точностью считать Максвелловской. Поэтому ограничимся поиском функции распределения для ионов. Будем искать функцию распределения в форме распределения по проекции скорости. Выражение для одномерной функции распределения по скоростям можно записать в виде

$$f(v_i) = \frac{\Delta N}{N\Delta v_i}, \quad (8)$$

где v_i — проекция скорости иона вдоль оси x ; ΔN — количество частиц со скоростями, лежащими в интервале от v_i до $v_i + \Delta v_i$; N — полное количество ионов в рассматриваемой области. Сделаем ряд важных замечаний.

Замечание 1. В нашей модели холодной плазмы все ионы равномерно распределены в пространстве и имеют нулевую начальную скорость. Таким образом, начальное положение ионов в фазовом пространстве отличается только положением в пространстве.

Замечание 2. В отсутствие солитонов, распределение ионов по скоростям можно описать дельта-функцией, которая является предельным слу-

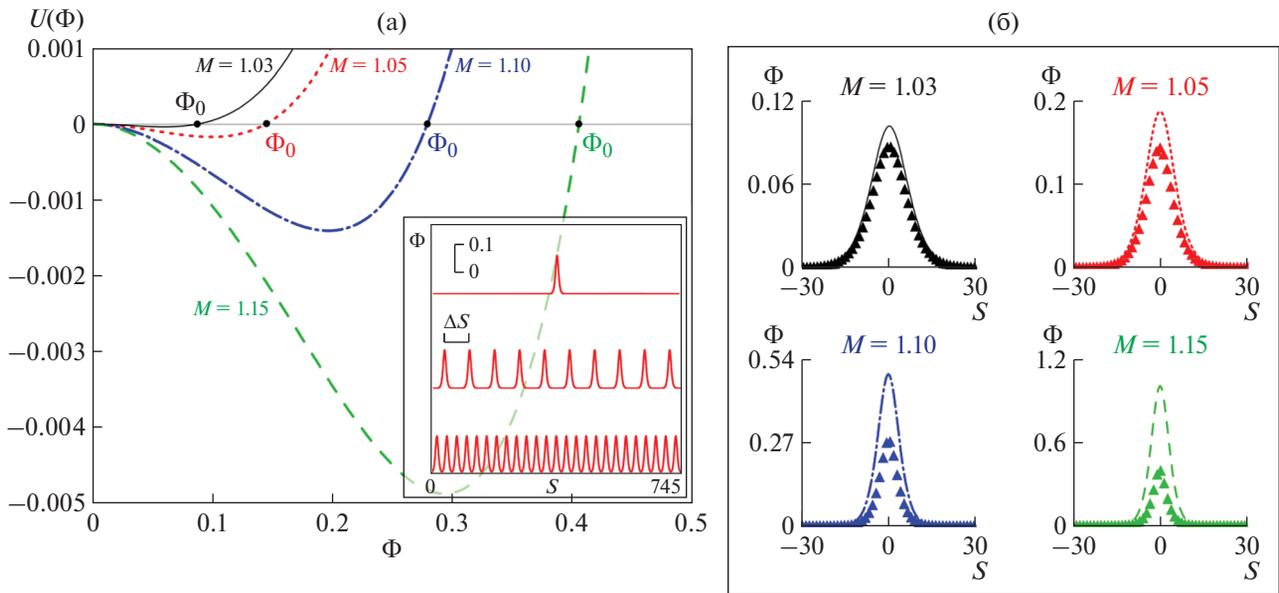


Рис. 1. Псевдопотенциал Сагдеева $U(\Phi)$ при разных значениях параметра M (а). На вставке к рисунку отображены возможные волновые решения уравнения (5) в виде одного солитона, последовательности солитонов с интервалом следования ΔS , и кноидальных волн соответственно. Различным типам решений соответствуют различные начальные условия. Для одного солитона и последовательности солитонов отличия в начальных условиях невелики, а профили солитонов в обоих случаях практически совпадают; профили потенциала ИЗ-солитона при $M = 1.03$; $M = 1.05$; $M = 1.1$; $M = 1.15$ (б). Аналитические решения отображены сплошной, пунктирной, штрихпунктирной и штриховой кривыми соответственно. Символами “▲” отображены соответствующие численные решения.

чаем распределения Максвелла при нулевой температуре.

Замечание 3. Как упоминалось выше, докритические ИЗ солитоны возмущают скорость ионов только в своей окрестности, при этом скорость ионов принимает только положительные значения [7]. Ионы при этом перемещаются на несколько радиусов Дебая в направлении движения волны. Движение ионов приводит к генерации ионных токов импульсного характера с постоянной составляющей. Следовательно, возмущенная функция распределения ионов по скоростям должна быть асимметричной относительно нуля. В противном случае средняя скорость ионов, а также постоянная составляющая ионного тока были бы равны нулю.

Выберем ансамбль, содержащий N ионов фоновой плазмы, которые равномерно расположены на прямой линии вдоль оси x , как показано на рис. 2. Пусть в начальный момент времени солитон находится слева от ансамбля ионов, так, чтобы он не возмущал динамические параметры выбранных ионов. Скорость солитона направлена слева направо, т.е. в сторону ансамбля ионов. Найдем распределение скоростей для ионов ансамбля в момент, когда солитон окажется примерно в центре ансамбля. Параметры движения однозарядных ионов в неподвижной системе ко-

ординат можно найти из второго закона Ньютона [9, 29]

$$m_i \mathbf{a} = e\mathbf{E}, \tag{9}$$

где $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ — самосогласованное электрическое поле солитона. Важно отметить, что рассматриваемый ансамбль ионов является частью всей ионной популяции, участвующей в самосогласованном волновом процессе. Поэтому движение отдельных ионов описывает движение всей ионной популяции. В одномерном случае, с учетом принятых ранее нормировок уравнение (9) можно преобразовать к виду

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\partial\Phi}{\partial x}. \tag{10}$$

Функцию $\Phi(x,t)$ можно получить в явном виде подставив $S = x - Mt$ в (7) или численно (в виде таблицы). Уравнение (10) справедливо для всех ионов рассматриваемого ансамбля, отличия заключаются лишь в начальных условиях, которые описывают положение отдельных ионов в начальный момент времени. Более того, как показано на рис. 12а из работы [7], траектории всех ионов одинаковы (отличия состоят в пространственно-временном сдвиге). Начальные условия следующие:

- 1) количество ионов в ансамбле $N = 15$;

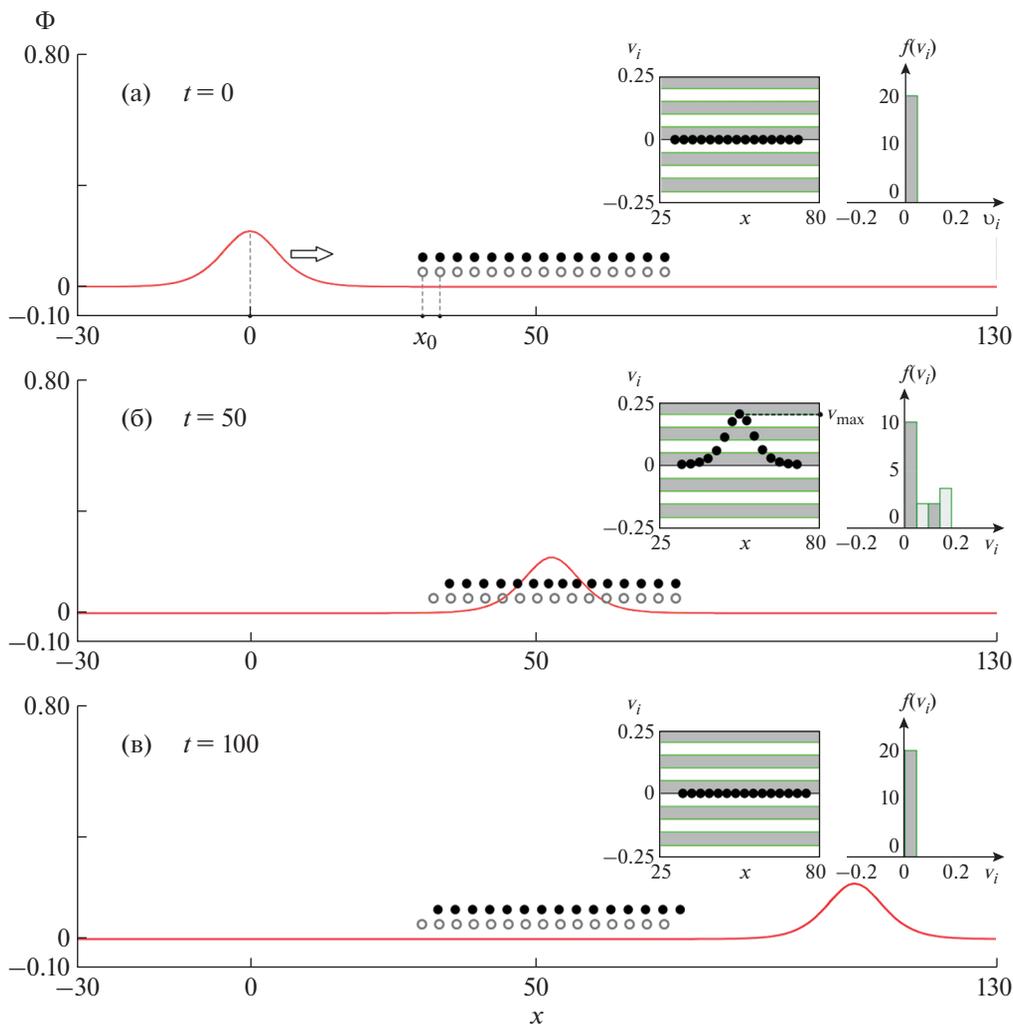


Рис. 2. Фазы процесса взаимодействия ИЗ-солитона с ансамблем ионов. Символами “о” и “●” обозначены начальные и текущие положения ионов ансамбля. Символы “о” и “●” разнесены по вертикали для наглядности. *Фаза 1*, состояние до взаимодействия, начальная скорость ионов ансамбля равна нулю (а); *фаза 2*, ИЗ-солитон достигает середины ансамбля, скорость ионов отлична от нуля (б); *фаза 3*, солитон покидает ансамбль, скорость ионов снова равна нулю, при этом все ионы переместились вперед на несколько λ_D (в). На вкладках к рисункам представлено положение частиц в пространстве скоростей (фазовом пространстве), а также распределения ионов ансамбля по проекциям скоростей.

2) начальная скорость всех ионов ансамбля $v_i(0) = dx/dt = 0$;

3) начальное положение ионов: $x_1(0) = x_0$, $x_2(0) = x_0 + \Delta x, \dots, x_N(0) = x_0 + \Delta x(N - 1)$, где $x_0 = 30$ – начальное положение первой частицы ансамбля, $\Delta x = 3$ – расстояние между соседними частицами ансамбля;

4) начальное положение солитона $x_s(0) = 0$, скорость $M = 1.05$ (соответствующий профиль отображен на рис. 1).

Для решения уравнения (10) применялся метод Рунге–Кутты 4-го порядка. На рис. 2 показаны основные фазы процесса взаимодействия

ИЗ-солитона с ансамблем ионов, а именно: начальное состояние системы (а); состояние когда солитон находится в центре ансамбля ионов (б); состояние релаксации, когда солитон удаляется от ансамбля (с).

Положение ионов ансамбля отображено символами “●”, в то время как начальное положение частиц отображено символами “о”. Для наглядности символы “●” и “о” разнесены по вертикали. Положение частиц в пространстве скоростей (фазовые графики), а также гистограммы распределения по скоростям $f(v_i)$ отображены на вкладках на рис. 2. Шкала скоростей на фазовых графиках разбита на интервалы с шагом $\Delta v_i = 0.05$. Эти интервалы использовались для определения

дискретной функции распределения $f(v_i)$, рассчитываемой по формуле (8).

Как видно из рис. 2а, в начальном состоянии (фаза 1), все ионы ансамбля покоятся, их скорость равна нулю. Как указывалось выше (замечание 2), в таком случае их распределение по скоростям стремится к дельта-функции. Такое же распределение наблюдается после того, как ИЗ-солитон покидает ансамбль ионов (фаза 3). Фаза 3 отличается от фазы только положением ионов, которые были перемещены солитоном на расстояние $\ell \sim 3\lambda_D$, межчастичное расстояние и скорость ионов принимают исходные значения $\Delta x = 3$, $v_i = 0$ соответственно. Процесс взаимодействия уединенного иона с ИЗ-солитоном подробно описан в [7, 9].

Интерес для нас представляет фаза 2, которую можно считать активной фазой взаимодействия солитон–частица. В этой фазе солитон находится примерно в центре ансамбля ионов. Как видно из вкладки к рис. 2б, скорость ионов ансамбля в этом случае принимает неотрицательные значения (т.е. $v_i \geq 0$). В данном случае распределение по скоростям для ионов можно легко определить по формуле (8). Для этого достаточно подсчитать количество частиц в каждом интервале скоростей $[v_i, v_i + \Delta v_i)$ (для удобства соседние интервалы залиты разным цветом). Из вкладки к рис. 2б видно, что распределение частиц по скоростям имеет несимметричную форму, что согласуется с замечанием 3. В частности, $f(v_i) = 0$ при $v_i < 0$, однако $f(v_i) > 0$ в интервале положительных скоростей $0 \leq v_i < 0.2$. Именно в этом интервале лежит скорость ионов, взаимодействующих с солитоном.

Понятно, что точность получения функции $f(v_i)$ будет возрастать при увеличении количества частиц в ансамбле N , а также при уменьшении приращений Δx , Δv_i . На рис. 3 представлены возмущенные ионные функции распределения для фазы 2 при относительно большом ансамбле частиц $N = 1000$ и разных значений числа Маха (и, соответственно, разных амплитудах солитона Φ_0). При расчете были выбраны следующие параметры: $\Delta x = 0.04$; $\Delta v_i = 0.01$. Методика расчета полностью совпадала с методикой получения данных, представленных на рис. 2. А именно, уравнение (10) решалось N раз для разных начальных положений иона. В результате получался массив из N дискретных зависимостей $v_i(t)$. Далее фиксировалось время t при котором солитон находился примерно в центре ансамбля ионов (например, $t = 50$ в случае, представленном на рис. 2б). Получался одномерный массив (строка) размерности N , который содержал скорости всех ионов ансамбля в заданный момент времени. Полученный массив обрабатывался простым алгоритмом, который

проводил подсчет частиц в каждом из интервалов скоростей $[v_i; v_i + \Delta v_i)$. Отметим, что теперь в уравнении (10) использовался численный профиль электрического поля солитона, поскольку формула (7) давала большую погрешность при больших Φ_0 . Численные профили $\Phi(S)$, отображенные на рис. 1б, определялись в результате интегрирования уравнения (6) (или (5)) методом Рунге–Кутты, при этом начальным условием $\Phi(0) = \Phi_0$ для численного решения уравнения (6) являлся ненулевой корень уравнения $U(\Phi) = 0$ (как показано на рис. 1а).

Проанализируем полученные результаты. Для всех значений параметра M , форма ионной функции распределения по скоростям имеет два локальных максимума, обозначим их как v_1 и v_2 соответственно. Первый максимум находится в окрестности нуля (т.е. $v_1 = 0$) при любых M . В это же время, второй максимум находится в области положительных скоростей. Первый максимум является фундаментальным, он определяется невозмущенными ионами фона. Для рассматриваемой модели первый максимум формируется: во-первых, ионами, которые еще не вступали во взаимодействие с солитоном; во-вторых, ионами, которые уже релаксировали после взаимодействия. В отсутствие солитонов, этот максимум вырождается в дельта-функцию, которая описывает функцию распределения ионов в невозмущенном состоянии. Положение второго максимума функции распределения сдвигается вправо с увеличением скорости солитона M (а также его амплитуды Φ_0). Из графиков, представленных на рис. 3 можно сделать вывод о том, что второй максимум соответствует максимальной скорости, которую ионы приобретают при взаимодействии с солитоном, $v_2 = v_{i\max}$. Величина $v_{i\max}$ наглядно отображена на вставке на рис. 2б. Зависимость $v_{i\max}(\Phi_0)$ отображена на рис. 3б. Как видно, величина $v_{i\max}$ возрастает с увеличением амплитуды солитона (и его скорости). Для солитонов большой амплитуды $v_{i\max} \rightarrow M$.

Важным аспектом является нормировка функции распределения, которая заключается в традиционном условии $\int_{-\infty}^{\infty} f(v_i) dv_i = 1$. В рассматриваемом случае, нормировка функции $f(v_i)$ возникает естественным образом, в соответствии с формулой (8), а именно $\sum f(v_i) \Delta v_i = (\sum \Delta N) / N = 1$. Другими словами, нормировка производится делением на число частиц в ансамбле N . С величиной N связан размер области, которую занимает ансамбль ионов в пространстве. Размер области можно найти по формуле $X = N\Delta x$. Мы имеем $X = 40\lambda_D$ для результатов, представленных на рис. 3а. В нашем моделировании солитон полно-

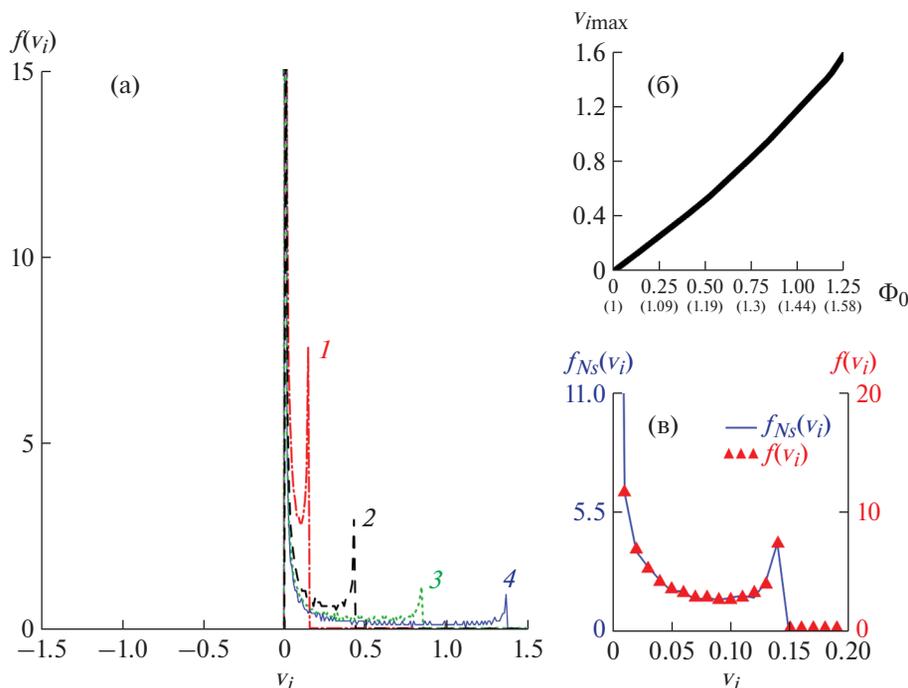


Рис. 3. Возмущенные функции распределения ионов по скоростям $f(v_i)$ (в фазе 2) для больших ионных ансамблей $N = 1000$ при разных значениях числа Маха: кривая 1 – $M = 1.05$; 2 – $M = 1.15$; 3 – $M = 1.3$; 4 – $M = 1.5$; другие параметры моделирования: $\Delta x = 0.04$, $\Delta v_i = 0.01$ (а); максимальная скорость ионов внутри солитона, как функция его амплитуды $v_{i\max}(\Phi_0)$ (б); возмущенная функция распределения, рассчитанная для ансамбля солитонов, который показан на вставке к рис. 1а при следующих параметрах: $M = 1.05$, $N = 1000$, $\Delta x = 0.745$, $\Delta v = 0.01$ (в).

стью помещается внутрь области X , т.е. $D < X$, где D – ширина солитона. Если выполняется условие $D < X$ (желательно чтобы с некоторым запасом), то форма функции $f(v_i)$ соответствует представленной на рис. 3а. При увеличении области моделирования X наблюдается рост первого максимума функции распределения $f(v_1)$, вместе с уменьшением второго максимума $f(v_2)$. Это объясняется тем, что с увеличением ширины области моделирования X увеличивается число невозмущенных ионов. Легко показать, что дискретная функция распределения вырождается в дельта-функцию при $X \rightarrow \infty$.

С практической точки зрения, величина X связана с пространственно-временным разрешением при измерении функции распределения заряженных частиц в плазме. Конкретный вид такой связи зависит от многих экспериментальных факторов и здесь обсуждаться не будет.

Из рис. 3а видно, что форма функции распределения, возмущенная солитоном, сходна с функцией распределения плазмы, которая содержит пучок (см., например, рис. 1.17 из [30]).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из полученных результатов можно сделать вывод, что влияние солитона на функцию распределения фоновой плазмы ограничено той областью, где расположен солитон. Это значит, что описанный нами феномен требует высокого пространственно-временного разрешения при экспериментальном исследовании. По порядку величины требуемое разрешение оценивалось в работах [7, 9] на уровне единиц радиусов Дебая и единиц периодов ионной плазменной частоты. Ситуация существенно упрощается если исследовать группу последовательно движущихся солитонов. В таком случае, требования к разрешению значительно снижаются, достаточно измерить функции распределения с большим временем накопления информации. Как упоминалось выше, в экспериментах часто наблюдался случай движения групп солитонов [13–15]. Феномен больших солитонных ансамблей (солитонного газа) также исследовался теоретически (см., например, [31] и ссылки внутри). Сравним полученные результаты с уже известными результатами. В работах [7, 9, 10], в рамках МГД-моделей, был рассмотрен случай движения большой группы солитонов. В такой ситуации средний солитонный ток оказывался довольно большим. Рассмотрим случай движения

группы из N_S одинаковых солитонов. Такую ситуацию можно смоделировать либо суммируя сдвинутые в пространстве солитонные решения [32], либо из численного интегрирования уравнения (5), выбрав нужные начальные условия [7, 9]. Мы воспользуемся второй методикой. Все характеристики солитонов соответствуют числу Маха $M = 1.05$. При интегрировании уравнения (5), начальные условия выбраны следующим образом: $\Phi|_{S=0} = 1.2 \times 10^{-5}$; $d\Phi/dS|_{S=0} = 0$, так чтобы период следования солитонов составил $T = 71$. Тогда расстояние между центрами солитонов может быть определено по простой формуле $\Delta S = TM \approx 74.5$. Соответствующее численное решение представлено на вставке к рис. 1а (в середине). При $N_S = 10$, ситуация соответствует, той что представлена в [7] на рис. 8. Распределение ионов по скоростям на всем интервале $\Delta SN_S = 745$ можно найти, действуя согласно алгоритму, описанному в разд. 3. Обозначим соответствующую функцию распределения как $f_{N_S}(v_i)$. Функция $f_{N_S}(v_i)$ отображена на рис. 3в. Параметры расчетов следующие: $\Delta x = 0.745$, $\Delta v_i = 0.01$. Как видно, функция $f_{N_S}(v_i)$ соответствует с точностью до постоянного множителя (нормировки) функции $f(v_i)$, представленной на рис. 3а для $M = 1.05$. Зная функцию распределения по скоростям, можно найти среднюю плотность тока по формуле [33, 34]

$$\mathbf{j} = q \int f(v) \mathbf{v} dv, \quad (11)$$

где q – заряд частиц. В одномерном случае, с учетом нормировок формулу (11) для средней плотности ионного тока можно переписать в виде

$$J_i = \int_{-\infty}^{\infty} v_i f_{N_S}(v_i) dv_i \text{ или для дискретного случая} \\ J_i = \sum_k (\Delta v_i k) f_{N_S}(\Delta v_i k) \Delta v_i. \quad (12)$$

Для параметров, соответствующих рис. 3в имеем $J_i \approx 0.023$. При увеличении точности дискретных расчетов (в частности, при $N = 4000$, $\Delta x = 0.18625$, $\Delta v = 2.5 \times 10^{-4}$), получаем $J_i \approx 0.026$. Рассчитанное значение хорошо согласуется с результатами [7], которые были получены независимо с использованием МГД-моделей, а также в рамках одночастичного приближения.

Стоит ожидать, что если солитоны в группе не идентичны [31], то второй максимум функции распределения будет “размываться”. Логическим продолжением нашей работы является получение формул, описывающих возмущенные функции распределения заряженных частиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе одномерной МГД-модели двухкомпонентной бесстолкновительной плазмы и одно-

частичного (Лагранжева) приближения проведен анализ ионной функции распределения, возмущенной ионно-звуковым солитоном или группой солитонов. Расчеты проведены путем анализа скоростей большого ансамбля ионов, участвующих во взаимодействии с солитоном. Показано, что возмущенная функция распределения имеет вид, подобный функции распределения плазмы с ионным пучком, т.е. имеет два максимума. Первый максимум является фундаментальным, он расположен в точке $v_i = 0$. Этот максимум определяется ионами, которые находятся вдали от солитона в рассматриваемый момент времени. Второй максимум находится в области $v_i > 0$, причем он лежит в дозвуковой области для солитонов малой амплитуды, и в сверхзвуковой области для солитонов большой амплитуды. Величина средней плотности ионного тока J_i , индуцированного группой солитонов, рассчитанная с использованием функции распределения, отлично согласуется с результатами [7, 9], полученными в рамках МГД-моделей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-12-00354 П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Климонтвич Ю.Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М.: Наука, 1975.
2. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.-Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2001.
3. Stasiewicz K., Lundin R., Marklund G. // Physica Scripta. 2000. V. 84. P. 60.
4. Jaemin Seo, Na Y.-S., Hahm T.S. // Nuclear Fusion. 2021 V. 61. P. 096022.
5. Bernstein I., Green J.M., Kruskal M.D. // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 546.
6. Gurevich A.B. // Sov. Phys. JETP. 1967. V. 26. P. 575.
7. Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // High Temp. 2020. V. 58. P. 520.
8. Johnston C.R., Epstein M. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 906.
9. Trukhachev F.M., Tomov A.V. // Cosmic Res. 2016. V. 54. P. 351.
10. Trukhachev F.M., Tomov A.V., Mogilevsky M.M., Chugunin D.V. // Tech. Phys. Lett. 2018. V. 44. P. 494.
11. Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Proc. 18th Int. Workshop “Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation”, Moscow, 2022. P. 59.
12. Дюбулоз М., Бертелье Ж.Ж., Малингр М., Жирар Л., Ковин Ж., Гальперин Ю.И., Чугунин Д.В., Годефруа М., Гогли Ж., Герен К., Илиано Ж.М., Косса П., Лебланк Ф., Легофф Ф., Мулярчик Т.М., Пари Ж., Сцепуржинский В., Виват Ф., Зинин Л.В. // Косм. исслед. 1998. Т. 36. С. 4.

13. *Pickett J.S., Kahler S.W., Chen L.-J., Huff R.L., Santolík O., Khotyaintsev Y., Décréau P.M.E., Winningham D., Frahm R., Goldstein M.L., Lakhina G.S., Tsurutani B.T., Lavraud B., Gurnett D.A., André M., Fazakerley A., Balogh A., Rème H.* // *Nonlin. Processes Geophys.* 2004. V. 11. P. 183.
14. *Matsumoto H., Kojima H., Miyatake T., Omura Y., Okada M., Nagano I., Tsutsui M.* // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21. P. 2915.
15. *Bounds S., Pfaff R., Knowlton S., Mozer F., Temerin M., Kletzing C.* // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 28 709.
16. *Williams J.D., Chen L.-J., Kurth W.S., Gurnett D.A., Dougherty M.K.* // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. L06103.
17. *Haas F., Mahmood S.* // *Phys. Rev E.* 2015. V. 92. P. 053112.
18. *Lakhina G.S., Singh S., Rubia R., Devanandhan S.* // *Plasma.* 2021. V. 4. P. 681.
19. *Mukherjee A., Acharya S.P., Janaki M.S.* // *Astrophys. Space Sci.* 2021. V. 366. P. 7.
20. *Mozer F.S., Bonnell J.W., Hanson E.L.M., Gasque L.C., Vasko I.Y.* // *Astroph. J.* 2021. V. 911. P. 89.
21. *Jahangir R., Ali S.* // *Frontiers Phys.* 2021. V. 9. P. 622820.
22. *Acharya S.P., Mukherjee A., Janaki M.S.* // *Nonlin. Dynamics.* 2021. V. 105. P. 671.
23. *Dubinov A.E., Saikov S.K., Tsatskin A.P.* // *J. Exp. Theor. Phys.* 2011. V. 112. P. 1051.
24. *Khattak M.N., Mushtaq A., Ehsan Z.* // *Chinese J. Phys.* 2016. V. 54 (4). P. 503.
25. *Dubinov A.E., Lebedeva X.I.* // *Chaos, Solitons & Fractals.* 2021. V. 152. P. 111391.
26. *Dashtban N., Motevalli S.M., Mohsenpour T.* // *Plasma Phys. Rep.* 2018. V. 44. P. 854.
27. *Lu F.F., Liu S.Q.* // *AIP Advances.* 2021. V. 11. P. 055112.
28. *Ghosh U.N., Saha A., Pal N., Chatterjee P.* // *J. Theor. Appl. Phys.* 2015. V. 9. P. 321.
29. *Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Vasilieva E.V.* // *Phys. Rev. E.* 2019. V. 100. P. 063202.
30. *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* *Физика плазмы для физиков.* М.: Атомиздат, 1979.
31. *Carbone F., Dutykh D., El G.A.* // *Europ. Phys. Lett.* 2016. V. 113. P. 30003.
32. *Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., Petrov O.F., Vasilieva E.V.* // *J. Phys. A: Math. Theor.* 2021. V. 54. P. 095702.
33. *Куликова И.В.* // *Прикладная физика.* 2020. № 2. P. 27.
34. *Власов А.А.* *Теория многих частиц.* М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1950.

УДК 533.9

ИТОГИ И НОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ, УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ И ПЛАЗМЕННЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ В РОССИИ В 2022 ГОДУ

© 2022 г. И. А. Гришина^{а, *}, В. А. Иванов^{а, б, **}

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

^б Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

*e-mail: grishina@fpl.gpi.ru

**e-mail: ivanov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 20.06.2022 г.

После доработки 18.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Дан обзор новых наиболее интересных результатов, представленных на ежегодной XLIX Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, состоявшейся с 14 по 18 марта 2022 года в режиме online. Проведен анализ развития и достижений в основных направлениях исследований в области физики плазмы в России и их сопоставление с аналогичными работами за рубежом.

Ключевые слова: физика плазмы, термоядерный синтез, плазменные и лучевые технологии, международный проект ИТЭР, конференция, результаты

DOI: 10.31857/S0367292122600844

ВВЕДЕНИЕ

XLIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (УТС) состоялась в режиме online с 14 по 18 марта 2022 года.

На конференции были представлены 180 научных докладов из 56 российских и 6 иностранных научных центров, ведущих исследования по физике плазмы, управляемому термоядерному синтезу, плазменным и лучевым технологиям. Общее количество участников и авторов докладов составило 607 человек.

На конференции были представлены доклады по пяти важнейшим направлениям физики плазмы:

1. Магнитное удержание высокотемпературной плазмы.
2. Инерциальный термоядерный синтез.
3. Физические процессы в низкотемпературной плазме.
4. Физические основы плазменных и лучевых технологий.
5. Проект ИТЭР: шаг в энергетику будущего.

2. ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

На конференции состоялись пять пленарных заседаний, на которых было заслушано 12 обзор-

ных докладов о результатах отечественных и мировых исследований по актуальным направлениям физики плазмы, термоядерного синтеза, плазменным и лучевым технологиям, а также по международному проекту ИТЭР (ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor). Этим же направлениям исследований была посвящена работа соответствующих секций конференции, на которых обсуждались 168 устных докладов. Были также представлены доклады по смежным с физикой плазмы научно-техническим проблемам. Конференция проходила дистанционно.

5 июля 2021 года на 90-м году жизни скончался ученый с мировой известностью доктор физико-математических наук, профессор Лев Михайлович Коврижных (1931–2021). Участники конференции почтили его память докладом, который сделал В.А. Иванов (ИОФ РАН). В начале своего научного пути Лев Михайлович работал в области статистической теории взаимодействия волн в плазме. Он внес значительный вклад в развитие теории взаимодействия мощных электромагнитных волн с неоднородной плазмой и ускорение заряженных частиц в усиленном поле в области плазменного резонанса. Им были выполнены пионерские работы по устойчивости структуры винтовых магнитных полей в тороидальных магнитных ловушках с учетом давления удерживаемой плазмы и компенсации резонансных возмуще-

ний, в частности, в стеллараторах. Эти исследования привели к разработке новой концепции построения стеллараторных магнитных конфигураций, и полученные им результаты в настоящее время применяются во многих лабораториях мира, в которых работают современные стеллараторы. Л.М. Коврижных также был одним из создателей неоклассической теории переноса заряженных частиц и энергии плазмы в тороидальных магнитных системах. За эти работы в составе коллектива выдающихся ученых Л.М. Коврижных был удостоен Ленинской премии в 1984 году. Более 30 лет Л.М. Коврижных был председателем Программного комитета Международной Звенигородской конференции, руководил Научным советом РАН по физике высокотемпературной плазмы. Сообщество ученых, работающих в области физики плазмы, высоко ценит вклад в науку Льва Михайловича Коврижных, будет помнить его как прямого и доброжелательного человека в общении с коллегами и друзьями.

11 декабря 2022 года исполнилось бы 90 лет доктору физико-математических наук, профессору Владиславу Борисовичу Розанову, выдающемуся ученому в области ядерной физики и физики плазмы, одному из основоположников теории лазерного термоядерного синтеза. Доклад памяти В.Б. Розанова был сделан Г.А. Вергуновой (ФИАН). С 1956 по 1966 год В.Б. Розанов участвовал в реализации Атомного проекта СССР, и за эти научные исследования в составе коллектива ученых он был удостоен Ленинской премии в 1966 году. Позднее он внес значительный вклад в развитие работ в области физики мощных лазеров. Ему принадлежит одна из первых схем рентгеновского лазера, основанного на накачке активной среды за счет фотоионизации электронов из внутренних оболочек. Исследования В.Б. Розанова по изучению спектров излучения газовых разрядов и методов управления ими легли в основу разработки эффективных источников накачки для мощных лазеров различного типа. В.Б. Розанов также внес большой вклад в становление и развитие исследований в области лазерного термоядерного синтеза. При его основополагающем участии были созданы модели основных физических процессов в плазме, возникающих в условиях лазерного термоядерного синтеза. Он внес решающий вклад в разработку современной концепции создания мишени для лазерного термоядерного синтеза в виде многослойной сферической оболочки и выполнил цикл исследований по устойчивости сжатия такой мишени. В.Б. Розанов был автором пионерских работ по физике гибридного энергетического реактора синтез-деление при контролируемом инициировании ядерной реакции термоядерными нейтронами. Память о В.Б. Розанове будет храниться в сердцах его многочисленных учеников — специалистов в

области высокотемпературной плазмы и лазерного термоядерного синтеза.

Обзор ключевых проблем удержания плазмы с термоядерными параметрами в магнитных ловушках открытого типа с линейной осесимметричной конфигурацией содержался в докладе П.А. Багрянского (ИЯФ СО РАН). Для исследования путей решения этих проблем в настоящее время в ИЯФ СО РАН разрабатывается проект газодинамической многопробочной ловушки (ГДМЛ). Этот проект является развитием достижений, полученных на установках ГДЛ и ГОЛ-3. Вместе со специально сконструированными устройствами СМОЛА, ГОЛ-NB и КОТ этот проект создаст физическую основу для источников нейтронов на базе газодинамической ловушки, а также прототипа термоядерного реактора. ГДМЛ будет состоять из центральной секции, двух многопробочных секций и торцевых расширителей плазменного потока. Проект будет реализован в два этапа. Первый этап включает создание центральной секции с магнитными пробками и расширителями. Многопробочные секции заменят магнитные пробки на втором этапе строительства ГДМЛ. На первом этапе работы ГДМЛ будут проведены исследования подавления кинетических неустойчивостей, связанных с анизотропией горячих ионов, и МГД-неустойчивостей в линейных устройствах с осесимметричной конфигурацией. Предполагается изучить продольное удержание плазмы и роль газовых условий в расширителе, а также решить проблемы ограничения радиуса плазмы и тепловых нагрузок на лимитеры в таких системах. Кроме того, для проекта ГДМЛ обсуждается возможность реализации и исследования диамагнитного удержания.

Пленарный доклад Н.Г. Гусейн-заде (ИОФ РАН) был посвящен актуальной проблеме поиска новых эффективных способов приготовления и модификации катализаторов на основе порошков из окислов металлов с нанесенными микрочастицами платины. Эта проблема интересна в связи с расширением применения процессов гидрирования и дегидрирования в промышленности, в частности, для транспортировки водорода в форме так называемых жидких органических гидридов. Другой важной проблемой, рассмотренной в докладе, является снижение активности катализаторов со временем за счет отложения углеродных соединений на их поверхности, что требует разработки методов реактивации для раскоксовывания катализаторов. В докладе были приведены данные, касающиеся создания керамических микрочастиц (носителей для катализаторов) из оксидов алюминия (Al_2O_3) и кремния (SiO_2) с нанесенными на них наночастицами платины (Pt) в условиях плазмохимического процесса, при его инициации микроволновым излучением мощного импульсного гиротрона в смесях порошков ме-

талла и диэлектрика (Pt/Al_2O_3 , Pt/SiO_2). Опыты по дегидрированию циклоалканов в присутствии полученных образцов показали возможность их использования в качестве катализаторов химических процессов.

От имени коллектива авторов из ИСЭ СО РАН В.Ф. Тарасенко сделал пленарный доклад, посвященный вопросам экспериментального моделирования в лаборатории атмосферных разрядов типа “голубых струй” и “красных спрайтов”. Такие явления экспериментально наблюдаются в высотных атмосферных разрядах. Многие вопросы, касающиеся этих явлений, остаются неизученными. К ним относятся механизмы появления различных короткоживущих световых явлений и их взаимного влияния, а также природа цвета в наблюдаемых высотных разрядах. В докладе приведены результаты лабораторных исследований аналогичных явлений, проведенных в ИСЭ СО РАН. Было установлено, что на цвет министруй существенное влияние оказывает материал электродов независимо от полярности инициирующего импульса напряжения. Показано, что цвет плазмы в области министруи в большей степени соответствует цвету атмосферных разрядов (красных спрайтов и голубых струй), наблюдаемых на больших высотах, чем свечение диффузных разрядов в воздухе и азоте при том же давлении. Показано также, что использование электродов из алюминия окрашивает министруи в красный цвет, электроды из меди — в зеленый, а из железа — в голубой.

Вопросам проектирования в России токамака с реакторными технологиями (РТТ) был посвящен доклад А.В. Красильникова (Проектный центр ИТЭР). В докладе отмечалось, что токамак РТТ разрабатывается как полномасштабный прототип будущего чисто термоядерного реактора, а также термоядерного источника нейтронов для гибридного реактора. Многие технологии, необходимые для строительства термоядерного реактора, были разработаны в России во время реализации международного проекта экспериментального термоядерного реактора ИТЭР. Российская Федерация имеет право использовать в национальной термоядерной программе все технологии, созданные в рамках проекта ИТЭР. Но технологическая платформа ИТЭР не включает в себя все технологии, необходимые для создания термоядерного реактора, а именно, литиевую первую стенку, методы безиндуктивной генерации плазменного тока, высокотемпературные сверхпроводящие магнитные обмотки, технологические испытания на радиационную стойкость компонентов реактора и ряд других технологий. Поэтому в России необходимо создать экспериментальную научно-технологическую базу — токамак с реакторными технологиями, которая позволит

разработать и интегрировать в одной установке ключевые технологии термоядерного реактора.

Современному состоянию строительства токамака ИТЭР был посвящен доклад Л.Н. Химченко и А.В. Красильникова (Проектный центр ИТЭР). В докладе отмечалось, что на данном этапе ИТЭР вступил в наиболее сложную фазу строительства — сборку токамака. Это потребовало перестроить систему управления. За основу графика работ на ИТЭР был принят график поставок оборудования с требованием беспрекословного выполнения этих поставок. При этом глобальный характер пандемии Covid-19 внес коррективы в темп строительства установки. К настоящему моменту Международная организация ИТЭР полностью ввела в строй здание ИТЭР и шахту, где будет собрана установка. В шахте установлен механизм юстировки и закреплены две нижних катушки полоидального поля — PF-6 и PF-5. Был собран первый секторный модуль (всего их будет девять), состоящий из сектора вакуумной камеры, на котором закреплены две сверхпроводящие катушки тороидального поля и тепловая защита. Точность сборки не хуже — 1.5 мм. В докладе также отмечалось, что особенностью данного этапа строительства является консолидация исследований высокотемпературной плазмы на ряде токамаков в мире для выполнения физической программы ИТЭР. Так, на токамаке WEST (Европейский союз) будут исследованы тепловые нагрузки высокого уровня, соизмеримого с нагрузками на первую стенку вакуумной камеры в диверторе ИТЭР. На токамаке JET (Европейский союз и Великобритания) будет исследована физика удержания альфа-частиц в эксперименте с дейтерий-третиевой плазмой. Исследования на токамаке EAST (КНР) будут направлены на получение длинного импульса при предельных параметрах плазмы. На токамаке DTT (Европейский союз и Италия) будут изучены в работе материалы дивертора, применяемые в ИТЭР. На вновь построенном и запущенном, самом крупном в мире, токамаке JT-60SA (Япония), основная программа исследований нацелена на получение предельных параметров плазмы и времени ее удержания.

Актуальный взгляд на применение термоядерного источника нейтронов для наработки топливных нуклидов был изложен в пленарном докладе Б.В. Кутеева и М.Н. Шленского (НИЯУ МИФИ, НИЦ “Курчатовский институт”). В докладе отмечалось, что вопрос обеспечения электроэнергией является ключевым для устойчивого развития современного общества. В мире наблюдается непрерывный рост потребления электроэнергии. Из существующих на сегодняшний день источников обеспечения электроэнергией ядерная энергетика является наиболее перспективной. Однако и в этой отрасли есть серьезные проблемы, связанные с ограниченностью ресурсной

базы. Для систем с открытым топливным циклом серьезной проблемой является накопление большого количества высокорadioактивных материалов. Развиваемые в ряде передовых стран ядерные системы с замкнутым топливным циклом (типа реакторов на быстрых нейтронах), обладают пока низким значением коэффициента воспроизводства топлива. В докладе было рассмотрено применение термоядерного источника нейтронов для наработки топлива из сырьевых пока неиспользуемых изотопов урана (U-238) и тория (Th-232). Термоядерные источники нейтронов могут решить проблемы ядерной энергетики, связанные как с истощением ресурсной базы, так и с распространением и хранением высокорadioактивного отработанного топлива. По мнению авторов доклада, для систем ядерной энергетики, состоящих из тепловых реакторов и гибридных систем синтез-деление (ГССД), предпочтительнее использовать уран-ториевый (U-Th) топливный цикл. В этом случае стоит протестировать новые составы ядерного топлива, содержащие протактиний (Pa-231). В случае наработки стартовых загрузок для быстрых реакторов, предпочтительнее использовать уран-плутониевый (U-Pu) топливный цикл, в рамках которого можно набирать в 2-3 раза больше топливных нуклидов, чем в случае U-Th цикла. Расчеты авторов показывают, что добавление в бланкет гибридных систем синтез-деление минорных актинидов позволит в несколько раз увеличить наработку ядерного топлива.

Вопросы, связанные с функционированием системы управления международной установкой ИТЭР, были рассмотрены в докладе И.Б. Семенова (Проектный центр ИТЭР). В докладе отмечалось, что система управления установкой ИТЭР, имеющая название CODAC (Control, Data Acquisition and Communication), разделена на два уровня управления: центральный (верхний) супервайзер, за создание которого отвечает Международная организация ИТЭР, и нижний локальный уровень управления, за который отвечают Национальные агентства. Супервайзер включает в себя центральное ядро системы управления (CODAC Core System), систему ядерной безопасности, систему блокировок и защит, систему управления плазмой и центральное вычислительное ядро, обеспечивающее работу установки в реальном времени. На нижнем уровне находятся более 130 технологических и диагностических подсистем установки. Системы управления базируются на компьютерных сетях с пропускной способностью 10–40 Гбит/с. При создании этих систем необходимо учитывать вопросы, связанные с их интеграцией в центральную систему управления на стадиях приемо-сдаточных испытаний на предприятиях изготовителях, непосредственно на площадке ИТЭР, во время запуска

установки, при получении первой плазмы. Кроме того, эта система должна решать проблемы электромагнитной и радиационной совместимости. Отдельно в докладе были рассмотрены вопросы интеграции и управления диагностическими комплексами установки в режиме удаленного доступа в рамках созданного в Проектном центре ИТЭР “Центра удаленного доступа”.

Обзор экспериментальных методов генерации и диагностики неидеальной плазмы и сильно разогретого плотного вещества, получивших развитие в последние годы, был представлен Г.Э. Норманом и И.М. Саитовым (ОИВТ РАН, НИУ ВШЭ, МФТИ (НИУ)). В докладе рассмотрены современные теоретические методы, применяемые для решения задачи о фазовых переходах флюид-флюид, включая плазменный фазовый переход. Особое внимание уделено фазовому переходу во флюидах водорода и дейтерия в области высоких давлений. Проанализированы многие экспериментальные работы в этой области исследований неидеальной плазмы, рассмотрено развитие химической модели плазмы при описании фазового перехода в плазме водорода. Также были представлены результаты по ионизации молекул при фазовом переходе во флюиде водорода. Особенность фазовых переходов, сопряженных с ионизационным или диссоциативным равновесием, позволила выдвинуть гипотезу о существовании двух классов фазовых переходов – диссоциативного и плазменного – с одинаковой топологией фазовых характеристик. Особое внимание было уделено сходству фазового перехода во флюиде водорода с плазменным фазовым переходом и отличиям от него. Три особенности являются прямым указанием на плазменный фазовый переход: 1) скачок плотности вещества, сопровождающийся резким увеличением электропроводности вследствие ионизации; 2) сильное перекрытие метастабильной и стабильной ветвей изо термы с возникновением области трехзначности зависимости давления P от объема V ; 3) отрицательный наклон линии сосуществования фаз на плоскости температура–давление ($T-P$).

Результаты экспериментов на плазменном релятивистском усилителе СВЧ-шума с инверсной геометрией были изложены в докладе А.В. Пономарева и Д.К. Ульянова (ИОФ РАН). Усилитель СВЧ-шума представлял собой плазменный мазер с инверсной геометрией взаимодействия трубчатого релятивистского электронного пучка и трубчатой плазмы, работающий в режиме усиления СВЧ-шума с минимизированной обратной связью при сильном подавлении СВЧ-излучения, отраженного от выходного устройства. Эксперименты проводились при двух длительностях импульса релятивистского электронного пучка (РЭП, ток 1.2 кА, напряжение 270 кВ). В этих случаях для разрыва обратной связи использовались

два различных механизма. При работе на ускорителе с длительностью импульса РЭП 50 нс в пространство взаимодействия помещался специальной формы СВЧ-поглотитель, а при длительности импульса РЭП 2 нс обратная связь была невозможна в силу того, что отраженная СВЧ-волна уже не могла усиливаться, так как импульс РЭП завершался до прихода отраженной СВЧ-волны. В обоих случаях был экспериментально получен режим усиления в сверхширокополосном режиме с широкой перестройкой частоты СВЧ-излучения от 3 до 24 ГГц при импульсной мощности СВЧ-излучения около 10 или 100 МВт в режимах с длинным и коротким импульсом, соответственно. Ток и ускоряющее напряжение РЭП были примерно одинаковы в обоих случаях.

В пленарном докладе С.И. Кудряшова (ФИАН) был дан обзор мультимасштабных динамических эффектов, исследуемых на малогабаритной лабораторной лазерной установке, генерирующей ультракороткие импульсы. Установка позволяет изучать широкий круг явлений, возникающих при взаимодействии субрелятивистских ультракоротких лазерных импульсов с веществом и плазмой. К таким явлениям относятся взаимодействие лазерного излучения с поверхностью материалов в режиме фемтосекундной лазерной абляции (ФЛА), сверхбыстрая термоэлектронная эмиссия с возникновением заряда на поверхности и эмиссией двойного плазменного слоя, сверхбыстрый транспорт горячих электронов и электрон-фононная релаксация, генерация мегабарных ударных волн в веществе и выброс сверхкритического флюида. Рассматривались применения ФЛА для ударно-волнового упрочнения материалов и формирования функциональных нано- и микроструктурных поверхностных покрытий.

О рекордных достижениях Ливерморской лаборатории им. Лоуренса (США) в области лазерной термоядерной синтеза сообщалось в докладе С.Ю. Гуськова (ФИАН). В докладе обсуждалось достижение рекордного выхода энергии импульса нейтронов в дейтерий-тритиевой реакции в эксперименте по непрямому облучению “термоядерной” капсулы импульсом лазерно-индуцированного рентгеновского излучения, который был проведен в августе 2021 года. Большое значение этого эксперимента состоит в том, что достигнутый выход термоядерной энергии 1.35 МДж не только значительно превысил прежние результаты этой установки, но и вплотную приблизился к затраченной лазерной энергии — энергия термоядерной реакции синтеза составила 70% от энергии лазерного импульса, которая в этом эксперименте была равна 1.93 МДж. В Ливерморской лаборатории эксперименты проводятся с использованием крупнейшей в мире лазерной установки NIF (длина волны 351 нм, энер-

гия в импульсе около 2 МДж в 192 лазерных пучках). Непрямое облучение является более энергозатратным, чем прямое облучение термоядерной капсулы непосредственно лазерными пучками. При непрямом воздействии на капсулу энергия лазерного излучения в системе конвертера типа “холь—раум” преобразуется в энергию рентгеновского излучения, которое воздействует в конечном итоге на капсулу. При этом эффективность конверсии лазерного излучения в рентгеновское составляет всего около 10% от энергии лазерного импульса. Команде, работающей на установке NIF, удалось улучшить работу лазерной установки, что привело к увеличению энергии лазерного импульса на 10% по сравнению со штатным режимом работы лазера. Также оптимизация параметров конвертера привела к заметному увеличению доли рентгеновского излучения, воздействующего на термоядерную капсулу. Эти физико-технические новации явились основными факторами, приведшими к достижению рекордного результата ЛТС.

3. МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

На секции “Магнитное удержание высокотемпературной плазмы” (председатель секции — А.И. Мещеряков) был представлен 61 доклад. Тематика докладов была связана, прежде всего, с исследованиями, проводимыми на действующих установках с магнитным удержанием плазмы, — это токамаки Глобус-М2, ТУМАН-3М, Т-11М, стелларатор Л-2М, открытые ловушки ГДЛ, ГОЛ-3, и открытая ловушка с винтовыми магнитными пробками СМОЛА. Кроме того на секции представлен ряд работ, связанных с экспериментами на вступившем в строй в 2021 году учебном токамаке МИФИСТ-0 (НИЯУ МИФИ).

Результаты, полученные на сферическом токамаке Глобус-М2, были представлены в серии работ, вызвавших большой интерес участников конференции. Этот интерес обусловлен проведенной недавно модернизацией магнитной системы токамака, которая позволила увеличить тороидальное магнитное поле установки в 2 раза, и исследовать удержание плазмы при магнитных полях, рекордных для сферических токамаков: до 1.0 Т. На токамаке Глобус-М2 был исследован нагрев электронной компоненты плазмы в режимах с инжекцией нейтральных частиц. Полученные результаты сравнивались с режимом омического нагрева плазмы. Эксперименты проводились в условиях, когда магнитное поле в токамаке составляло величину $B_T \leq 0.8$ Тл, плазменный ток $I_p \leq 0.4$ МА, а мощность нейтральной инжекции — $P_{NBI} \approx 390$ кВт. Была измерена и проанализирована зависимость энергосодержания электронной компоненты от средней концентрации электро-

нов в плазме в разрядах с дополнительным нагревом методом нейтральной инжекции, и в режимах с омическим нагревом. Была также проведена модернизация комплекса нейтронной диагностики токамака Глобус-М2. Увеличение тороидального магнитного поля токамака Глобус-М2 позволило существенно повысить нейтронный выход из плазмы за счет уменьшения потерь быстрых частиц, возникающих при инжекционном нагреве плазмы. Поэтому возникла необходимость реконструировать имеющийся на данный момент комплекс нейтронной диагностики. Исследованы разряды с инжекцией нейтрального дейтериевого пучка (D-пучка) в дейтериевую плазму (D-плазму), а также разряды с инжекцией D-пучка в водородную плазму (H-плазму). В первом случае рождение нейтронов в основном обусловлено протеканием ядерных реакций D–D-синтеза при взаимодействиях быстрых частиц с частицами основной плазмы (т.н. режим *beam-target*), а во втором случае – при взаимодействиях быстрых дейтериевых частиц друг с другом (т.н. режим *beam-beam*). На этом токамаке также проводились исследования потерь быстрых ионов, вызванных распространением тороидальных альфвеновских мод (ТАЕ), которые оказались достаточно высокими. В плазме сферических токамаков именно ТАЕ являются наиболее опасными из альфвеновских неустойчивостей. В другой работе с помощью трехмерного МГД-кода был проведен анализ устойчивости пилинг-баллонной моды в разрядах токамака Глобус-М2. Предварительные результаты, полученные при исследовании плазмы в токамаке Глобус-М2, показали, что эффективность дестабилизации краевых неустойчивостей посредством перезамыкания магнитных силовых линий имеет обратную зависимость от плазменного тока и температуры плазмы. При температуре электронов более 300 эВ вблизи магнитной поверхности с относительным радиусом 0.9 проникновение вглубь плазмы токового возмущения ограничено и не вызывает дестабилизации пилинг-баллонной неустойчивости.

Много интересных результатов, полученных на открытых магнитных ловушках, было представлено участниками из ИЯФ СО РАН. Были представлены результаты экспериментов по изучению взаимодействия электронного пучка с плазмой в установке “Газодинамическая ловушка” (ГДЛ). Для экспериментов была специально разработана электронная пушка со следующими параметрами пучка: энергия электронов 20–30 кэВ, ток 5–10 А, длительность пучка до 15 мс. Пушка была установлена в одном из расширителей ГДЛ, и позволяла вести инжекцию электронного пучка вдоль магнитного поля. Интересно, что в экспериментах с инжекцией электронного пучка в плазму может возникать популяция “го-

рячих” электронов с энергией, на порядок превышающей энергию электронов исходного пучка. Проведено экспериментальное и теоретическое изучение механизма генерации этих “горячих” электронов в плазме ГДЛ в экспериментах такого рода. Была локализована область, в которой происходит генерация “горячих” электронов, и предложен механизм их генерации. На установке ГДЛ были также проведены измерения электрического потенциала и ионной температуры различных компонент плазмы: основной ионной компоненты (водородной и дейтериевой) и компоненты примеси ионов гелия. Для измерения был использован спектроскопический метод CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy), основанный на перезарядке ионов плазмы на пучке инжектируемых атомов, представляющем собой искусственную мишень. Впервые были проведены измерения пространственного профиля амбиполярного потенциала в ГДЛ. Построена зависимость потенциала плазмы от электронной температуры.

В этом году на конференции был представлен ряд работ по исследованию самоорганизации плазмы в тороидальных магнитных ловушках. Эта тема является весьма важной, поскольку использование концепции самоорганизации плазмы позволяет описать явления теплопереноса в турбулентной плазме магнитных ловушек. Две работы были посвящены исследованию релаксации плазмы при ее вынужденном отклонении от равновесного состояния. В одной из работ (НИЦ Курчатовский институт) на токамаке T-10 исследовались режимы с насыщенным омическим удержанием (SOC), в которых достигается максимальное энергосодержание плазмы. Показано, что такой режим соответствует минимальному отклонению профиля давления от самосогласованного профиля. Экспериментально определен минимальный коэффициент теплопроводности плазмы, соответствующий каноническому профилю давления. Вторая работа была посвящена исследованию релаксации плазмы к каноническим профилям давления после выключения ЭЦР-нагрева на стеллараторе Л-2М (ИОФ РАН). Показано, что после выключения нагрева удержание плазмы переходит в режим, характеризующийся минимальными потерями энергии для каждого значения энергосодержания. При этом зависимость мощности потерь плазмы от энергосодержания имеет степенной характер ($P_{\text{loss}} \sim W^3$). Получен скейлинг для энергетического времени жизни плазмы на стадии после выключения ЭЦР-нагрева, и показано, что он весьма близок к скейлингу стелларатора Л-2М для квазистационарного режима.

Много работ на секции было посвящено новым установкам — токамакам Т-15МД и МИФИСТ-0, а также открытой ловушке ГОЛ-NB.

Работы с крупнейшего в России токамака Т-15МД, запущенного в НИЦ “Курчатовский институт” (большой радиус $R = 1.48$ м, малый радиус $a = 0.67$ м, аспектное отношение $A = 2.2$, тороидальное магнитное поле $B_{\text{тор}} \leq 2$ Тл, плазменный ток $I_{\text{pl}} \leq 2$ МА) были посвящены созданию и подготовке рабочих систем токамака, систем дополнительного нагрева плазмы, системы предварительной ионизации водорода, а также различных диагностических систем. Системы дополнительного нагрева плазмы, линии питания и охлаждения установки и другие технологические системы, обеспечивающие работу токамака, располагаются в одном зале с установкой, что существенно ограничивает пространство, доступное для размещения диагностик плазмы. Для оптимального расположения оборудования с учетом всех ограничений и требований безопасности создана трехмерная модель токамака и зала установки. Ее использование позволит обеспечить согласованное размещение необходимого оборудования и подведение технологических коммуникаций. Кроме того, она позволит реалистично оценить возможности ввода установки в эксплуатацию и последующего обслуживания размещенного оборудования, а также облегчит проектирование новых элементов.

На токамаке Т-15МД планируется использовать восемь гиротронов для ЭЦР-нагрева плазмы. Помимо своей основной задачи — нагрева электронной компоненты плазмы, гиротроны будут применяться в диагностических целях. Диагностика коллективного Томсоновского рассеяния (CTS — Collective Thomson Scattering) в токамаках и стеллараторах использует СВЧ-излучение гиротрона для получения физических данных об ионной составляющей плазмы. В отличие от стандартной диагностики томсоновского рассеяния, где рассеяние происходит на отдельных электронах, в случае CTS, рассеяние возникает на флуктуациях электронной плотности плазмы. Данная диагностика позволяет определять одномерную функцию распределения ионов, температуру ионов и изотопный состав плазмы.

На токамаке Т-15МД планируется также установка двойной диагностики плазмы с помощью пучка тяжелых ионов (Heavy Ion Beam Probe — НИБР): две аналогичные системы будут установлены в разных полоидальных сечениях, разнесенных на 90° по обходу тора. Такое расположение позволит изучать как полоидальные, так и тороидальные корреляции флуктуаций электрического потенциала плазмы и концентрации электронов.

Вступивший в строй в 2021 году токамак МИФИСТ-0 представляет собой учебно-демонстра-

ционный сферический токамак, созданный в НИЯУ МИФИ (большой радиус установки $R = 0.25$ м, малый радиус $a = 0.13$ м, параметр вытянутости $\delta = 2.0$, тороидальное магнитное поле $B_{\text{тор}} \leq 0.5$ Тл). Основная задача установки — обучение студентов и подготовка научных кадров для дальнейших работ на крупных установках. На этой установке создан токнесущий разряд, существующий в течение ~ 0.4 мс. Плазменный ток достигал величины $I_{\text{pl}} = 3$ кА, а плотность плазмы составляла 0.3×10^{13} см $^{-3}$. Проводятся работы по созданию новых диагностик для токамака МИФИСТ-0. В частности, созданы система измерения электронной плотности плазмы на основе гетеродинного интерферометра и анализатор потока нейтралов перезарядки.

Вступившая в строй установка ГОЛ-NB (ИЯФ СО РАН) была предложена как элемент физической программы создания открытой ловушки следующего поколения ГДМЛ. Полная длина ГОЛ-NB составляет около 10 м. Магнитная система ловушки включает центральную ловушку газодинамического типа (длина 2.5 м, магнитное поле в центре $B(z = 0) = 0.3$ Тл) и прилегающие секции сильного магнитного поля ($B_{\text{max}} = 4.5$ Тл). Секции сильного поля могут включаться либо в соленоидальном режиме, либо в многопробочном режиме с тринадцатью периодами гофрировки магнитного поля (размер каждой гофры $l = 22$ см) и глубиной гофрировки $R_{\text{mm}} = 1.4$. Кроме того, в магнитную систему ловушки включены баки расщирителя магнитного потока, содержащие торцевые плазмодриемники. Низкотемпературная стартовая плазма с плотностью $n \sim (1-10) \times 10^{19}$ м $^{-3}$ и температурой $T \approx 5$ эВ создается при помощи дугового источника. Нагрев плазмы в центральной ловушке планируется осуществлять при помощи инжекции пучков нейтральных атомов водорода: два инжектора с энергией частиц 25 кэВ и мощностью каждого пучка 0.75 МВт.

Следует отметить работы, посвященные развитию технологий термоядерного топливного цикла в гибридных системах синтез–деление (ГССД). Программа развития ГССД, разрабатываемая в НИЦ “Курчатовский институт”, предусматривает создание стендовой базы для отработки технологий и их взаимной интеграции. Своевременное обеспечение специализированными стендами и квалифицированным персоналом позволит эффективно реализовать проект строительства гибридных реакторных установок (ГРУ) с тепловой мощностью до 500 МВт. Задачи текущего периода включают обоснование выбора технологий топливного цикла и гибридного blankets, а также техническое проектирование источника термоядерных нейтронов ТИН-К и ГРУ для тестирования технологий, материалов и компо-

нент ГССД. Работы координируются с федеральным проектом комплексной программы ГК Росатом “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года”.

По результатам работы секции, можно сделать вывод, что уровень экспериментальных работ, выполняемых на российских термоядерных установках, по-прежнему отстает от уровня работ, выполняемых в странах, технологически лидирующих в этой области. Тем не менее, в 2021 году в России завершено сооружение трех новых установок, которые уступают по размерам большим установкам, действующим в настоящее время в Европе, Японии, США и Германии. Это токамак Т-15МД, учебный токамак МИФИСТ-0 и линейная ловушка ГОЛ-NB. Кроме того, начата разработка концепции нового крупного токамака с реакторными технологиями (ТРТ), который предполагается построить в ТРИНИТИ. Российские ученые, работающие в области магнитного удержания высокотемпературной плазмы, возлагают большие надежды на уже созданные и создаваемые новые установки.

4. ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

По тематике секции “Инерциальный термоядерный синтез” (председатель секции Г.А. Вергунова) на конференции было представлено 19 устных докладов. Можно перечислить несколько основных направлений исследований в области инерциального термоядерного синтеза (ИТС). К ним относятся лазерный термоядерный синтез (ЛТС), мощные сильноточные импульсные разряды короткой длительности, физика высоких плотностей энергии в плазме, Z-пинчи, физические процессы в системах типа плазменный фокус, численное моделирование в указанных областях, а также смежные проблемы, на которых сосредоточены усилия российских научных коллективов, задействованных в данной области исследований.

На мощных электроразрядных установках в 2021 году проводились работы, направленные на увеличение выхода нейтронов, повышение мощности генерируемого мягкого рентгеновского излучения, расширение набора диагностических методов, используемых для исследований процессов в плазме, а также развитие физических моделей.

В экспериментах на мощной электрофизической установке Ангара-5-1 (АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”) при уровне разрядного тока до 4 МА была показана возможность двукратного увеличения пиковой мощности мягкого рентге-

новского излучения при сжатии вложенных проволочных сборок за счет оптимизации их конструкции, а также использования различных режимов магнитного сжатия возникающей плазмы. Последние эксперименты показали, что в экспериментах с вложенными сборками разработанной конструкции можно достигнуть прогнозируемого предела пиковой мощности мягкого рентгеновского излучения около 15 ТВт. На этой установке также были проведены эксперименты по исследованию спектральной прозрачности плазмы никеля, созданной при радиационной абляции тонких фольг под воздействием импульса рентгеновского излучения Z-пинча.

На установке плазменный фокус МОЛ (АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”) проведены исследования динамики поступления примесей при разрядах в дейтерии при зарядных напряжениях до 12 кВ и разрядных токах до 700 кА с целью согласования источника питания и массовых характеристик токовой плазменной оболочки, образующейся при первичном пробое по поверхности межэлектродного изолятора. Установлено, что одним из факторов, препятствующих генерации термоядерных нейтронов в плазме установки, является присутствие в зоне сжатия плазмы ионов примесей углерода (С II – С IV), кислорода (О II), азота (N II), алюминия (Al II), и атомов меди (Cu I).

В МГТУ им. Н.Е. Баумана было проведено исследование механизмов ускорения ионов в Z пинчах. Исследование основывалось на численном решении уравнения Фоккера–Планка для дейтериевой плазмы, сжимаемой магнитным полем. Было показано, что в Z-пинче имеется механизм передачи энергии от магнитного поля напрямую к ионной компоненте, причем к ее высокоэнергетической составляющей. Основой этого механизма является наличие в Z-пинче МГД-неустойчивостей. Был проведен сравнительный анализ методов нагрева плазмы до термоядерных значений, который показал в некоторых режимах небольшое преимущество получения ядерных реакций синтеза в результате Z-пинчевого сжатия по сравнению с методами, используемыми в тороидальных установках.

В ФИАН было проведено исследование электрического взрыва тонких металлических проволочек в воздухе и в вакууме. Лазерное зондирование на двух длинах волн ($\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм) показало, что продукты взрыва состоят не только из пара вещества проволочек, как это полагалось ранее многими авторами. Они содержат значительное количество малых частиц с размерами менее ста нанометров, рассеяние на которых подчиняется рэлеевской зависимости от длины волны ($\sim \lambda^{-4}$).

В ФИАН был предложен новый способ формирования компактных торов в индуктивных на-

копителях. Энергия магнитного поля накапливалась в двух индуктивностях в виде многозаходных намоток, типа спирали Архимеда, размещенных на фланцах вакуумной камеры. Перед моментом достижения максимума тока в индуктивном накопителе плазма инжектировалась в этот объем, и затем ток принудительно обрывался с помощью взрывающихся проволочек. При обрыве тока в накопителе в плазме возникает замкнутый токовый виток, захватывающий большую часть магнитного потока (более 70%) и сохраняющий запасенную в магнитном поле энергию. Два формирующихся витка с одинаковым направлением тока начинают притягиваться друг к другу. При их столкновении происходит нагрев плазмы и вспышка мягкого рентгеновского излучения.

На конференции были представлены работы, направленные на совершенствование методов диагностики плазмы в системах ИТС. Были представлены результаты разработки нового численного кода, который позволяет автоматизировать процесс определения параметров плазмы по относительным интенсивностям свечения характерных линий высоко ионизованного атома аргона (ArXVII), что позволяет на два порядка снизить время, которое было необходимо для этого ранее.

В ФИАН продолжают работы по улучшению технологии изготовления мишеней для различных областей исследования лазерной плазмы, в том числе пористых мишеней и мишеней, содержащих малоплотные нанометровые металлические слои с плотностью в несколько раз меньше плотности сплошных материалов того же состава. Также были представлены результаты новых исследований по бесконтактному ускорению высокотемпературного сверхпроводящего носителя мишени с помощью кольцевой системы ВТСП-МАГЛЕВ. Полученные уникальные результаты позволяют перейти от макетных экспериментов к созданию опытного образца кольцевого ускорителя, что позволит существенно снизить габариты системы бесконтактной доставки топливных мишеней с дейтерий-третиевой смесью в вакуумную камеру, в которой на мишень будет воздействовать лазерное излучение и будут инициироваться термоядерные реакции.

На конференции также были представлены результаты исследований по фундаментальным проблемам физики плазмы и физики высокой плотности энергии в веществе, в частности, экспериментальные результаты процессов торможения тяжелых заряженных частиц в плазме. На базе линейного ускорителя тяжелых ионов ТИПр-1 в ИТЭФ были проведены эксперименты по торможению двухзарядных ионов железа (Fe^{+2}) с энергией 100 кэВ/а.е.м. в водородной плазме.

Работа секции “Инерциальный термоядерный синтез” была успешной и прошла на высоком на-

учном уровне. По итогам работы секции можно отметить прогресс в исследованиях физики высоких плотностей энергии в экспериментах с использованием мощных коротких лазерных импульсов и в экспериментах на мощных электрофизических установках, а также в исследованиях, проводящихся в интересах будущих экспериментов на мощных лазерных установках, ход строительства которых обсуждался на предыдущей конференции.

5. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

На конференции в рамках работы секции “Физические процессы в низкотемпературной плазме” (председатели секции В.С. Воробьев и Ю.А. Лебедев) было заслушано 35 устных докладов.

На секции были представлены результаты исследований в следующих основных направлениях: элементарные процессы и кинетические свойства газоразрядной низкотемпературной плазмы различных типов электрических разрядов (ВЧ, СВЧ-разряды, разряды постоянного тока, дуги, разряды в жидкостях), различные применения низкотемпературной плазмы, исследование плазмы, возникающей в импульсных процессах, физика плазмы при атмосферных процессах, промышленные и биомедицинские приложения низкотемпературной плазмы. При этом следует отметить, что многие доклады, были связаны с технологическими применениями низкотемпературной плазмы.

Все доклады можно разделить на две большие группы. Первая группа докладов связана с экспериментальными исследованиями разрядов, включая разработку новых и усовершенствование существующих методов диагностики плазмы. Вторая группа докладов связана с моделированием процессов в плазме и моделированием работы сложных плазменных систем. Ряд работ первой группы описывают результаты по исследованию плазмы, полученной с помощью СВЧ-излучения гиротронов. В частности, в ИПФ РАН проведены исследования по объемной генерации отрицательно заряженных ионов водорода (H^-) на базе квазигазодинамической плазмы импульсного электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) разряда, поддерживаемого СВЧ-излучением гиротрона (частота излучения 28 ГГц), которые показали перспективность данного подхода и возможность получения пучков отрицательных ионов водорода с плотностью тока до 44 мА/см² в непрерывном режиме.

Были представлены результаты работы над проектом компактного источника нейтронов DARIA (Dedicated to Academic Research and Indus-

trial Application). Источник построен на базе линейного ускорителя протонов. Разработан метод и экспериментально исследована функция распределения электронов, вылетающих из плазмы ионного источника, созданного на основе ЭЦР-разряда с высоким удельным энерговыделением, работающим в газодинамическом (столкновительном) режиме, в широком диапазоне мощности греющего СВЧ-излучения и давления нейтрального газа. Также была произведена диагностика выходящего из плазмы излучения в СВЧ- и рентгеновском диапазонах, создаваемого этими же энергичными электронами. Были найдены оптимальные режимы развития кинетических неустойчивостей в плазме ЭЦР-разряда.

Геликонный разряд используется для создания плазмы в различных областях техники и технологии, от производства микросхем до плазменных ракетных двигателей. В НИЦ “Курчатовский институт” создана установка для изучения геликонного разряда, и представлены результаты серии модельных экспериментов по изучению зависимости параметров создаваемой плазмы от величины и профиля магнитного поля в области ВЧ-антенны. Плазма исследовалась методами лазерно-индуцированной флуоресценции и оптической эмиссионной спектроскопии. Результаты исследований позволили определить оптимальную конфигурацию геликонного разряда.

В последнее время особое внимание в мировой научной литературе уделяется исследованию электрических разрядов в жидкости и над ее поверхностью. Так, впервые (ИНХС РАН) представлена визуализация начальных стадий СВЧ-разряда в жидких углеводородах, которая позволила установить нестационарную структуру разряда, зависимость длительности единичных разрядов от СВЧ-мощности. Показано также, что ударная волна, распространяющаяся при возникновении разряда, возбуждает акустические колебания в объеме и над поверхностью жидкости.

В импульсном подводном разряде в растворе поливинилового спирта между электродами из Mo и Ti получены наночастицы оксидов металлов и полимерные нанокомпозиты (ИХР РАН). Такие продукты могут использоваться при разработке солнечных элементов нового поколения.

Безэлектродный плазменный ракетный двигатель (БПРД) является одним из наиболее перспективных претендентов на замену химическим двигателям для межпланетных перелетов. В докладе, представленном НИЦ “Курчатовский институт”, при помощи зондов Ленгмюра получены пространственные распределения плотности и электронной температуры плазмы в истекающем в магнитном сопле плазменном потоке, а также зависимости этих величин от конфигурации магнитных полей, расхода рабочего газа, величины

вводимой ВЧ-мощности. Полученные зависимости были подтверждены параллельными измерениями при помощи диагностик – лазерно-индуцированной флуоресценции, оптической эмиссионной спектроскопии и интерферометрии. Полученные результаты позволяют дать рекомендации о способе подачи рабочего газа, о величине и конфигурации магнитного поля для создания мощных БПРД.

Среди расчетных работ можно выделить доклад, посвященный определению потенциалов ионизации многозарядных ионов группы железа. В результате анализа экспериментальных данных, проведенных в ИПМ РАН, было получено аналитическое описание для расчета энергии ионизации многих ионов с погрешностью порядка одного процента.

Уравнения состояния и электронные коэффициенты переноса необходимы для решения самых разных фундаментальных и прикладных задач физики плазмы, возникающих в процессе электрического взрыва проводников, а также при взаимодействии излучения или потоков частиц с веществом. В настоящий момент времени накоплено много информации о свойствах различных веществ, находящихся при температуре выше 5 кК, что для металлов и полупроводников включает область т.н. низкотемпературной плазмы. Однако параметры плазмы, получаемой при нагревании вещества до температуры 5-100 кК, таковы, что такая плазма является неидеальной. В ОИВТ РАН разработана модель расчета теплофизических свойств низкотемпературной частично ионизованной плазмы (с нейтральной компонентой) в указанной выше области. Она построена на химическом подходе и в приближении времени релаксации. В докладе, представленном на секции, описаны результаты использования модели для получения информации о висмуте, для которого экспериментальные данные о теплофизических свойствах в диапазоне температур $T \sim 10^3 - 100$ кК и плотностях ρ ниже нескольких г/см³ практически отсутствуют. Эти данные важны как с точки зрения фундаментальной физики, так и для приложений, поскольку висмут при высоких температурах применяется в устройствах ядерной энергетики.

Ракетные эксперименты с инжекцией высокоскоростных плазменных струй в ионосферу Земли проводятся с целью исследования процессов взаимодействия плазменных потоков с окружающей ионосферой, погруженной в геомагнитное поле. В ИДГ РАН проведено моделирование процессов, позволившее провести интерпретацию данных экспериментов “Флакрус” (высота 140 км) и “Северная звезда” (выше 270 км) для инжекции алюминиевых струй. Алгоритм расчета включает в себя: восстановление газодинамиче-

ских параметров инжектируемой плазмы в выходном сечении сопла генератора с использованием результатов измерений этих параметров в ближней зоне в наземных экспериментах; численное моделирование динамики плазмы струи после ее вылета из сопла генератора с восстановленным сценарием инжекции; и расчет характеристик излучения горячей плазмы алюминия (спектров, плотностей потоков излучения). Проведено сравнение результатов расчетов с данными измерений в ракетных экспериментах на бортовом модуле, с аппаратурными данными наблюдений с Земли, а также с датчиков спутника MSX.

Важной проблемой современной энергетики являются разработки подходов к решению комплекса задач водородной энергетики и, в частности, задачи получения водорода в низкотемпературной плазме. В ИНХС РАН разработана само согласованная модель процесса получения водорода в плазме СВЧ-разряда в жидких растворах этилового спирта. Модель содержит балансные уравнения для нейтральных и заряженных газовых компонент плазмы, уравнение Больцмана для свободных электронов плазмы, уравнение для среднего СВЧ-поля в малом объеме, заполненном плазмой, и уравнение для температуры газовой смеси. Модель включает положительно и отрицательно заряженные ионы: H_2O^+ , H_3O^+ , H_5O_2^+ , $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})$, $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$, $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_3$, O_2^+ , CH_3O^+ , $\text{C}_2\text{H}_5\text{O}^+$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}^+$, CH_3^+ , C_2H_3^+ , H^- , O^- , OH^- , $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}^-$, CO^- . Проведенные расчеты позволяют проанализировать роль различных реакций в процессах диссоциации молекул в смеси, процессы образования нейтральных продуктов, в частности водорода, а также явления образования и гибели отрицательно и положительно заряженных частиц.

В целом, работа секции “Физические процессы в низкотемпературной плазме” была успешной. Результаты конференции свидетельствуют о высоком уровне экспериментальных и теоретических исследований, проводимых в России, которые в ряде случаев являются пионерскими.

6. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННЫХ И ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

На секции “Физические основы плазменных и лучевых технологий” (председатели секции А.Ф. Александров и С.А. Двинин) были заслушаны 38 устных докладов. Обсуждались результаты исследований, проводимых в институтах РАН, вузах СНГ и других ведущих научных центрах России.

Были заслушаны доклады, представляющие широкий спектр направлений по развитию плазменных технологий. Наибольшее число докладов было посвящено развитию технологий создания новых веществ в твердом или газовом состоянии,

модификации поверхности материалов и созданию конкретных объектов для производства веществ при использовании плазмы. Как всегда, большое количество докладов было посвящено генерации СВЧ-волн в различных системах и воздействию на поверхность мощными (в том числе высокоэнергетичными) электронными и ионными пучками. Увеличилось число докладов, посвященных исследованию космического пространства, включая разработку различных вариантов электроразрядных двигателей для спутников и анализ свойств ионосферы. Уменьшилось число докладов, посвященных плазменной аэродинамике – воздействию разрядов на газовые потоки.

Большое число докладов было посвящено проблемам генерации СВЧ-излучения и создания сильноточных электронных пучков. Коллективами авторов из ТРИНИТИ и РУДН проводились исследования плазменного мазера на основе трубчатого релятивистского электронного пучка (РЭП) в режиме усиления шума. В режиме одиночных импульсов подобный мазер генерировал излучение мощностью до 400 МВт при КПД по отношению к энергии импульса РЭП до 26%. При импульсной работе с частотой 100 Гц и при длительности тока РЭП 2 нс от импульса к импульсу происходил сдвиг спектра излучения в сторону высоких частот, расширение полосы генерируемых частот, и одновременно наблюдалось уменьшение выходной СВЧ-мощности. В ИОФ РАН традиционно проводятся исследования плазменных релятивистских СВЧ-генераторов на основе РЭП. В этом году был представлен доклад, посвященный широкополосному излучению плазменного релятивистского генератора на основе РЭП с длительностью микроволнового импульса 300–500 нс для области частот 1–5 ГГц. Такой источник сверхширокополосного излучения является генератором шума. Энергия шумового импульса такого источника достигает 15–20 Дж. В другом докладе группы исследователей этой же лаборатории были представлены исследования, выполненные на этой же установке, работающей уже в режиме плазменного усилителя импульсного СВЧ-излучения. Проводились исследования подавления обратной связи (отраженной от выходного устройства СВЧ-волны) путем подбора оптимальных поглотителей и величины внешнего магнитного поля, что необходимо для получения оптимального режима усиления СВЧ-импульса. В результате исследований удалось получить стабильный уровень энергии выходного СВЧ-излучения в каждом импульсе с эффективностью около 10% в широком диапазоне значений плотности плазмы $\Delta n_p/n_p = 0.5$ (n_p – значение оптимальной плотности плазмы, при которой достигается максимальная эффективность трансформации энергии РЭП в энергию СВЧ-импульса). В этом диапазоне значений

плотности плазмы частота усиленного сигнала совпадает с частотой входного СВЧ-сигнала на частоте $f_0 = 2.715$ ГГц с точностью 1 МГц, а ширина спектра усиленного СВЧ-сигнала, определенная по ширине на полувысоте спектральной линии, составила 4–6 МГц, что близко к естественной ширине линии 4 МГц.

Коллективом авторов ИЯФ СО РАН и НГУ представлены результаты экспериментальных исследований механизмов генерации субмиллиметрового СВЧ-излучения (0.1–0.5 ТГц) при коллективной релаксации РЭП (энергия электронов 0.6 МэВ, ток 15 кА, длительность импульса 3 мкс) на специализированной установке ГОЛ-ПЭТ. В новых экспериментах импульс СВЧ-излучения был удлинён до 4-х мкс, и плотность тока пучка составляла (1–2) кА/см². В результате в плазме удалось создать радиальные градиенты плотности, способствующие прямой накачке пучком электромагнитных волн в плазме. Кроме того, была сформирована область с низкой плотностью плазмы на участке плазменного столба со спадающим вдоль оси магнитным полем в окрестности графитового коллектора, поглощающего прошедший через плазму пучок. В этих экспериментах удалось достигнуть прогресса по энергии в импульсах СВЧ-излучения с длиной волны 1 мм.

В НИЦ “Курчатовский институт” в экспериментах на сильноточном генераторе РЭП “Катран” (напряжение в импульсе ~250 кВ, ток пучка 50–150 кА, длительность импульса ~60 нс) наблюдалось формирование сверхэнергетичных электронов. Ранее в этом же генераторе было обнаружено, что энергия отдельных ступок ионов может в несколько раз превышать приложенное напряжение импульсного генератора, умноженное на ионный заряд. Авторы считают наиболее вероятным, что ускорение ионов до энергии 850 кэВ/нуклон в зазоре катод-анод генератора связано с развитием перетяжки в плазме или происходит в результате разрыва токового канала, приводящего к появлению сильного вихревого электрического поля. Электроны в таком поле могут приобретать энергию, существенно превосходящую разность потенциалов в высоковольтном диоде, умноженную на электрический заряд иона. Экспериментальное измерение энергии электронов по тормозному гамма-излучению показало наличие небольшой доли сверхэнергетичных электронов.

Вызвал интерес цикл докладов из ИОФ РАН, посвященный экспериментам на плазмохимическом реакторе ГР-1. В экспериментах исследовалось взаимодействие мощных импульсов СВЧ-гиротрона с плазмой в присутствии смеси диэлектрического порошка окиси алюминия (Al₂O₃) и порошка платины. Были измерены коэффициенты поглощения СВЧ-излучения в сме-

си порошка металл-диэлектрик, что может служить качественной характеристикой при анализе процессов, протекающих в плазмохимическом реакторе. С использованием высокоскоростных камер исследовались параметры разлета частиц при плазмохимическом синтезе материалов, которые являются основой для проведения модельных расчетов. Важной характеристикой протекающих процессов также являются размеры частиц и светящихся областей. Имеющиеся диагностики позволили получить проекцию движения микрочастиц в одной плоскости. Скорость движения частиц определялась по смещению светящихся точек в кадре по предполагаемой траектории. Для разных режимов работы реактора величина скорости составляла от 1 до 45 м/с. В ходе экспериментов некоторые реакционные частицы в начальный момент времени были окружены светящимся ореолом с характерными размерами 1–2 мм. Данные образования (микрочастица-ядро и ореол) движутся совместно с ядром и распадаются за время от 1 до 20 мс. В то же время светящиеся частицы движутся по сложным траекториям и светятся на протяжении долгого времени. В зависимости от состава реакционной смеси время послесвечения микрочастиц может составлять до 0.5 сек.

Большим коллективом авторов из ИОФ РАН, ИПФ РАН, ИММ им. А.А. Байкова РАН, и РТУ МИРЭА был представлен доклад, где обсуждались микроволновые имитационные эксперименты по осаждению на металлические пластины заряженных частиц, имитирующих “левитирующую” пыль на Луне (реголит). Ансамбли заряженных частиц создавались над поверхностью смеси порошков реголита при воздействии СВЧ-излучения импульсного гиротрона на порошок. При этом в слое реголита и над ним развивались такие нелинейные физико-химические процессы, как микроволновой пробой, цепные плазмохимические реакции, разлет частиц по кулоновскому механизму. В результате над поверхностью порошка возникало левитирующее облако заряженных частиц, повторяющих лунную пыль по составу и распределению по размерам.

Еще один доклад с реактора ГР-1 (ИОФ РАН, ИММ им. А.А. Байкова РАН, ИБХ им. академик М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН, РТУ МИРЭА) был посвящен возможности синтеза платиновых катализаторов в микроволновом подпороговом разряде. Взаимодействие частиц порошка с плазмой подпорогового СВЧ-разряда приводит к испарению вещества, модификации поверхности частиц и протеканию плазмохимических реакций. Существует порог интенсивности СВЧ-излучения, ниже которого не удается инициировать разряд в атмосферном воздухе. В данных экспериментах сфокусированное СВЧ-излучение направляется на специальный инициатор разряда, и, далее начинает развиваться

СВЧ- разряд, распространяющийся по пучку в сторону источника излучения. Температура газа в разряде достигает 6000 К, а плотность плазмы 10^{17} см⁻³. Результаты первых экспериментов со смесью порошков окиси алюминия Al_2O_3 и платины Pt показали, что взаимодействие частиц порошка с плазмой подпорогового микроволнового газового разряда приводит к покрытию микрочастиц носителя (Al_2O_3) наночастицами платины.

Работы по исследованию электроразрядных двигателей для космических аппаратов проводились в МГУ. В работе рассмотрена организация полетов космических аппаратов на низких околоземных орбитах (180–200 км), открывающих перспективы для развития телекоммуникаций, транспортных операций и широкого круга научных исследований. В качестве модели ВЧ ионных источников использовался индуктивный источник диаметром 5 см. На индуктивный ВЧ-разряд накладывалось внешнее магнитное поле, величина которого выбиралась из условия получения максимального ионного тока. Предварительные измерения показали, что замена ксенона на аргон и воздух сопровождается понижением величины ионного тока, получаемого при заданной мощности ВЧ-генератора, и повышением “энергетической цены” ускоренного иона. Тем не менее, из полученных экспериментальных результатов следует возможность использования атмосферных газов в качестве рабочего тела двигателя космического аппарата. Результаты экспериментов сопоставлены с расчетами.

Доклады, заслушанные на секции, были выполнены на высоком уровне и вызвали интерес слушателей. По сравнению с предыдущим годом, число докладов заметно возросло. Работа секции в целом показала, что в области плазменных и пучковых технологий ведется активная исследовательская работа, продолжается рост числа работ, имеющих технологическую направленность. По сравнению с конференциями, которые проходили несколько лет назад, произошло дальнейшее увеличение числа экспериментальных докладов (29 из 38). Такое соотношение обусловлено тем, что начались исследования новых технологических процессов, для которых нужно построение новых теоретических моделей, или модификация уже существующих. Разработка таких моделей требует времени.

7. ПРОЕКТ ИТЭР. ШАГ В ЭНЕРГЕТИКУ БУДУЩЕГО

На сессию “Проект ИТЭР. Шаг в энергетику будущего” (председатель секции А.В. Красильников) в этом году было представлено 16 докладов. Запуск самой большой в мире экспериментальной термоядерной установки ИТЭР должен состояться в 2025 году. Доклады были посвящены

состоянию работ по созданию систем ИТЭР, разрабатываемых и изготавливаемых в России.

В ИЯФ СО РАН с 2013 года ведутся проектные работы по изготовлению диагностического оборудования для установки ИТЭР. В перечень разрабатываемого оборудования входят: проектирование и интеграция верхних диагностических портов №№ 02, 07, 08, и экваториального диагностического порта № 11. В качестве основного разработчика, изготовителя и поставщика ИЯФ СО РАН участвует в создании двух вертикальных нейтронных камер (верхняя и нижняя), диверторного монитора нейтронного потока, анализатора атомов перезарядки. За прошедший год были успешно проведены защиты финального проекта для интеграции экваториального порта № 11, диверторного монитора нейтронного потока и вакуумной части анализатора атомов перезарядки. По всем перечисленным выше объектам ведется активная работа. Часть проектов уже находится в стадии производства.

В ИЯФ СО РАН также проводились исследования прототипа инжектора высокоэнергетичных нейтралов с первичным ускорением отрицательных ионов водорода. В созданном прототипе пучок отрицательных ионов от высокочастотного поверхностно-плазменного источника ионов сначала ускоряется в источнике до энергии 120 кэВ, затем транспортируется через секцию с отклоняющими магнитами, где очищается от сопутствующих частиц и фокусируется на вход ускорителя, который осуществляет дальнейшее ускорение пучка до полной энергии 0.4–1 МэВ. Далее ускоренный пучок отрицательных ионов конвертируется в пучок высокоэнергетичных атомов в камере нейтрализатора, и, далее, сепарирующим магнитом отделяется от сопутствующих положительных и отрицательных ионов. На данном этапе планируется получение пучка отрицательных ионов с током около 1 А и ускорение ионов до энергии 0.34 МэВ.

В ИЯФ СО РАН были исследованы механические, тепловые и вакуумные свойства поставочной партии керамики карбида бора для защиты диагностических портов ИТЭР. Первая партия спеченной керамики карбида бора была изготовлена ООО “Вириал”. Керамика будет собрана в защитные кассеты, и затем эти кассеты будут установлены в экваториальном порту № 11 ИТЭР.

В Проектном центре ИТЭР в 2021 году проводились работы по развитию аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства (АИП ИКП) как инструмента интеграции исследований в области УТС. Эта платформа обеспечивает для исследователей возможность участия в дистанционных экспериментах в области УТС-исследований: получение и отображение научной информации, в

том числе экспериментальных данных, тематических публикаций, справочной информации, проведение дистанционных совместных исследований и предоставление иных научных и телекоммуникационных сервисов для участников отечественного УТС-сообщества. В докладе были продемонстрированы возможности развития АИП ИКП как инструмента интеграции отечественных и мировых УТС-исследований с учетом стандартов и подходов, принятых в мировой практике, в том числе в Международной Организации ИТЭР (МО ИТЭР).

В Проектном центре ИТЭР создан Российский центр удаленного участия в экспериментах на установке ИТЭР. На его основе проводились совместные с МО ИТЭР работы по отработке технологий и принципов дистанционного участия в эксперименте для других участников проекта. Проведены исследование протоколов, методов и каналов передачи данных через существующие общедоступные сети с целью выработки стратегии подключения к системе сбора данных ИТЭР и тестирование различных интерфейсов удаленного доступа к данным ИТЭР. Были созданы элементы доступа к системе сбора данных ИТЭР в режиме реального времени и создания эффекта присутствия на установке через шлюз EPICS. Кроме того, протестированы различные инструменты для удаленного участия, которые планируются к использованию в рамках проекта ИТЭР, — такие как совместное использование экрана, просмотр данных из Российского центра удаленного участия в МО ИТЭР при расстоянии около 3000 километров. В результате выполнения этих работ российской организацией ЧУ “Проектный центр ИТЭР” со стороны МО ИТЭР сформулированы требования к подобным подключениям для всех партнеров международного проекта. Благодаря этой работе Российская Федерация стала одной из первых стран участниц проекта ИТЭР, обеспечивших прямое подключение к технологическим данным ИТЭР.

В НИУ МЭИ на квазистационарном плазменном ускорителе КСПУ-Т проводились испытания опытных образцов теплозащитной облицовки купола дивертора ИТЭР плазменными потоками. Установка КСПУ-Т позволяет создавать плазменные потоки с длительностью импульса около 1 мс и с тепловой нагрузкой на облучаемые образцы $0.2\text{--}5\text{ МДж/м}^2$, что сопоставимо с условиями переходных процессов в ИТЭР. В связи с этим КСПУ-Т используется для ресурсных испытаний защитных покрытий и исследования механизмов эрозии. Было проведено две серии экспериментов по облучению плоских вольфрамовых образцов как без магнитного поля, так и с магнитным полем величиной около 0.6 Тесла. Измерены профили и оптические изображения поверхности облученных образцов, проведен анализ результа-

тов экспериментов, и выполнена экстраполяция данных на условия ИТЭР.

В другом докладе с КСПУ-Т были представлены результаты экспериментального исследования поведения алюминия и коррозионно-стойкой стали под действием мощных потоков излучения плазмы с параметрами, характерными для ослабленного плазменного срыва установки ИТЭР. В работе было показано, что такое облучение коррозионно-стойкой стали марки 316L(N)-IG (предполагаемой для использования в качестве обращенного к плазме материала диагностических патрубков ИТЭР) приводит к образованию на поверхности образца регулярной волнообразной структуры с горбами и впадинами с характерным масштабом вдоль поверхности 1–3 мм.

В ФТИ РАН в настоящее время идет разработка комплекса атомных анализаторов, включенных в перечень приоритетных диагностик для международного термоядерного реактора ИТЭР. Анализ потоков атомов является одним из основных методов диагностики ионной компоненты высокотемпературной плазмы. Этот метод обеспечивает возможность изучения как ионной функции распределения, так и соотношения концентраций изотопов водорода в плазме. На конференции был представлен доклад, посвященный изучению возможностей использования этой диагностики потоков атомов из плазмы для исследования параметров плазмы и дополнительных методов нагрева на проектируемой новой российской плазменной установке “Токамак с реакторными технологиями” (ТРТ). Выполнено численное моделирование проникновения нейтральных пучков атомов в плазму ТРТ, и на основе этого расчета получена функция источника быстрых дейтронов. Также произведены расчеты пространственной, энергетической и угловой зависимости функции распределения по скоростям дейтронов в плазме с учетом эффектов замедления и диффузии в пространстве скоростей в результате кулоновских столкновений с электронами и ионами фоновой плазмы. Сделаны оценки популяции быстрых ионов, возникающих при введении в плазму ВЧ-мощности на частоте ионно-циклотронного резонанса. На основе полученных результатов и данных о пространственном распределении плотностей мишеней нейтрализации проведены расчеты энергетических распределений и интенсивности потоков вылетающих атомов перезарядки вдоль линий наблюдения анализаторов. Получены соответствующие скорости счета атомов в различных диапазонах их энергий.

В ФТИ РАН также ведутся работы по созданию диагностики томсоновского рассеяния в диверторе реактора ИТЭР. Дивертор ИТЭР — наиболее энергонапряженный и потому самый критический элемент любого токамака-реактора.

Именно поэтому необходимо уделять внимание изучению пристеночной плазмы, взаимодействию плазма-стенка, исследованию и контролю рециклинга водорода, контролю режима с полным или частичным отрывом плазмы, характеризующегося существенным снижением тепловой нагрузки на пластины дивертора. Всю совокупность плазменных параметров в районе X-точки, их изменения от X-точки вдоль сепаратрисы до наружной диверторной мишени и вдоль поверхности наружной диверторной пластины было предложено измерять с помощью совмещенной лазерной диагностики томсоновского рассеяния и лазерно-индуцированной флуоресценции. Важная функция этих диагностик заключается в проверке модельных расчетов поведения плазмы в диверторе ИТЭР и ее отрыва от диверторных пластин.

Работа сессии была успешной. Она показала существенный прогресс в научно-исследовательских и конструкторских работах в поддержку проекта ИТЭР в рамках ответственности по поставкам Российской Федерации.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. XLIX Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу является единственным ежегодным крупномасштабным научным форумом ученых, работающих в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза в России и странах СНГ. Она проходила уже в 49-й раз и собрала на свои заседания более 600 участников из научных центров России и других стран. Число российских (56) организаций, представивших доклады на конференцию, стабильно остается на высоком уровне. Были представлены доклады из 6 иностранных научных центров. Заметно снизилось число представленных на конференции работ, выполненных российскими учеными совместно с учеными ведущих иностранных научных центров, что обусловлено известными событиями в мире.

2. На конференции были представлены 16 приглашенных докладов (8% от общего числа докладов), которые были посвящены актуальным проблемам физики плазмы и УТС.

3. Конференция способствовала решению научных проблем по направлениям: магнитное удержание высокотемпературной плазмы, инерциальный термоядерный синтез, физические процессы в низкотемпературной плазме, физические основы плазменных и лучевых технологий, реализация международного проекта ИТЭР. Ежегодно происходящий обмен информацией и опытом между учеными России, стран дальнего и ближнего зарубежья способствует установлению и поддержанию научных контактов между науч-

ными центрами, занимающимися близкими проблемами.

4. Доля представленных на конференции работ, связанных с научными задачами управляемого термоядерного синтеза на основе магнитного удержания высокотемпературной плазмы, составила около 33%. Уровень экспериментальных исследований российских ученых на российских установках в области магнитного удержания горячей плазмы несколько отстает от работ, выполняемых в лидирующих мировых центрах. Это обусловлено физическим и концептуальным старением имеющегося экспериментального и диагностического оборудования. В течение ряда лет в России отсутствует стратегическая национальная программа по управляемому термоядерному синтезу, в рамках которой развивались бы исследования одновременно на нескольких крупных установках УТС с параметрами плазмы, сопоставимыми с параметрами термоядерного реактора, например, крупный токамак или крупный стелларатор с магнитными полями на основе сверхпроводящих материалов. Проекты таких установок имеются, но их реализация задержалась по крайней мере на 20 лет. Важным является также создание ряда установок с магнитным удержанием плазмы среднего масштаба в университетах для начального обучения студентов и аспирантов, а также для наработки экспериментального опыта и подготовки высококвалифицированных научных сотрудников для работы с высокотемпературной плазмой на технически современных установках УТС в России и МО ИТЭР. Отсутствие такой национальной программы уже привело к отставанию ряда российских научных центров, работающих в области управляемого термоядерного синтеза, от исследований, ведущихся в технологически лидирующих странах.

5. С 2021 года в России реализуется «Комплексная программа развития техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии на период до 2024 года». Эта программа, разработанная в ГК РОСАТОМ при участии ведущих российских научных центров, финансируется как государственной корпорацией, так и государственным бюджетом РФ. Программа в своей значительной части стимулирует развитие ядерной энергетики, ядерных технологий и их широкое применение в экономике России. В Комплексную программу входит подпрограмма «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий». Эта подпрограмма является первым и важным шагом, направленным на сокращение отставания и последующее развитие технологий, определяющих развитие работ по управляемому термоядерному синтезу. Необходимо, чтобы за этим шагом последовали следующие шаги, которые привели бы к формированию национальной

программы исследований по управляемому термоядерному синтезу, а также по фундаментальным и прикладным направлениям физики плазмы. Важно иметь в виду, что в результате реализации с участием России международного проекта ИТЭР разработанные новые технологии и результаты исследований должны быть освоены российскими учеными и инженерами для применения в российских промышленных термоядерных реакторах, что невозможно в отсутствие национальной программы по физике плазмы и УТС.

6. Доля представленных на конференции докладов, посвященных проблемам инерциального термоядерного синтеза (ИТС), включая лазерный термоядерный синтез (ЛТС), составила около 10%. В течение ряда лет на ежегодных конференциях снижается доля докладов, в которых представляются результаты экспериментальных исследований в этой области физики плазмы, в том числе и работы по лазерному термоядерному синтезу. России целесообразно было бы присоединиться к крупным международным программам, которые успешно развиваются, прежде всего, в Европейском союзе, что позволило бы участвовать российским ученым в исследованиях на современных научных установках с участием коллектива ведущих мировых ученых, и достаточно быстро преодолеть технический и научный отрыв от ведущих стран. Но в виду осложнившихся связей международных научных центров с Россией, такие исследования пока невозможны, и это приведет к дальнейшему отставанию наших научных исследований по ЛТС от уже достигнутого мирового уровня. Для преодоления отставания в России необходима также национальная программа строительства сети лазерных установок. Для организации современных лазерно-плазменных исследований мирового уровня требуется создание в крупных научных центрах России, по крайней мере, двух сопоставимых мультитераваттных лазерных систем с рекордными параметрами по мощности и энергии импульса лазерного излучения. Эти исследования должны иметь конечную цель – решение проблемы лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) и смежных задач. Также целесообразно создать в ведущих университетах и научных центрах России несколько лазерных установок с энергетикой на порядок ниже рекордной, но с возможностями гибко варьировать параметры лазерного излучения. На этих установках было бы возможно проверять новые идеи и экспериментальные схемы взаимодействия лазерного излучения с веществом и плазмой, а также проводить отработку новых диагностик, которые будут необходимы для успешной работы крупных установок ЛТС. Именно так весьма эффективно работают научные программы по ЛТС в технологически развитых странах Европы, Японии, США и Китая.

7. На конференции доля научных докладов, посвященных фундаментальным и прикладным исследованиям в области физики низкотемпературной плазмы, технике плазменных исследований и физическим основам плазменных технологий составила около 40%. За последние несколько лет увеличился интерес к этим научным исследованиям среди молодежи, принявшей участие в работе конференции. Это связано с тем, что эти работы, часто выполняемые на небольших низкобюджетных установках в университетах и научных институтах, позволяют студентам, аспирантам и молодым научным сотрудникам проявлять инициативу и выполнять в короткий срок самостоятельные исследования по физике и технике плазмы. Такие работы, как правило, поддерживались с 1994 года в течение 26 лет Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ), статус которого и тематика поддерживаемых научных исследований были кардинально изменены в 2020 году. Созданный в 2013 году Российский научный фонд (РНФ) с другой структурой финансирования проектов пока не в состоянии широко поддерживать исследования по физике плазмы.

8. Доклады по работам, успешно выполняемым российскими учеными и инженерами по проектированию и изготовлению оборудования, а также по реализации диагностических комплексов для международного проекта ИТЭР в рамках ответственности России, составили около 9% от общего числа представленных на конференции докладов.

Оргкомитетом конференции издана книга “XLIX Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу” Сборник тезисов докладов. М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. 230 с. ISBN 978-5-6042115-6-4. Материалы конференции также размещены на сайте конференции http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLIX/Zven_XLIX.html.

Работа выполнена в соответствии с государственными заданиями по темам “Физика высокотемпературной плазмы. Фундаментальные проблемы динамики, удержания и нагрева плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях” (0024-2019-0006) и “Фундаментальные основы плазменных и микроволновых технологий” (0024-2019-0011).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. “XLIX Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу” 14–18 марта 2022 г., Москва. Сб. тез. доклад. М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. – 230 с. ISBN 978-5-6042115-6-4.
2. http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLIX/Zven_XLIX.html