

ISSN 0367-2921

Том 49, Номер 9

Сентябрь 2023



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



www.sciencejournals.ru

Журнал для научных работников в области теоретических и экспериментальных исследований по физике плазмы и взаимодействию плазмы с твердым телом, по проблеме управляемого термоядерного синтеза



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 9, 2023

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Газодинамическая многопробочная ловушка ГДМЛ

*Д. И. Сковородин, И. С. Черноштанов, В. Х. Амиров, В. Т. Астрелин,
П. А. Багрянский, А. Д. Беклемишев, А. В. Бурдаков, А. И. Горбовский,
И. А. Котельников, Э. М. Магоммедов, С. В. Полосаткин, В. В. Поступаев,
В. В. Приходько, В. Я. Савкин, Е. И. Солдаткина, А. Л. Соломахин,
А. В. Сорокин, А. В. Судников, М. С. Христо, С. В. Шиянков,
Д. В. Яковлев, В. И. Щербаков*

831

ТОКАМАКИ

Моделирование отклика рефлектометра на возмущение плазмы ИТЭР
альфвеновскими модами

Д. А. Шелухин, М. Ю. Исаев, С. Ю. Медведев, В. А. Вершков, М. И. Михайлов

885

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Влияние столкновений электронов на электромагнитные моды плазмы,
образованной при многофотонной ионизации инертного газа

К. Ю. Вагин, С. А. Урюпин

903

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

Влияние флуктуаций в комплексной плазме на динамику заряженных
пылевых частиц

О. С. Ваулина

918

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

“Аномальное” воздействие освещения на пробой в длинной разрядной трубке
в ксеноне

А. В. Мещанов, С. А. Дьячков, Ю. З. Ионих

924

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МНОГОПРОБОЧНАЯ ЛОВУШКА ГДМЛ

© 2023 г. Д. И. Сковородин^{a,b,*}, И. С. Черноштанов^{a,b,**}, В. Х. Амиров^a, В. Т. Астрелин^{a,b},
П. А. Багрянский^a, А. Д. Беклемишев^{a,b}, А. В. Бурдаков^{a,c}, А. И. Горбовский^a, И. А. Котельников^a,
Э. М. Магомедов^d, С. В. Полосаткин^{a,b,c}, В. В. Поступаев^{a,b}, В. В. Приходько^{a,b}, В. Я. Савкин^a,
Е. И. Солдаткина^{a,b}, А. Л. Соломахин^a, А. В. Сорокин^a, А. В. Судников^{a,b}, М. С. Христо^{a,b},
С. В. Шиянков^a, Д. В. Яковлев^a, В. И. Щербаков^d

^aИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

^bНовосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, Россия

^cНовосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

^dЗАО “СуперОкс”, Москва, Россия

*e-mail: D.I.Skovorodin@inp.nsk.su

**e-mail: I.S.Chernoshтанov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 24.03.2023 г.

После доработки 30.05.2023 г.

Принята к публикации 24.06.2023 г.

Посвящено предложенному в ИЯФ СО РАН проекту открытой ловушки нового поколения — Газодинамической многопробочной ловушки (ГДМЛ). Целью проекта является обоснование возможности применения открытых ловушек в качестве термоядерных систем: источника нейтронов и, в перспективе, термоядерного реактора. Основные задачи проекта заключаются в разработке технологий длительного поддержания плазмы в открытой ловушке, оптимизации параметров источника нейтронов на основе газодинамической ловушки и демонстрации методов улучшения удержания плазмы. Магнитовакуумная система установки будет состоять из центральной ловушки, многопробочных секций, улучшающих продольное удержание плазмы, и расширителей, предназначенных для размещения приемников плазменного потока. Установка будет сооружаться в несколько этапов. Стартовая конфигурация в общих чертах повторяет схему установки ГДЛ и будет включать в себя центральную ловушку с сильными магнитными пробками и расширителями. Она позволит решить две основные задачи: оптимизировать параметры источника нейтронов на основе газодинамической ловушки и исследовать физику перехода к конфигурации диамагнитной ловушки с высоким относительным давлением $\beta \approx 1$, что позволит существенно увеличить эффективность системы. В данной статье описан технический облик стартовой конфигурации установки и изложены физические принципы, на которых основан проект ГДМЛ.

Ключевые слова: открытая магнитная ловушка, магнитное удержание, управляемый термоядерный синтез

DOI: 10.31857/S0367292123600322, EDN: QDUIUX

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытые ловушки [1–4] являлись важным направлением раннего этапа исследований по физике магнитного удержания высокотемпературной плазмы. Вдохновляющий рост параметров плазмы, продемонстрированный на нескольких поколениях сменяющих друг друга токамаков, сделал токамаки основным направлением в термоядерных исследованиях. Физика и техника открытых ловушек продолжали развиваться в качестве альтернативного направления исследований. Продолжение работ по открытым ловушкам было мотивировано потенциальными физическими и инженерными достоинствами линейных

магнитных систем для удержания плазмы, которые требовалось доказать в реальном эксперименте. Принципиально, открытые магнитные ловушки являются стационарными, позволяют достичь высокого относительного давления плазмы в области удержания $\beta = 8\pi p_{\perp} / B_v^2 \approx 1$ (где $p_{\perp}$ — поперечное давление плазмы, B_v — вакуумное магнитное поле, создаваемое катушками) и, в случае осесимметричных конфигураций, в определенных условиях могут иметь коэффициенты поперечной диффузии в десятки раз меньше, чем у тороидальных систем [5]. Мы кратко упомянем возможность максимально эффективного использования современных магнитных техноло-

гий, поскольку магнитное поле на оси плазмы лишь незначительно меньше поля на проводниках; существенно менее напряженные условия работы для поверхностей, контактирующих с плазмой; модульность установок, которая делает их ремонтпригодными даже для реакторных масштабов. К настоящему времени направление открытых ловушек подошло к важному логическому этапу своего развития. Основные физические проблемы, выявленные на ранних этапах исследований линейных магнитных систем (МГД-устойчивость, аномальные потери из-за развития микронеустойчивостей), были успешно решены.

В этой статье мы обсуждаем проект открытой магнитной ловушки следующего поколения, которая должна продемонстрировать возможность получения и квазистационарного удержания плазмы с субреакторными параметрами. Представленный проект является определенным компромиссом, в котором длительность существования плазмы была ограничена несколькими секундами, что позволило значительно упростить конструкцию приемников плазмы и лимитеров, магнитную систему и системы нагрева плазмы. При успехе представленной научной программы, данный компромисс может быть снят путем постепенной модернизации отдельных модулей и систем установки.

Газодинамическая многопробочная ловушка (ГДМЛ) — это открытая ловушка нового поколения для удержания горячей плазмы, концепция которой развивается в ИЯФ СО РАН [6, 7]. Целью проекта является обоснование возможности создания термоядерной системы на основе открытой магнитной ловушки: источника нейтронов и, в перспективе, термоядерного реактора. Кроме физических принципов, проверенных на установках предыдущего поколения, проект ГДМЛ должен позволить изучить новые методы удержания плазмы и продемонстрировать существенное увеличение эффективности открытой ловушки [8]. В качестве методов подавления потерь из ловушки рассматриваются диамагнитное удержание плазмы с относительным давлением $\beta \approx 1$ [9, 10], а также использование многопробочных [11, 12] и геликоидальных секций [13, 14].

Источник нейтронов на основе газодинамической ловушки [15–18], по-видимому, может рассматриваться как наиболее близкая к практической реализации термоядерная система открытого типа. Основной целью такого источника является испытание материалов будущего термоядерного реактора в потоке быстрых нейтронов. Плазма в источнике нейтронов удерживается в осесимметричном соленоиде, магнитное поле которого усиливается на концах. Основным методом нагрева плазмы в ловушке является наклонная ин-

жекция мощных пучков нейтральных частиц (также называемых атомарными пучками), которые ионизируются в плазме и захватываются в ловушке в виде ионов с большой энергией. В результате в плазме формируются две ионные компоненты: теплые ионы мишенной плазмы и анизотропная популяция быстрых ионов. Именно быстрые ионы обеспечивают протекание термоядерных реакций в плазме. Пикировка плотности быстрых ионов вблизи точек остановки позволяет управлять профилем выделения нейтронов вдоль установки, создавая компактные зоны с высоким потоком нейтронов. Энергетическая эффективность генерации нейтронов определяется временем удержания частиц и энергии в ловушке. В базовом варианте для ограничения их потерь используется технология газодинамического удержания мишенной плазмы, основанная на использовании областей с сильным магнитным полем — магнитных пробок — на торцах ловушки и расширителей за ними. Расчеты показывают, что эта технология позволяет получить $\sim 10^{18}$ нейтронов в секунду в реакции D–T-синтеза при мощности нагрева плазмы ~ 50 МВт [18]. Улучшение продольного удержания плазмы позволит расширить спектр его практического применения. Рассматриваются такие задачи, как дожигание минорных актинидов, наработка ценных изотопов, либо создание гибридного реактора деления с термоядерным драйвером [19, 20].

Для проверки физических основ нейтронного источника на основе газодинамической ловушки в ИЯФ СО РАН была создана и эксплуатируется установка ГДЛ [21]. На ней было продемонстрировано устойчивое удержание плазмы с популяцией быстрых ионов со средней энергией частиц порядка 10 кэВ, при этом давление плазмы достигает половины от давления магнитного поля [22]. В подобных системах с двухкомпонентной плазмой время торможения анизотропной популяции быстрых ионов определяется их столкновениями с электронами. Поэтому для увеличения времени жизни быстрых ионов и, тем самым, для увеличения эффективности открытой ловушки как термоядерной системы, ключевой задачей является увеличение электронной температуры. На ГДЛ впервые в открытых системах была получена температура электронов плазмы ~ 1 кэВ в квазистационарных условиях [23–25], ранее достигавшая только в коротких импульсах в многопробочной ловушке ГОЛ-3 [26]. В последние годы в мире были предложены проекты ALIANCE [18, 27] и WHAM Neutron Source [28], которые предполагают строительство серии плазменных установок, конечной целью которых является создание источника термоядерных нейтронов. Проект ГДМЛ позволит не только решить аналогичные задачи, но и развивать физику и технологии улучшения

продольного удержания плазмы в открытых ловушках.

В настоящее время основным каналом потерь энергии плазмы и частиц из ловушки ГДЛ считаются продольные потери, на снижение которых направлено основное внимание в проекте ГДМЛ. Вместе с тем, турбулентность плазмы из-за развития разного рода неустойчивостей, потери быстрых ионов в результате перезарядки, рециклинг в пристеночной области также являются важными факторами деградации удержания плазменной энергии. Эти проблемы эффективно решаются в установке ГДЛ, но могут стать существенными при изменении конструкции установки и параметров плазмы. Например, в амбиполярных ловушках (GAMMA-10, TMX-U) с подавленными продольными потерями наблюдалась интенсивная дрейфовая турбулентность и существенный турбулентный перенос плазмы поперек магнитного поля. В базовом режиме ГДМЛ, аналогичном ГДЛ, проблема дрейфовой турбулентности ожидается не столь острой, но новые режимы удержания определенно нуждаются в экспериментальной верификации в части подавления турбулентных переносов.

Подавление потерь плазмы позволяет в перспективе рассматривать открытые ловушки в качестве энергетического реактора термоядерного синтеза. Кроме сравнительной технической простоты, открытая ловушка имеет несколько привлекательных достоинств: отличное удержание быстрых ионов в аксиально-симметричном магнитном поле и возможность достижения высокого относительного давления плазмы β . Аксиально-симметричная ловушка с большим давлением плазмы имеет много общих черт с конфигурацией с обращенным магнитным полем (field reversed configuration, FRC) [29] и наряду с ней имеет принципиальную возможность использования альтернативных бестритиевых топлив, которые недоступны тороидальным системам. Для достижения этой цели требуется совершить большой скачок, как по параметрам плазмы, так и по времени ее удержания. Одним из таких шагов может быть переход к режиму диамагнитного удержания [9]. Вытеснение магнитного поля плазмой высокого давления приводит к увеличению пробочного отношения и уменьшению газодинамических потерь через пробку. Идея метода диамагнитного удержания заключается в достижении предельно большого значения относительного давления $\beta \approx 1$, при котором магнитное поле практически полностью вытеснено из плазмы. Время жизни плазмы в этом режиме должно определяться поперечной диффузией плазмы из зоны удержания [10] и бесстолкновительными потерями, вызванными нарушением адиабатичности движения частиц [30]. Изучение возможности формирования такого состояния плазмы в ловушке, его устойчивости,

особенностей равновесия и скейлингов времени жизни является частью физической программы установки ГДМЛ.

В качестве дополнительного метода подавления продольных потерь, который совместим как с газодинамическим, так и диамагнитным режимами удержания, в проекте ГДМЛ предусмотрено применение специальных многопробочных (либо более сложных геликоидальных [13, 14]) секций. Эти секции будут использоваться вместо одиночных магнитных пробок — для ограничения потока плазмы из ловушки вдоль магнитного поля. Магнитное поле в многопробочных секциях образует последовательность пробочных ловушек. Если длина свободного пробега частиц сравнима с расстоянием между пробками, течение плазмы приобретает диффузионный характер [11]. При термоядерных температурах парные столкновения могут обеспечить требуемый темп рассеяния только при высокой плотности $n = 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, поэтому долгое время многопробочный реактор считался принципиально импульсным устройством. Однако в экспериментах на многопробочной ловушке ГОЛ-3 было показано, что коллективное рассеяние ионов может обеспечивать оптимальные условия для удержания плазмы при умеренной плотности [31, 32]. При длине ловушки 12 метров энергетическое время жизни плазмы с температурой ионов 1–3 кэВ и плотностью порядка 10^{15} см^{-3} достигло 1 мс, что почти на 2 порядка превышает классические оценки. Многопробочная система длиной порядка 10–20 метров, по-видимому, может на порядок увеличить энергетическую эффективность источника нейтронов на основе газодинамической ловушки, позволив достичь коэффициента термоядерного усиления мощности $Q \sim 0.5$. Поэтому изучение работы многопробочных секций в стационарном режиме является важной частью программы исследований на установке ГДМЛ.

Установка ГДМЛ будет иметь модульную структуру, поэтому физические задачи проекта могут решаться на разных этапах ее строительства. В стартовой конфигурации магнито-вакуумная система установки будет включать в себя центральную секцию с сильными магнитными пробками и расширители за пробками, предназначенные для размещения приемников плазмы. Нагрев плазмы будет осуществляться за счет наклонной инжекции мощных пучков нейтральных частиц и дополнительного введения СВЧ-мощности. Основной физической задачей стартовой конфигурации является моделирование физических процессов в нейтронном источнике на основе газодинамической ловушки. Магнитная система стартовой конфигурации установки ГДМЛ проектируется таким образом, чтобы обеспечить гибкость в проведении экспериментов. Важной

задачей является существенное увеличение длительности существования горячей плазмы по сравнению с экспериментами на установке ГДЛ. Кроме демонстрации установившихся параметров плазмы, установка должна позволить перейти к изучению технологий длительного поддержания разряда. Эффективность ловушки в базовом газодинамическом режиме работы определяется величиной магнитного поля в пробке (при условии подавления поперечных потерь), поэтому для достижения наилучших параметров плазмы при длительности разряда порядка секунды целесообразно использовать сверхпроводники для создания пробочных катушек. Для упрощения конструкции установки в настоящее время предполагается использование медных катушек для создания центрального соленоида в комбинации со сверхпроводящими пробками.

В разд. 2 описана конструкция стартовой конфигурации установки ГДМЛ, ее магнитной системы и системы нагрева плазмы. Раздел 3 посвящен вопросам удержания, нагрева и обеспечения устойчивости плазмы в стартовой конфигурации установки. Приводятся результаты численного моделирования для выбранной конструкции и параметров установки ГДМЛ. В разд. 4 обсуждаются дополнительные методы улучшения удержания горячей плазмы в ловушке.

2. ОПИСАНИЕ СТАРТОВОЙ КОНФИГУРАЦИИ УСТАНОВКИ ГДМЛ

Научная программа проекта ГДМЛ интегрирует в себя идеи и технологии, появившиеся в ходе развития нескольких направлений исследований по открытым ловушкам. Часть задач может быть выполнена на ограниченной конфигурации установки, которую мы будем далее называть стартовой конфигурацией ГДМЛ. Выделение стартовой конфигурации позволит сократить сроки от решения о начале реализации проекта до получения первых значимых научных результатов. Стартовая конфигурация установки ГДМЛ в общих чертах повторяет конфигурацию действующей в настоящее время в ИЯФ СО РАН установки ГДЛ [33]. Плазма в установке создается и удерживается в осесимметричном магнитном соленоиде с концевыми секциями, служащими для подавления ее потерь вдоль силовых линий магнитного поля. В стартовой конфигурации установки такими секциями являются компактные соленоиды с высоким (магнитная индукция более 10 Тл) магнитным полем — магнитные пробки. Экспериментальная программа ГДМЛ предполагает исследования как в ловушке с одиночными магнитными пробками, так и в полной конфигурации установки с более сложными концевыми секциями, при помощи которых будут исследоваться перспективные схемы подавления

продольных потерь: многопробочное [34] и винтовое [35] удержание плазмы.

Важной особенностью установки станет достижение квазистационарного режима, при котором потери энергии и частиц плазмы компенсируются системами нагрева и подпитки веществом. Длительность работы большинства систем в стартовой конфигурации ГДМЛ выбрана равной двум секундам, а длительность работы системы нейтральной инжекции (пучки атомов водорода) на начальном этапе работ составит 0.3 с. Выбранное время эксперимента превышает характерное время установления равновесных потоков энергии между компонентами плазмы, составляющее по порядку величины 50 мс (разд. 3.2). Ограничение длительности импульса двумя секундами существенно упрощает конструкцию электродов систем нагрева и стабилизации плазмы за счет возможности работы в переходных тепловых режимах, позволяет использовать накопительные источники питания соленоида и систем нагрева, а также упрощает вакуумную систему за счет возможности использования методов откачки, требующих регенерации. В то же время, экспериментальный комплекс допускает увеличение длительности разряда вплоть до полностью стационарного режима при замене импульсных элементов магнитного соленоида на сверхпроводящие и соответствующей модернизации систем нагрева плазмы.

Поддержание разряда с высокотемпературной плазмой длительностью 0.3–2 с происходит за счет инжекции пучков быстрых нейтралов с суммарной мощностью до 24 МВт и энергией атомов водорода 30 кэВ, а также инжекции в плазму СВЧ-излучения мощностью до 6 МВт (разд. 2.2). При этом ожидаются следующие средние по сечению параметры плазмы: температура электронов порядка 1 кэВ, температура теплых ионов 1–2 кэВ, плотности теплых и быстрых ионов порядка $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (разд. 3.2). Система нейтральной инжекции включает в себя восемь инжекторов нейтральных пучков, разбитых на две группы, расположенные по обеим сторонам установки (рис. 1). Группа из четырех инжекторов подключается к общей вакуумной камере прямоугольного сечения (камера нейтральной инжекции), в которой расположены элементы пучкового тракта: газовая мишень нейтрализации, отклоняющий магнит, калориметр и титановые сорбционные насосы. Размеры камеры нейтральной инжекции определяются, в значительной степени, требованиями к скорости откачки водорода, который сопутствует пучкам быстрых нейтралов. Средний угол инжекции пучков составляет 50.9° по отношению к оси установки.

В процессе разряда устанавливается стационарный поток частиц вдоль силовых линий маг-

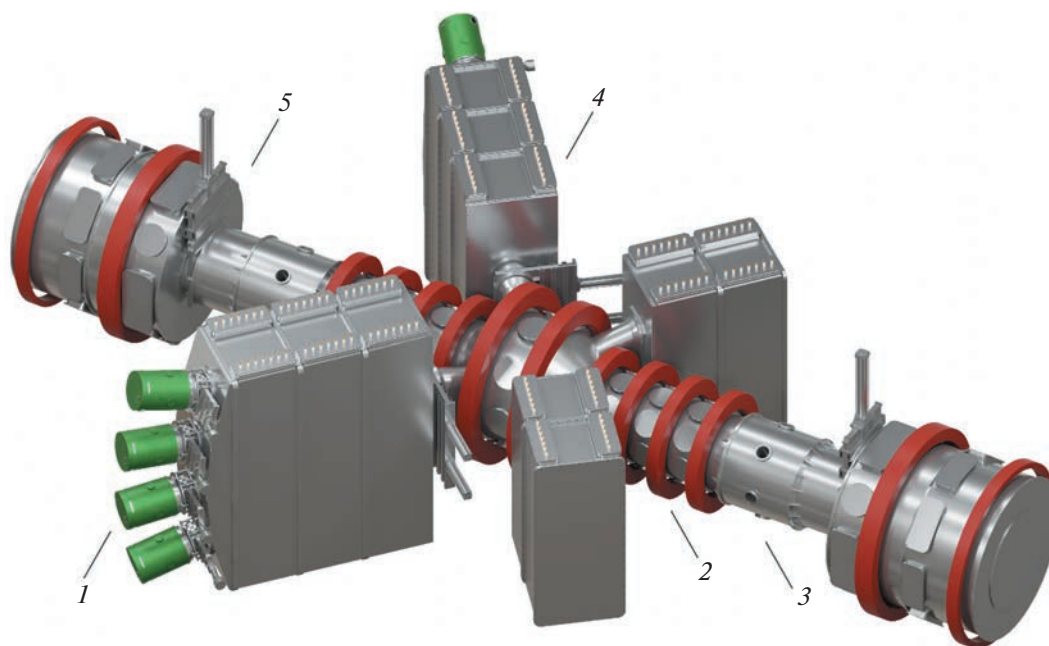


Рис. 1. Общий вид стартовой конфигурации установки ГДМЛ. 1 – инжектор атомарного пучка, 2 – соленоид и вакуумная камера центральной секции, 3 – криостат модуля магнитной пробки, 4 – камера нейтральной инжекции, 5 – камера и катушки расширительной секции.

нитного поля, который переносит большую часть мощности, затраченной на нагрев плазмы. Магнитное поле создается системой медных и сверхпроводящих катушек (разд. 2.1), имеющих круглую форму. Центры катушек расположены на оси, совпадающей с осью вакуумной камеры. Пробочные катушки, создающие магнитное поле величиной до 20 Тл, служат для многократного снижения стационарного продольного потока частиц, что обеспечивает требуемое время удержания тепловой компоненты плазмы. После выхода из магнитной пробки поток плазмы расширяется в убывающем по величине магнитном поле и поглощается на приемнике плазмы в торцевой вакуумной камере (рис. 2). В радиальном направлении разряд ограничивается электродами-лимитерами (разд. 2.3), расположенными в центральной вакуумной камере. При помощи подачи потенциала на лимитер осуществляется управление профилем вращения плазмы в скрещенных полях, реализующее схему “вихревого удержания” плазмы (разд. 3.4) с подавленными поперечными магнитогидродинамическими (МГД) потерями [36]. Для дополнительного управления распределением потенциала в плазме используется подача потенциала на секции приемника плазмы в торцевой камере, представляющего из себя систему изолированных электродов, полностью перехватывающую поток плазмы [37].

2.1. Магнитная система и вакуумная камера

В стартовой конфигурации магнитный соленоид установки ГДМЛ состоит из медных катушек центральной секции (рис. 2), сверхпроводящих катушек, расположенных в криостате магнитной пробки (модуль магнитной пробки) и медных катушек расширительной секции.

Катушки центральной секции создают протяженную область удержания с однородным (рис. 3 (1)) или плавно изменяющимся (рис. 3 (2)) вдоль оси установкой магнитным полем. В первом случае магнитная система обеспечивает максимальное отклонение поля от среднего значения по области однородности $R < 300$ мм, $z_{\min} < z < z_{\max}$ не более 1.5%, где $z_{\min}$ и $z_{\max}$ – продольные границы однородного участка. Область удержания заканчивается магнитными пробками. Для монотонного увеличения магнитного поля от области удержания к магнитной пробке и согласования магнитного потока в соленоид включены переходные катушки, являющиеся частью криостата магнитной пробки. Максимальная длина области удержания быстрых ионов достигается в режиме с однородным полем и может составлять до 6 м. Важной особенностью конструкции соленоида ГДМЛ является возможность изменения длины области удержания как путем наращивания числа секций соленоида, так и за счет изменения профиля магнитного поля. Ввиду этого, одним из основных требований к магнитной системе центральной секции является возможность перестройки распре-

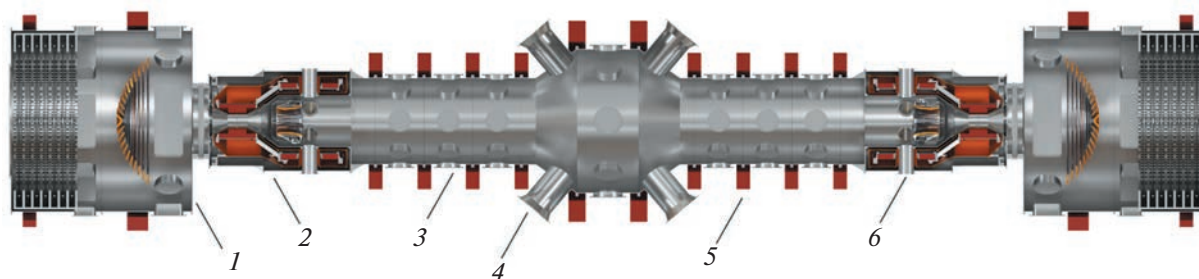


Рис. 2. Вакуумная камера и магнитная система стартовой конфигурации установки ГДМЛ в разрезе. 1 — вакуумная камера расширительной секции, 2 — модуль магнитной пробки, 3 — вакуумная камера центральной секции, 4 — порты ввода атомарных пучков, 5 — центральная секция соленоида, 6 — порты ввода СВЧ-излучения.

ления магнитного поля, которая обеспечивается за счет независимого питания всех катушек соленоида. Возможность перестройки профиля позволяет проводить различные эксперименты с изменяемым в широких пределах пространственным распределением плотности быстрых ионов.

Максимальное значение магнитного поля в центральной секции составляет 1.5 Тл. Система питания соленоида позволяет реализовывать два типа временных зависимостей магнитного поля, показанные на рис. 4. В режиме “плато” (рис. 4, сверху) в катушках предварительно создается распределение токов, обеспечивающее магнитное поле с заданным пространственным профилем, после чего происходит переход в режим стабилизации тока, в котором проводится эксперимент длительностью до 2 с. Второй режим (рис. 4, снизу) включает в себя две стадии “плато” и предназначен для экспериментов по изучению диамагнитного удержания плазмы (разд. 4.1). Предполагается, что переход в диамагнитный режим будет производиться в относительно слабом магнитном поле, после чего может быть произведен подъем магнитного поля. На всех стадиях этого эксперимента требуется сохранение однородности маг-

нитного поля, что достигается за счет реализации запрограммированной временной зависимости токов в катушках, а также использования системы обратных связей.

Помимо обеспечения требуемой однородности магнитного поля, сечения обмоток и внутренний диаметр катушек определяются необходимостью размещения внутри соленоида вакуумной камеры и расположения портов для диагностик и систем нагрева плазмы. В табл. 1 приведены параметры обсуждаемого варианта обмоток центральной секции. Катушки изготавливаются из полого

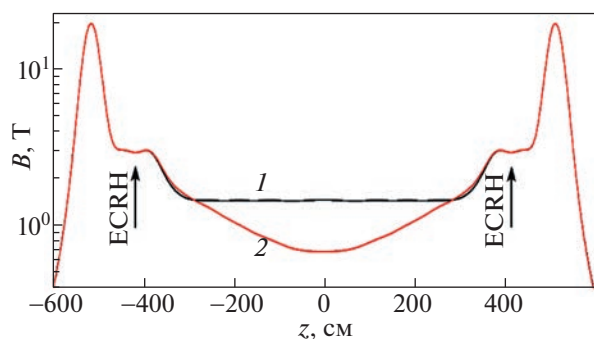


Рис. 3. Распределение магнитного поля вдоль оси установки. 1 — однородное распределение со значением магнитной индукции $B = 1.5$ Тл для экспериментов с высоким относительным давлением плазмы, 2 — распределение с плавно нарастающим полем.

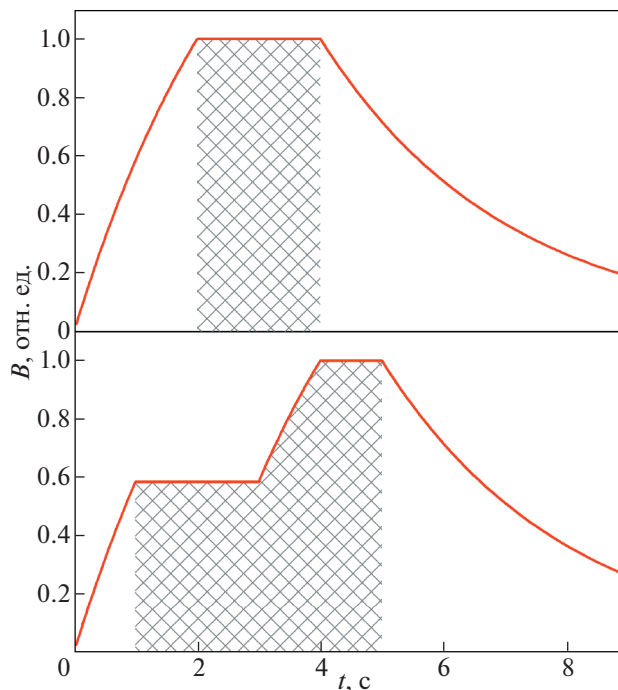


Рис. 4. Временные зависимости магнитного поля в центральной секции соленоида: стандартный режим “плато” (сверху), специальный режим “ступенчатого” подъема поля (снизу). Штриховкой показаны периоды времени, в которые проводится плазменный эксперимент.

Таблица 1. Параметры обмоток центральной секции и источников питания на основе суперконденсаторов

Катушка	$Z_{\text{центр}}, \text{ мм}$	$\Delta Z \times \Delta R, \text{ мм}$	$R_{\text{внутр}}, \text{ мм}$	N	$I_{\text{max}}, \text{ кА}$	$R, \text{ мОм}$	$C, \text{ Ф}$	$U, \text{ В}$
C1	430	250×300	1100	120	12.5	32.6	100	1000
C2	1200	200×250	700	80	10.5	14.2	80	750
C3	1875	200×250	700	80	10.5	14.2	80	750
C4	2550	200×250	700	80	13.75	14.2	110	750
C5	3225	200×250	700	80	13.75	14.2	110	750

медного проводника квадратного сечения, а их конструкция является аналогичной недавно примененной в обмотках тороидального поля токамака Т-15МД [38]. Общие параметры центральной секции магнитной системы приведены в табл. 2.

Система питания катушек соленоида построена на базе суперконденсаторных накопителей энергии. Каждая катушка подключена к индивидуальному накопителю с IGBT-ключом, работающим в режиме ШИМ-модуляции и реализующим запрограммированную временную зависимость токового импульса.

Катушки расширительной секции (рис. 2) работают в постоянном режиме и предназначены для корректировки магнитного поля в зоне расширения плазменного потока после выхода из магнитной пробки. При помощи катушек можно изменять кривизну силовых линий для улучшения МГД-устойчивости плазмы, а также варьировать размер потока плазмы, попадающего на торцевую систему электродов. Дополнительной функцией катушек является экранировка поля магнитной пробки, необходимая для работы дуговых испарителей титана (см. далее).

Как будет показано в разд. 3.1, эффективность удержания плазмы в линейных системах существенно зависит от величины магнитного поля в пробке, поэтому пробочная катушка должна создавать максимальное технически достижимое магнитное поле. Недавний прогресс в области высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [39–42] позволяют рассчитывать на получение в рамках данного проекта магнитного поля до 20 Тл в катушках на основе ВТСП-ленты. Разработка подобных соленоидов для приложений УТС и полу-

чение опыта их эксплуатации является важной частью программы исследований на установке ГДМЛ. Принимая во внимание риски, связанные с созданием пробочных катушек с полем на оси в 20 Тл и относительно большой внутренней апертурой соленоида, предусматривается резервный вариант: проработка и изготовление пробочной катушки на основе низкотемпературного сверхпроводника (НТСП) с магнитным полем на оси 12 Тл. Как в ВТСП-, так и в НТСП-варианте соленоид магнитной пробки (рис. 5, “МС”) будет обладать значительной индуктивностью, что накладывает ограничения на скорость изменения магнитного потока вблизи обмотки. Ввиду этого, ближайшие к магнитной пробке катушки должны работать в непрерывном режиме и, в случае переходных катушек, они также должны быть сверхпроводящими. Переходные катушки (рис. 5, “С6”, “С7”) обеспечивают монотонное увеличение магнитного поля от центральной секции к магнитной пробке, частично экранируют ее от наводок, возникающих при импульсе центральной секции, а также создают область постоянного поля величиной 3 Тл для ЭЦР-нагрева плазмы. Требования к магнитному полю в области переходных катушек позволяют рассматривать для их изготовления кабель на основе сплава ниобий-титан NbTi, допускающий подстройку тока на величину до 20% во время нарастания магнитного поля в центральной секции.

Исходным проводником для намотки соленоида магнитной пробки является лента с высокотемпературным сверхпроводником 2-го поколения (REBCO) шириной 12 мм, разработанная и выпускаемая ЗАО “СуперОкс” [41]. Подобно другим соленоидам с высоким полем на основе ВТСП [40, 42], соленоид магнитной пробки изготавливается по технологии галетной намотки, обеспечивающей ее максимальную прочность. Для дополнительного увеличения механической прочности используется усиленный проводник, получаемый напайкой лент из сплава Hastelloy C276 на обе стороны исходной ВТСП-ленты. В настоящее время, наиболее перспективной представляется намотка галет с межвитковой полимерной изоляцией, а также частичной изоляцией торцевой поверхности, находящейся в контакте с медными тепловыми мостами, расположенными

Таблица 2. Параметры центральной секции магнитной системы и накопительных источников питания

Энергия магнитного поля, МДж	27.5
Энергия в накопителях, МДж	314
Масса меди, т	24
Температура проводника, °С	<60
Период повторения, мин	10
Активная мощность, МВт	27

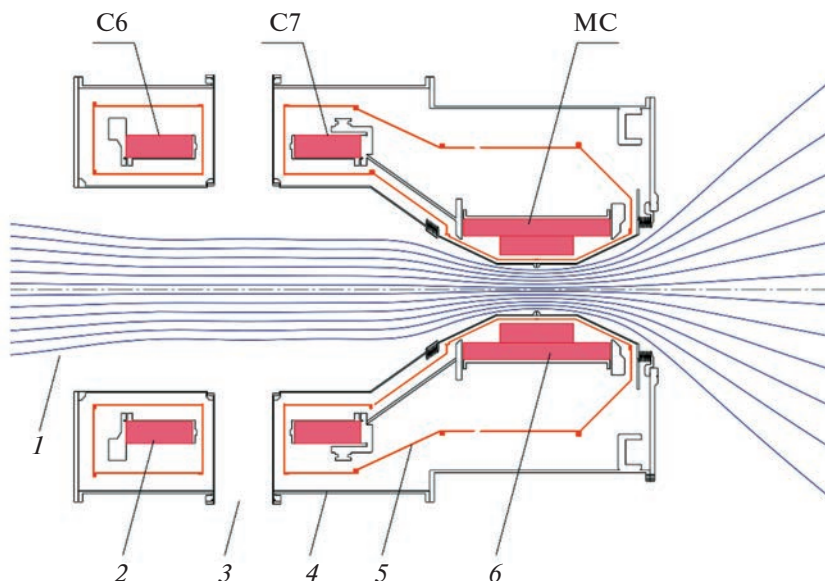


Рис. 5. Криостат и катушки модуля магнитной пробки. 1 — силовая линия магнитного поля, 2 — переходная катушка, 3 — порт ввода СВЧ-пучка, 4 — вакуумная камера криостата, 5 — тепловой экран криостата, 6 — соленоид магнитной пробки на основе ВТСП.

внутри двойных галет. Обмотка пробочного узла имеет Т-образное сечение, которое может быть получено как сборкой двойных галет с переменным внутренним диаметром, так и разделением обмотки на два независимых соленоида. Все двойные галеты соединены друг с другом последовательно при помощи спаев на внешних витках.

Разработка ВТСП-соленоида магнитной пробки требует проведения отдельных НИОКР для снижения рисков, связанных с высокими требованиями к соленоиду и особенностей работы в условиях ГДМЛ. В частности, ключевыми вопросами являются способ охлаждения соленоида, его устойчивость к срывам сверхпроводимости и требования к соответствующим системам защиты, а также значительные ЭДС на обмотке за счет токосцепления с импульсными катушками соленоида ГДМЛ. Ввиду этого, в рамках эскизного проекта также ведется проработка варианта соленоида магнитной пробки, изготовленного из НТСП на основе сплава ниобия и олова (Nb_3Sn). Предлагаемая конструкция такого соленоида основана на многожильном кабеле из НТСП-жил [43]. Магнитное поле в центре соленоида составляет 12 Тл, а магнитный поток равен потоку ВТСП-соленоида. Рассматривается обмотка Т-образной формы с градиацией тока, представляющей из себя внутренний и внешний соленоид, послойно намотанные на единую бобину двумя разными типами кабеля и соединенные последовательно. Параметры НТСП-соленоида приведены в табл. 3.

Вакуумная камера центральной секции имеет основной диаметр 1200 мм, который увеличивается до 2000 мм в зоне инжекции нейтральных пучков. Камера набирается из секций цилиндрической и конической формы, уплотнение между которыми выполняется из эластомеров. Внутренняя стенка криостата, который присоединяется к камере центральной секции, выполняет роль первой стенки для плазменного разряда, а также предоставляет пространство для размещения электродов-лимитеров, систем подпитки плазмы и различного диагностического оборудования. В промежутке между сверхпроводящими переходными катушками располагаются порты, предназначенные для ввода СВЧ-пучков в плазму перпендикулярно оси. Вакуумная камера расширительной секции имеет диаметр 2500 мм и присоединяется к криостату магнитной пробки через вакуумный затвор диаметром 900 мм. Помимо различных диагностик, в вакуумной камере располагается секционированный приемник плазмы (разд. 2.3), а также титановый сорбционный насос. Основная откачка центральной камеры происходит через патрубки нейтральной инжекции (разд. 2.2), в которых также устанавливаются сорбционные насосы.

Вакуумная система установки состоит из стандартных высоковакуумных насосов, обеспечивающих откачку до рабочего вакуума перед началом эксперимента, и системы высокопроизводительной откачки, позволяющей поддерживать допустимую концентрацию нейтрального водорода в ловушке во время эксперимента. Высокопроизводительные системы вакуумной откачки водорода

Таблица 3. Параметры соленоида магнитной пробки ГДМЛ. $*I_c$ – критический ток, вычисляющийся вдоль нагрузочной прямой соленоида при температуре 4.2 К с учетом анизотропных свойств сверхпроводника

	ВТСП; Т-образная	ВТСП; 2-секции	НТСП
Длина обмотки, мм	504	504	493
Внутренний диаметр обмотки, мм	240	240	283
Число витков (внут./внеш. секция)	12/132	5000/7200	2427
Рабочий ток (I), А	716	515/887.4	2385
Запас по току (I/I_c)*	0.8	0.55/0.62	0.8
Рабочая температура, К	<4.5	<15	<4.5
Индуктивность, Гн	26.1	4.26/12	1.24
Запасенная энергия, МДж	6.7	7.3	3.5
Магнитное поле в центре, Тл	20	20	12
Макс. магнитное поле на проводнике, Тл	21.6	21.5	12.8

Таблица 4. Скорость натекания атомарного водорода при импульсе

	Поток, с^{-1}	Поток, экв.А
Камера инжекции	8.3×10^{21}	1330
Камера приемника	7.7×10^{20}	123
Камера расширителя	1.7×10^{22}	2680
Центральная камера	1.1×10^{21}	180

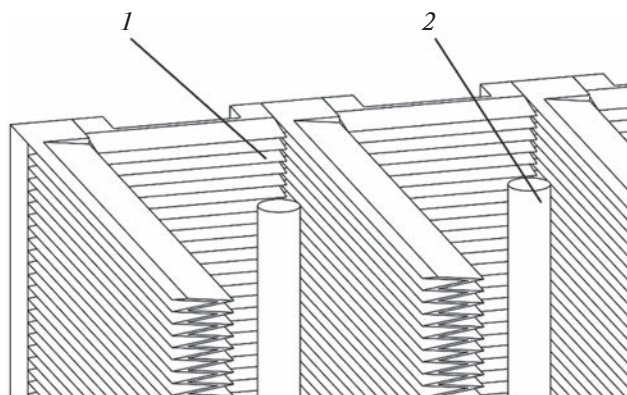
установки ГДМЛ построены на базе сорбционных насосов с распыляемым титановым геттером. На рис. 6 показан такой насос, установленный в камере нейтральной инжекции (разд. 2.2); насосы аналогичной конструкции располагаются в камере приемника пучков и камере расширительной секции. В отличие от прототипа данного насоса на установке ASDEX-U [44], основанного на термическом испарении титана, в ГДМЛ планируется применять дуговые испарители для обновления титановой пленки, которые нашли широкое

применение на экспериментальных установках в ИЯФ СО РАН [45, 46] и других плазменных установках [47]. Для периодического нанесения нового слоя титана на откачивающие панели 1, происходит зажигание дугового разряда между титановым стержнем 2 и окружающими поверхностями, которое приводит к равномерному распылению тела стержня за счет ретроградного движения катодных пятен. Алюминиевые откачивающие панели рис. 6 – 1 имеют гофрированную S-образную поверхность с дополнительно увеличенной шероховатостью за счет пескоструйной обработки.

В табл. 4 приведены значения потоков водорода в различные части вакуумной камеры при импульсе работы установки в условиях захвата 75% мощности нейтральных пучков в плазме и ионизации 100% газа из системы газонапуска.

2.2. Системы нагрева плазмы

Основным средством нагрева плазмы и формирования популяции быстрых ионов в установке ГДМЛ является система нейтральной инжекции. ИЯФ СО РАН обладает большим опытом в разработке и эксплуатации инжекторов быстрых нейтралов для нагрева плазмы [29, 33, 47]. Важной особенностью эксперимента ГДМЛ, а также термоядерных приложений ловушек открытого типа [18], является отсутствие необходимости в высокой энергии ускоренных атомов, что открывает возможность использования инжекторов на основе источников положительных ионов. В рамках проекта планируется разработка инжектора атомарного водорода с энергией частиц 30 кэВ, мощностью ионного пучка 4.8 МВт и длительностью импульса не менее 0.3 с. Конструкция инжектора является развитием ранее разработанной конструкции инжектора с баллистической фокусировкой атомарного пучка [48], в которой планируется реализовать несколько изменений: переход к щелевой ионно-оптической системе


Рис. 6. Титановый сорбционный насос. 1 – алюминиевая откачивающая панель, 2 – титановый стержень.

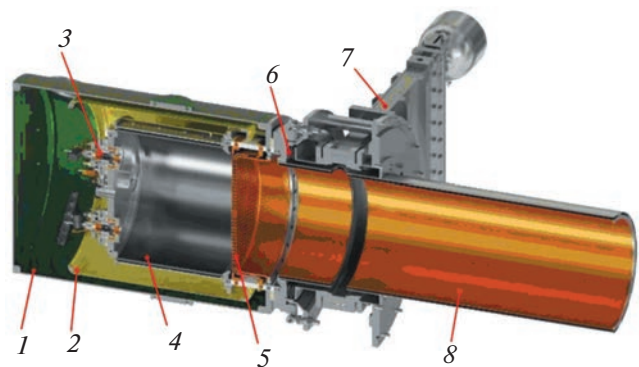


Рис. 7. Инжектор ГДМЛ в разрезе. 1 – внешний корпус/магнитный экран, 2 – высоковольтный экран, 3 – дуговой генератор плазмы, 4 – разрядная камера, 5 – ионно-оптическая система, 6 – сильфон, 7 – вакуумный затвор, 8 – нейтрализатор.

(ИОС) с увеличенной толщиной сеток и увеличенным ускоряющим напряжением; использование длинно-импульсных дуговых генераторов с активным охлаждением; использование камеры нейтрализации увеличенной длины с активной экранировкой магнитного поля и охлаждаемым до 77 К медным лайнером. На рис. 7 показан инжектор ГДМЛ в разрезе. Параметры инжектора приведены в табл. 5.

Система инъекции пучков нейтралов установки ГДМЛ (рис. 8) состоит из двух одинаковых модулей, каждый из которых включает в себя камеру пучкового тракта и вакуумную камеру приемника пучков, расположенные друг напротив друга. Каждый модуль содержит по четыре нейтральных инжектора, расположенных в одной плоскости и разнесенных на угол 10° друг относительно друга.

Для обеспечения максимально компактного в радиальном направлении профиля энерговклада в плазму, щели ИОС направлены вдоль плоскости инъекции. Помимо отклоняющих магнитов и приемников ионов, в основной камере располагаются поворотные калориметры (рис. 8 – б), предназначенные для измерения мощности нейтральных пучков при настройке инжекторов и ее контроля в процессе экспериментов. Камера инъекции подключается к основной вакуумной камере установки при помощи специального вакуумного затвора вытянутого сечения (рис. 8 – 9) и трапециевидного патрубка (рис. 8 – 7), присоединенного к конической части вакуумной камеры установки. Расчеты траекторий атомарных пучков показывают, что потери мощности во входных патрубках являются пренебрежимо малыми, однако, они достигают ≈2% в выходных патрубках за счет повышенной угловой расходимости вдоль одной из координат.

Оси нейтральных пучков одного модуля инъекции расположены в вертикальной плоскости, составляющей угол с осью установки 50.9° и пересекающей ее в точке $z = 0$. Конструкция предусматривает изменение прицельного параметра инъекции атомарных пучков (смещение точки прицеливания пучков от оси установки в радиальном направлении), который может лежать в диапазоне от 0 до 150 мм, соответствующее повороту инжектора в вертикальной плоскости в диапазоне углов 1.5°. В большинстве режимов работы ГДМЛ предполагается частичное поглощение мощности атомарных пучков плазмой, которое характеризуется коэффициентом “захвата”, принимающим значения до 95% в рабочем режиме. Коэффициент захвата может меняться во времени в течение рабочего импульса установки. Приемник

Таблица 5. Параметры нейтрального инжектора ГДМЛ. Помимо протонов в ионно-оптической системе ускоряются молекулярные ионы H_2^+ , H_3^+ и H_2O^+ , которые приводят к появлению после нейтрализации атомов водорода с энергиями $E/2$, $E/3$ и $E/18$, где E – энергия основной компоненты пучка нейтралов

Диаметр электродов ИОС, мм	340
Число электродов ИОС	3
Тип ИОС	Щелевая
Радиус кривизны сетки, мм	6000
Рабочий газ	Водород
Ускоряющее напряжение, кВ	30
Ток ионов, А	160
Мощность ионного пучка, МВт	4.8
Тип источника плазмы	Дуговой
Длительность импульса, с	0.3
Энергетический состав пучка по току ($E:E/2:E/3:E/18$)*, %	85 : 10 : 4 : 1
Угловая расходимость вдоль щелей, мрад	12
Угловая расходимость поперек щелей, мрад	20

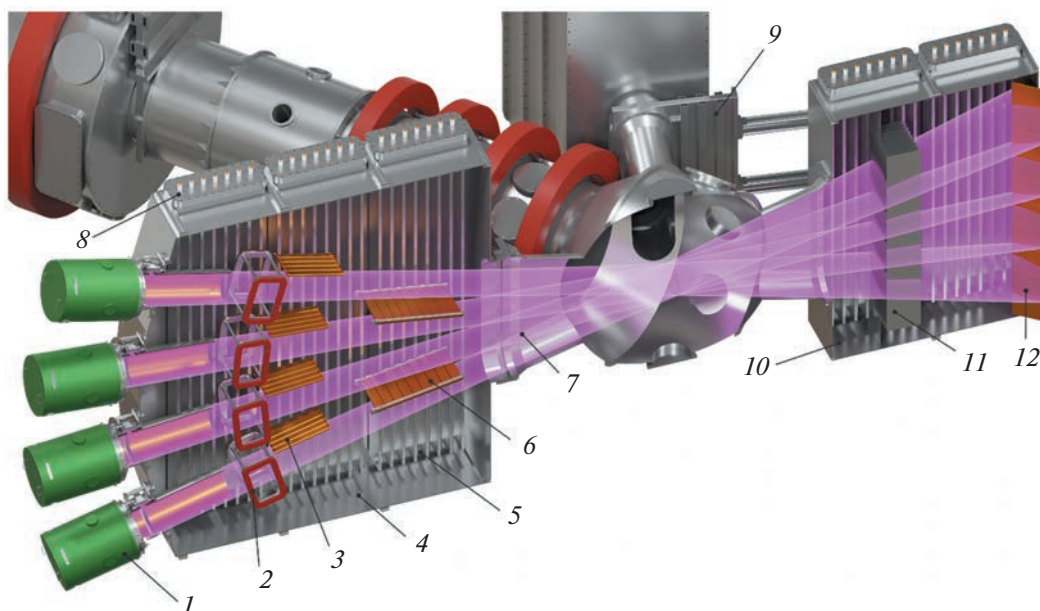


Рис. 8. Система нейтральной инжекции ГДМЛ в разрезе. 1 – ионный источник, 2 – отклоняющий магнит, 3 – приемник отклоненных ионов, 4 – вакуумная камера модуля нейтральной инжекции, 5 – титановый сорбционный насос, 6 – поворотный калориметр, 7 – патрубок нейтральной инжекции, 8 – сборка дуговых испарителей титана, 9 – вакуумный затвор модуля нейтральной инжекции, 10 – вакуумная камера приемника атомарных пучков, 11 – блок газовой задержки, 12 – приемник атомарных пучков.

атомарных пучков, расположенный в соответствующей камере, предназначен для рассеивания “прошедшей” мощности атомарных пучков и минимизации потока водорода, поступающего в основную камеру из приемника.

Одним из ключевых элементов вакуумной камеры системы инжекции является титановый сорбционный насос, который занимает боковые поверхности камеры. Остаточное давление газа в камере инжекции во время импульса определяется натеканием водорода из нейтрализатора и из приемника отклоненных ионов. Для обеспечения приемлемых потерь мощности атомарного пучка ($<3\%$) при распространении от нейтрализатора до выходного патрубка скорость откачки в камере инжекции должна составлять более $5000 \text{ м}^3/\text{с}$. Насосы идентичной конструкции располагаются также в камере приемника пучков. В данной камере реализован принцип дифференциальной откачки за счет использования перегородки и жалюзийной “газовой задержки”, минимально взаимодействующей с быстрыми атомами пучка, но эффективно задерживающей газ от приемника пучков.

Пучок частиц на выходе нейтрализатора содержит заряженные компоненты, сопутствующие атомарному пучку (табл. 6). Ионы отклоняются магнитом (рис. 8 – 2), через обмотки которого пропускается ток, который корректируется с учетом рассеянного магнитного поля от соленоид-

да установки. В модулях инжекции ГДМЛ предлагается применить конструкцию магнита без ферромагнитного ядра. Такое решение снижает концентрацию газа на выходе из нейтрализатора, но требует увеличения тока в обмотках магнита по сравнению с традиционно используемой конструкцией.

Кроме инжекции пучков быстрых атомов, на установке ГДМЛ предполагается использование других методов дополнительного нагрева плазмы. В первую очередь планируется реализовать резонансный циклотронный СВЧ-нагрев электронов. Эксперименты на установке ГДЛ показали, что нагрев плазмы на частоте электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) даже со сравнительно небольшой мощностью (20% от мощности нейтральной инжекции) приводит к существенному повышению температуры электронов плазмы и

Таблица 6. Мощности атомарных и ионных пучков частиц (кВт) на выходе нейтрализатора

Полная мощность	4800
Нейтралы 30 кэВ	2940
Нейтралы 15 кэВ	400
Нейтралы 10 кэВ	200
Ионы 30 кэВ	1160
Ионы 15 кэВ	70
Ионы 10 кэВ	30

расширению экспериментальных возможностей установки [23, 24]. В связи с этим установка ГДМЛ в базовой конфигурации будет оборудована системой электронно-циклотронного СВЧ-нагрева плазмы мощностью от 2 до 6 МВт и длительностью импульса до 2 с.

На установке ГДЛ использовалась схема ЭЦР-нагрева с наклонной инжекцией необыкновенной моды СВЧ-волны и ее поглощением на первой гармонике циклотронного резонанса (X1). Наклонная инжекция излучения в сильном магнитном поле через криостат заметно усложняет конструкцию установки. К тому же, из-за сильной рефракции излучения в плазме эффективное поглощение получается в узком диапазоне параметров, что сильно ограничивает возможность применения этого метода дополнительного нагрева. В связи с этим на ГДМЛ предлагается использовать хорошо отработанный на токамаках метод ЭЦР-нагрева, основанный на поглощении необыкновенной волны на второй гармонике циклотронного резонанса (X2). Если плотность плазмы заметно меньше плотности, соответствующей отсечки, то этот метод менее чувствителен к распределению плотности плазмы из-за слабой рефракции. Однако эффективность поглощения излучения сильно зависит от однородности магнитного поля в области циклотронного резонанса. Для повышения однородности магнитного поля в ГДМЛ используются две одинаковые сверхпроводящие переходные катушки (рис. 5), между которыми располагаются порты для инжекции СВЧ-излучения перпендикулярно оси установки. Также в ГДМЛ возможно использование метода ЭЦР-нагрева, основанного на поглощении обыкновенной волны на первой гармонике циклотронного резонанса (O1). Этот метод похож на X2 по требуемым параметрам плазмы и магнитного поля, но обладает немного меньшей эффективностью поглощения и требует использование СВЧ-излучения с частотой меньшей в два раза. Это снижает максимальную плотность плазмы для ЭЦР-нагрева из-за отсечки излучения ($B_{\text{ЭЦР}} = 3$ Т) при плотности плазмы $17.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для X2 до $0.9 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для O1. Также применение ЭЦР-нагрева на второй гармонике позволяет использовать отработанные для ITER гиротроны с частотой 170 ГГц. По этим причинам для ЭЦР-нагрева на ГДМЛ был выбран нагрев на второй гармонике необыкновенной волны.

Система ЭЦР-нагрева основана на схеме ввода СВЧ-пучка в плазму перпендикулярно оси установки между переходными катушками (рис. 5). Излучение с частотой 170 ГГц вводится с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне в плазме, и поглощается в условиях резонанса на второй гармонике электронной циклотронной частоты в магнитном поле ~ 3 Тл. Подстройка

магнитного поля между переходными катушками позволяет управлять радиальным профилем выделения энергии в плазме за счет изменения положения резонансных поверхностей, как показано на рис. 9 а. Граница плазмы на этом рисунке соответствует радиусу апертуры лимитера $R = 16$ см, который определяет диаметр плазмы в области переходных катушек. На рис. 9 а значение магнитного поля B_0 в точке пересечения СВЧ-пучком оси установки соответствует второй гармонике циклотронного резонанса для электронов на частоте 170 ГГц. Серия поверхностей постоянного поля, построенная в диапазоне $0.99B_0 - 1.01B_0$, показывает сильную зависимость формы “холодной” резонансной поверхности от тока в катушках, поэтому для надежной реализации схемы нагрева требуется поддержание поля в зоне ЭЦР с точностью $\pm 0.05\%$ во время импульса установки.

Благодаря высокой частоте излучения, рефракция оказывает слабое влияние на траектории лучей в диапазоне рабочих плотностей плазмы вплоть до 10^{14} см^{-3} . Параметры поглощения излучения в данной конфигурации в основном зависят от магнитного поля. При значении поля в точке пересечения $B = B_0$, резонансные поверхности имеют форму, показанную на рис. 9б и приводят к нагреву центральных областей плазмы, характеризующемуся неполным поглощением излучения, составляющим около 50% для приведенного расчета. При увеличении магнитного поля ($B = 1.001B_0$, рис. 9в), в свою очередь, происходит нагрев периферийной кольцевой области плазмы, а также ожидается полное поглощение излучения. Траектории СВЧ-пучка в плазме, показанные на рис. 9б, в, получены при помощи геометрикооптического расчета распространения и поглощения микроволнового излучения для плоского радиального профиля плотности плазмы со значением $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и границей, соответствующей радиусу лимитера $R = 16$ см. Электронная температура плазмы на оси составляет 300 эВ и линейно спадает до нуля на границе плазмы. При дальнейшем увеличении магнитного поля происходит перемещение области поглощения по радиусу вслед за резонансной поверхностью, причем поглощение ($>50\%$) сохраняется до тех пор, пока локальное значение электронной температуры превышает ~ 30 эВ при плотности плазмы $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

2.3. Система электродов

Для контролируемой диссипации продольных и поперечных потоков энергии в ГДМЛ применяется два типа электродов, находящихся в прямом контакте с плазмой. Первый тип — радиальные лимитеры, располагающиеся вблизи магнитных

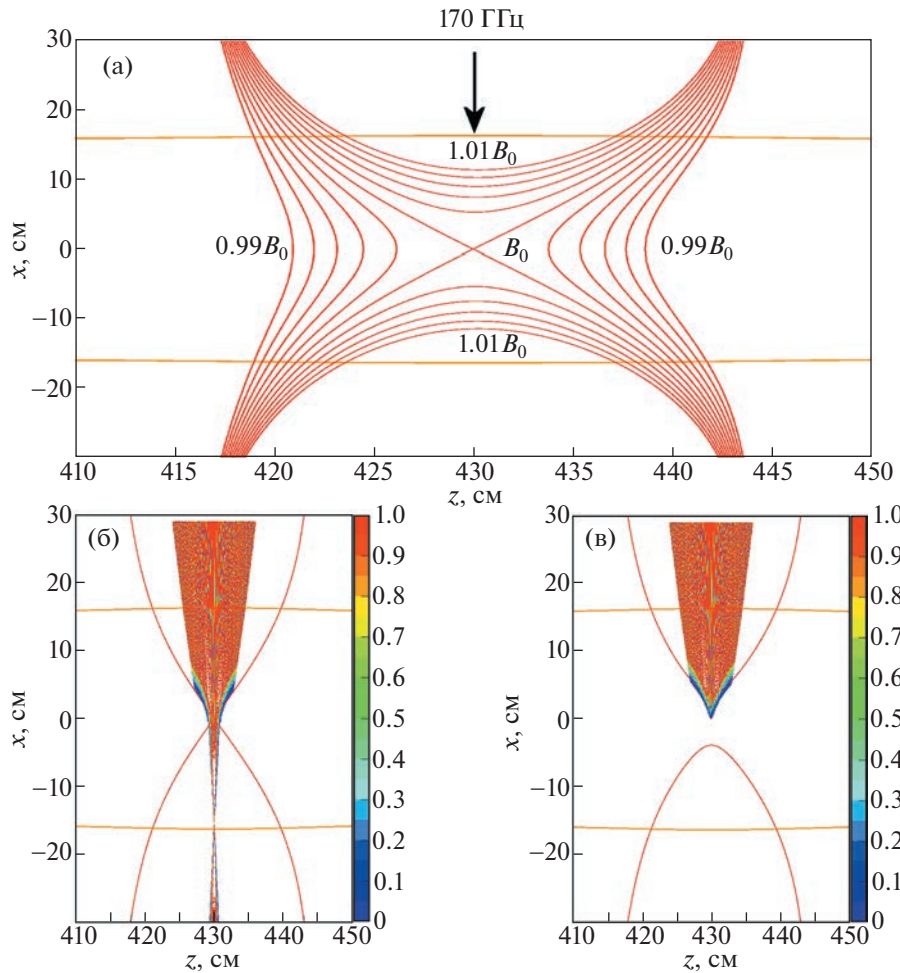


Рис. 9. Схема электронно-циклотронного нагрева плазмы. а) Положение резонансных поверхностей при разных значениях магнитного поля в области переходных катушек. Оранжевыми линиями показаны границы плазмы. б) Траектории лучей в режиме “центрального ЭЦР-нагрева”. в) Траектории лучей в режиме “периферийного ЭЦР-нагрева”. Цвет лучей соответствует отношению текущей мощности луча к начальной.

пробок (рис. 10). Лимитеры находятся вне зоны удержания быстрых ионов и расположены в области с фиксированным магнитным полем 3 Тл (между точкой ввода пучка СВЧ и пробкой). Регулировка диаметра плазмы в центральной секции происходит за счет охлаждения и поглощения плазмы на крайней магнитной поверхности, которая проецируется на лимитер. При этом подстройка радиуса плазмы производится за счет изменения проходной апертуры, набираемой из подвижных секторов лимитера. Альтернативным подходом, обеспечивающим возможность дискретной подстройки диаметра ограничивающей магнитной поверхности, является изготовление набора кольцевых электродов с различными апертурами и их замена в соответствии с требованиями экспериментальной программы. Для управления профилем вращения плазмы на лимитер требуется подавать потенциал, составляющий $\sim T_e/e$ [36], что соответствует величине масштаба 1 кВ в соответствии с

расчетными параметрами плазмы в ГДМЛ (разд. 3.2).

Тепловые режимы работы лимитера варьируются в зависимости от режима удержания плазмы в ГДМЛ и поперечных коэффициентов переноса. В режимах, характеризующихся подавленной МГД-активностью плазмы, происходит равномерный по азимуту нагрев поверхности лимитера. В случае развития крупномасштабной МГД-неустойчивости может происходить полная потеря плазмы с выделением запасенной энергии, составляющей около 200 кДж, в локализованной по азимуту области за время порядка 10 мкс. Поверхность лимитера, взаимодействующая с плазмой, выполняется из молибдена, который наносится на теплопроводящее основание из медного сплава с внутренними каналами охлаждения.

Приемник плазмы (рис. 10) предназначен для поглощения мощности потока плазмы, покидающего центральную секцию через магнитную

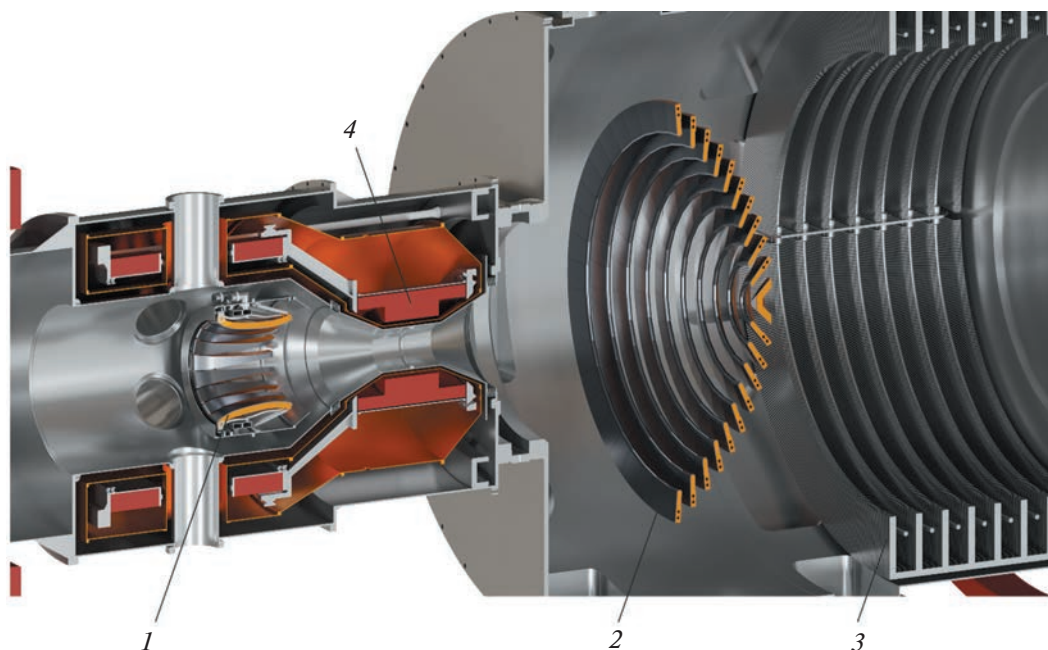


Рис. 10. Модуль магнитной пробки, расширительная секция и система электродов ГДМЛ в разрезе. 1 – лимитер, 2 – приемник плазмы, 3 – сорбционный насос, 4 – соленоид магнитной пробки.

пробку. Во время разряда происходит бомбардировка поверхности приемника потоком ионов с энергией основной компоненты до 5 кэВ, а также небольшой долей ионов с энергией до 30 кэВ (возникающей в случае развития неустойчивостей анизотропной компоненты в центральной секции). Для более эффективного подавления потока электронов [49], эмитируемых поверхностью приемника, а также снижения поверхностной плотности мощности, предлагается рассмотреть конструкцию (рис. 11), в которой угол между силовой линией и поверхностью составляет около 45° для всех силовых линий в расширяющемся потоке плазмы. Особенностью данной схемы также является наличие щелей между электродами, обеспечивающих откачку газа, образующегося в результате нейтрализации потока ионов. Кольца приемника плазмы являются изолированными друг от друга электродами, на которые может подаваться потенциал до 2 кВ относительно заземленной вакуумной камеры, который может понадобиться для дополнительной стабилизации разряда в условиях ЭЦР-нагрева [37].

Размер «отпечатка» плазмы на поверхности приемника определяется магнитным потоком внутри граничной магнитной поверхности с плазмой, который регулируется при помощи изменения диаметра апертуры лимитера. При этом максимальное значение магнитного потока ограничивается вакуумной камерой соленоида магнитной пробки. Наиболее напряженными тепловыми режимами работы приемника плазмы являются

режимы с низким магнитным потоком (малой апертурой лимитера), в которых плотность мощности на поверхности приемника может достигать 10 МВт/м^2 в течение импульса длительностью до 2 с. Как и в случае лимитера, электроды приемника плазмы покрываются молибденом и работают в переходном тепловом режиме.

2.4. Заполнение ловушки стартовой плазмой

Планируемые на установке ГДМЛ методы нагрева плазмы (атомарная инжекция и ЭЦР-нагрев) требуют создания достаточно плотной плазменной «мишени», способной обеспечить поглощение значительной доли инжектированной мощности для достижения целевых параметров плазмы при ее последующем нагреве и подпитке нейтральным газом. Стартовая плазма характеризуется значением линейной плотности ионизированной компоненты в диапазоне от 10^{14} см^{-2} до 10^{16} см^{-2} , соответствующей доле захваченной мощности атомарных пучков не менее 10% на начальной стадии разряда, что является достаточным для поддержания и роста запасенной энергии плазмы в течение импульса. При этом, очевидно, что диаметр стартовой плазмы должен существенно превышать диаметр атомарных пучков в месте их пересечения. Учитывая это, а также опираясь на опыт работы на установке ГДЛ [33], можно оценить, что в установке ГДМЛ этот диаметр должен составлять 30–60 см.

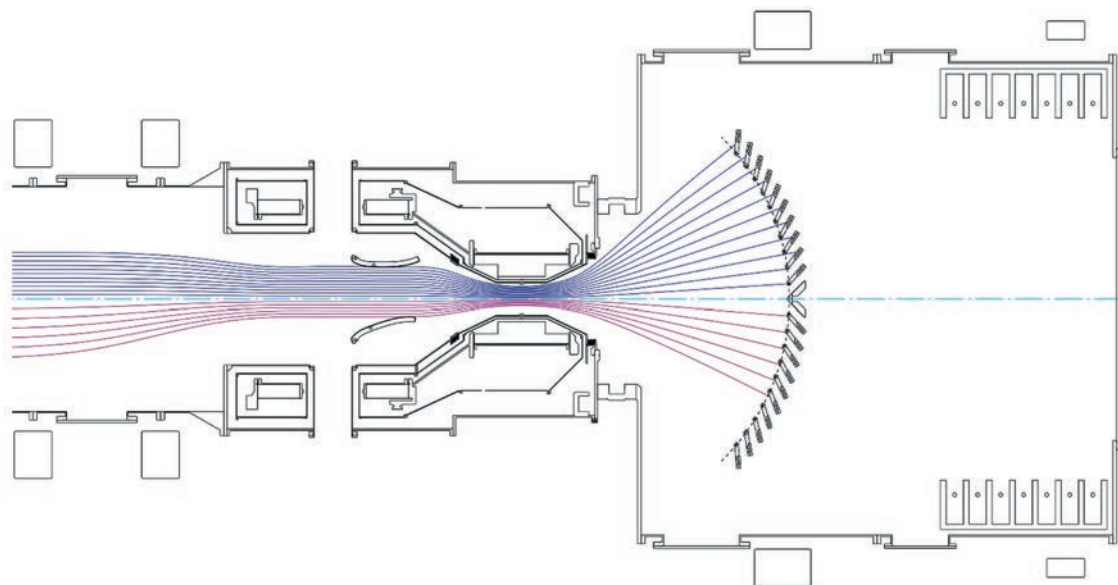


Рис. 11. Электроды установки ГДМЛ в сечении. Показаны силовые линии для однородного профиля магнитного поля в центральной секции со значениями $B = 1.5$ Тл (сверху) и $B = 0.3$ Тл (снизу).

Конструкция установки ГДМЛ предполагает возможность использования нескольких методов создания стартовой плазмы. Наиболее распространенной методикой в ловушках открытого типа является осевая инжекция плазменной струи из газоразрядного источника через одну из магнитных пробок. В экспериментах на установке ГДЛ показана высокая надежность данного метода, позволяющая создавать стартовую плазму с линейной плотностью более 10^{15} см $^{-2}$ при инжекции плазмы через пробку из точки со значением коэффициента расширения магнитного поля $K \sim 150$, близкого к значению $K \sim 200$ для установки ГДМЛ. Вторым возможным методом создания стартовой плазмы является инжекция узкого (~ 1 см) пучка электронов с энергией 20–50 кэВ. В недавних экспериментах на установке ГДЛ [50] было показано, что инжекция пучка мощностью от 200 кВт и энергией от 20 кэВ позволяет произвести ионизацию газа в ловушке и создать стартовую плазму со значением линейной плотности более 10^{14} см $^{-2}$, позволяющую реализовать режимы разряда, аналогичные режимам с газоразрядным источником (рис. 12). Механизм ионизации и передачи энергии электронов пучка плазме основан на возбуждении ленгмюровской турбулентности в зоне максимальной плотности тока пучка [51].

Альтернативой описанным выше методам является ионизация газа при помощи электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, используемого в системе ЭЦР-нагрева плазмы. Данный или аналогичный метод был ранее реализован на установках открытого типа [52, 53], а также отно-

сительно недавно на установке ГДЛ [54]. Метод основывается на генерации при ЭЦР-нагреве популяции “перегретых” электронов с энергией более 10 кэВ, осуществляющих ионизацию газа. Получаемая таким способом плазменная мишень также позволяет осуществлять начальный захват атомарных пучков с последующим выходом на стадию квазистационарного разряда плазмы (рис. 12). Базовый вариант реализации данного метода в условиях ГДМЛ предполагает использование отдельного гиротрона для ЭЦР-нагрева плазмы на первой гармонике циклотронного резонанса в области между криостатом и централь-

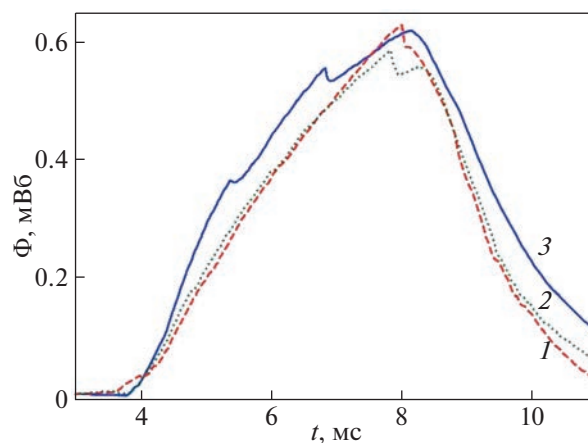


Рис. 12. Сравнение динамики диамагнетизма плазмы при использовании различных методов создания начальной плазменной мишени: 1 – ЭЦР-пробой, 2 – электронный пучок, 3 – газоразрядный источник.

ной секцией соленоида на частоте до 80 ГГц. На установке предполагается также исследовать возможность пробоя с использованием основной системы СВЧ-нагрева на частоте 170 ГГц в условиях электронного циклотронного резонанса на второй гармонике, о потенциальной работоспособности которой свидетельствуют некоторые данные экспериментов на токамаках [55].

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РЕЖИМЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ

3.1. Продольное удержание плазмы

Классической открытой ловушкой является пробкотрон Будкера–Поста [1, 2], в котором плазма удерживается в продольном направлении между пробками. Плазма является достаточно разреженной и практически бесстолкновительной, так чтобы обратная частота столкновений была много больше времени пролета частицы сквозь ловушку. Отдельные частицы удерживаются за счет сохранения адиабатического инварианта — магнитного момента $\mu = mv_{\perp}^2/2B$. При движении частицы в область сильного поля ее энергия переходит из продольной в поперечные степени свободы. От магнитных пробок отражаются частицы с достаточно большим питч-углом θ между вектором скорости и направлением магнитного поля (поскольку питч-угол зависит от локальной величины магнитного поля, то здесь мы рассматриваем эту величину в средней плоскости ловушки, где обычно магнитное поле минимально). Такую популяцию мы дальше будем традиционно называть запертыми частицами, в отличие от пролетных частиц, которые сразу покидают область удержания вдоль магнитного поля. В пространстве скоростей образуется “конус потерь”, граница которого определяется формулой

$$\sin^2 \theta_{LC} = 1/R = B_{\min}/B_{\max}, \quad (1)$$

где θ_{LC} — питч-угол на границе конуса потерь в центральной плоскости ловушки, а R — отношение величин магнитного поля в пробке $B_{\max}$ и центре ловушки $B_{\min}$ (пробочное отношение). Запертые частицы могут совершать в ловушке огромное количество колебаний [56]. В реальной плазме существует ряд процессов, таких как парные столкновения и рассеяние частиц волнами, приводящих к обмену между популяциями запертых и пролетных частиц. Благодаря наличию конуса потерь, функция распределения частиц в пробкотроне Будкера–Поста оказывается анизотропной. Далее мы будем называть кинетическими процессы, в которых анизотропия функции распределения является существенной. Противоположный предельный случай, с близким к изотропному

распределению ионов в пространстве скоростей, будем называть газодинамическим.

Рассеяние частиц за счет парных столкновений приводит к диффузии в пространстве скоростей в конус потерь. При низкой частоте столкновений он остается практически пустым, а время жизни ионов τ_{kin} определяется следующим соотношением:

$$\tau_{\text{kin}} = \tau_{ii} \ln R, \quad (2)$$

где τ_{ii} — время между ион-ионными столкновениями. Коэффициент термоядерного усиления мощности Q в простейшей пробочной ловушке может достигать значения порядка 1 [57]. В действительности, время ухода плотной плазмы из такой ловушки оказывается меньше, чем τ_{kin} , из-за рассеяния ионов на волнах, вызванных неустойчивостями плазмы, наиболее опасной из которых является дрейфово-конусная циклотронная неустойчивость (см. разд. 3.5). Она развивается из-за обеднения функции распределения в конусе потерь при низких значениях поперечной энергии частиц.

Решением проблемы микронеустойчивостей плазмы является переход к удержанию столкновительной плазмы в газодинамическом режиме [58]. Если длина установки удовлетворяет условию $L \geq \lambda_{ii}(\ln R)/R$, где L — расстояние между пробками ловушки, а λ_{ii} — длина свободного пробега ионов, то функция распределения ионов во всем пространстве скоростей близка к максвелловской. При этом время жизни ионов определяется газодинамическим вытеканием плазмы через магнитную пробку

$$\tau_{\text{gdt}} = RL/v_{Ti}, \quad (3)$$

где v_{Ti} — тепловая скорость ионов. Формула (3) дает оценку предельной скорости потерь плазмы и не зависит от частоты столкновений. Время жизни растет линейно с пробочным отношением, поэтому его целесообразно делать достаточно большим, $R \gg 1$. Линейная зависимость времени жизни плазмы от длины установки делает теоретически возможным создание реактора на основе газодинамической ловушки [58], однако его длина оказывается большой ($L > 5$ км), а мощность реактора, соответственно, избыточно высокой.

Для создания термоядерного реактора требуется использование дополнительных способов запирания плазмы в ловушке, которые будут обсуждаться в разд. 4. Однако простая газодинамическая ловушка привлекательна как основа для создания источника термоядерных нейтронов. Для этого была предложена схема ловушки с двухкомпонентной плазмой, которая объединяет достоинства кинетического и газодинамического режимов удержания [15]. Ловушка представляет собой осесимметричный соленоид с сильными

пробками, заполненный достаточно плотной мишенной плазмой, удерживаемой в газодинамическом режиме. При помощи наклонной инжекции атомарных пучков в плазме создается анизотропная популяция быстрых ионов. Быстрые ионы осциллируют между точками остановки, удерживаясь в кинетическом режиме, и обеспечивают протекание термоядерных реакций в плазме. Кроме захвата пучков, “теплая” плазма с температурой около 1 кэВ стабилизирует дрейфово-конусную неустойчивость, а также определяет МГД-устойчивость плазмы, обеспечивая контакт с пробочной областью [36].

Быстрые ионы испытывают торможение за счет кулоновских столкновений с мишенью. При энергии иона выше $\sim 15T_e$ торможение определяется трением об электроны при слабом изменении направления вектора скорости, а при меньшей энергии они начинают эффективно передавать энергию и ионной компоненте мишенной плазмы, испытывая рассеяние по питч-углу [59]. В ловушке формируется анизотропное распределение быстрых ионов. Благодаря этому, плотность ионов пикируется вблизи точек остановки, что позволяет управлять пространственным профилем выделения термоядерных нейтронов. Столкновительное торможение быстрых ионов приводит к нагреву мишенной плазмы. При параметрах плазмы, типичных для генератора термоядерных нейтронов, температура электронов мишенной плазмы должна иметь величину масштаба 1 кэВ для того, чтобы время торможения быстрых ионов было приемлемым. Поэтому далее мы будем называть эту компоненту теплой плазмой для того, чтобы подчеркнуть отличие ее параметров от исходной низкотемпературной стартовой плазмы.

Время жизни быстрых ионов в источнике нейтронов определяется в основном торможением на электронах

$$\tau_d = \frac{3}{4\sqrt{2}\pi n_e e^4 \Lambda} \frac{m_i}{\sqrt{T_e/m_e}}, \quad (4)$$

где τ_d — время торможения, n_e , T_e — плотность и температура электронов плазмы, m_e и m_i — массы электрона и иона, e — заряд электрона, Λ — кулоновский логарифм. Время торможения иона резко растет с ростом электронной температуры, которая определяется балансом между нагревом от быстрых ионов и продольными потерями энергии. Особенностью открытых ловушек является наличие прямого контакта горячей плазмы вдоль силовых линий магнитного поля с поверхностями плазмоприемников. В связи с этим электронная теплопроводность зачастую рассматривается как препятствие к достижению высокой температуры плазмы в открытой ловушке. Электронный поток тепла на самом деле не так велик, так как

из-за большой подвижности электронов условие амбиполярности приводит к тому, что плазма заряжается положительно. При этом образуется электростатический барьер, который удерживает большую часть электронов в ловушке, а поток тепла на приемную пластину, переносимый электронами, оказывается сильно подавлен и по порядку величины совпадает с ионным. По мере движения к стенке, электроны тормозятся электростатическим полем, а ионы, наоборот, ускоряются. Поэтому подавляющую часть теряемой энергии на стенку выносят ускоренные в амбиполярном поле ионы, что, в принципе, может быть использовано для рекуперации энергии.

Потери горячих электронов из плазмы, а с ними и потери энергии из области удержания, могут сильно увеличиваться, если существует встречный поток холодных вторичных электронов с поверхности приемных пластин, свободно проникающий в горячую плазму. Расположение приемных пластин в расширяющемся магнитном поле за пробкой позволяет в некоторых условиях практически полностью подавить рециркуляцию холодных электронов даже в условиях сильной вторичной эмиссии с их поверхности. Как было показано в [60], плазма в расширителе быстро становится бесстолкновительной при удалении от пробки, даже если в центральной секции ловушки она находится в газодинамическом режиме. Поэтому вторичные электроны могут отражаться магнитной пробкой и поглощаться на поверхности стенки. В этом случае они не влияют на амбиполярный баланс плазмы в центральной ловушке и не вызывают увеличения потерь горячих электронов. В объеме расширителя между пробкой ловушки и электростатическим барьером вблизи стенки могут осциллировать запертые электроны [60]. Рассеяние пролетных частиц приводит к заполнению “ям” в эффективном потенциале Юшманова [61]. Если коэффициент расширения, который далее удобно будет называть пробочным отношением расширителя $K \geq (m_i/m_e)^{1/2}$, то отрицательный заряд запертых электронов приводит к переносу большей части скачка потенциала со стенки в объем расширителя. Это дает возможность избежать униполярных дуг на плазмоприемниках при температурах ядерного синтеза в центральной ловушке. Также снижение электрического поля вблизи стенки приводит к эффективному ограничению потока вторичных электронов со стенки в объем горячей плазмы. В последние годы были разработаны более точные теоретические модели, в том числе основанные на строгом решении кинетического уравнения для электронов в расширителе [62–65].

Ярким примером подавления электронной теплопроводности за пробкой открытой ловушки является демонстрация возможности нагрева

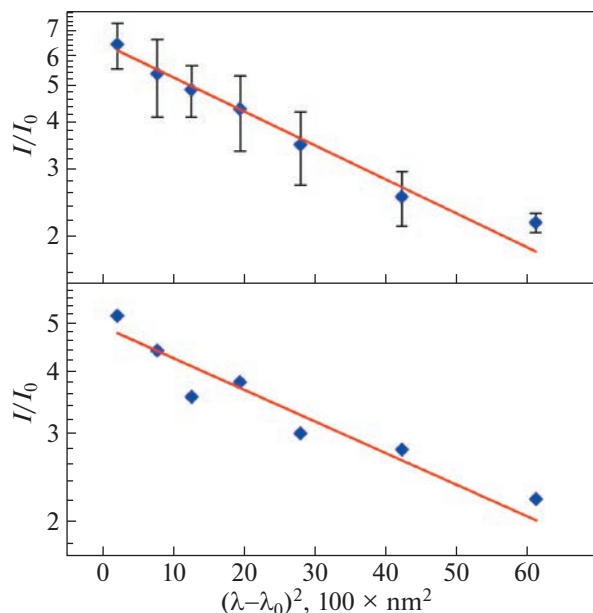


Рис. 13. Спектры томсоновского рассеяния, измеренные на установке ГДЛ, и вычисленные по ним значения электронной температуры. Верхний график — спектр в одиночном выстреле ($T_e = 940 \pm 130$ эВ), нижний график — усредненный по серии выстрелов спектр ($T_e = 661 \pm 51$ эВ).

электронов до приемлемой для термоядерного источника нейтронов температуры. Для этого на установке ГДЛ была проведена серия экспериментов с дополнительным ЭЦР-нагревом мощностью 700 кВт [23, 24]. При этом измеренная в серии импульсов температура электронов составила 661 ± 51 эВ при плотности порядка $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, причем в отдельных импульсах этой серии была измерена температура электронов около 1 кэВ (рис. 13).

3.2. Моделирование параметров плазмы в стартовой конфигурации ГДМЛ кодом ДОЛ

В качестве основного метода нагрева в установке ГДМЛ предполагается наклонная инжекция мощных атомарных пучков в теплую мишенную плазму. Инжекция приводит к формированию популяции быстрых “плещущихся” (совершающих продольные колебания между точками остановки) ионов с существенно немаксвелловской функцией распределения и средней энергией, значительно превышающей температуру электронов и мишенных ионов. Быстрые ионы удерживаются в адиабатическом режиме за счет сохранения магнитного момента.

В настоящем разделе приведены результаты моделирования разряда в ГДМЛ в режиме двухкомпонентной плазмы кодом ДОЛ. Этот код пер-

воначально разрабатывался для оптимизации параметров термоядерного источника нейтронов на основе газодинамической ловушки [66, 67]. Код ДОЛ (длинные открытые ловушки) предназначен для моделирования осесимметричных линейных ловушек, в которых в качестве основного метода нагрева используется мощная нейтральная инжекция [68]. Такими ловушками являются, например, установки ГДЛ и ГОЛ-NB [34] и первая очередь проекта ГДМЛ. Код позволяет моделировать накопление горячих ионов и их функцию распределения, а также эволюции во времени температуры и концентрации электронов и теплых ионов путем численного решения кинетического уравнения для горячих ионов и уравнений, описывающих баланс массы и энергии в мишенной плазме. Результаты моделирования важны как для анализа устойчивости плазмы и выбора устойчивых режимов работы (в данном разделе устойчивость не рассматривается, анализу МГД и кинетических неустойчивостей посвящены разд. 3.4 и 3.5), а также для оптимизации таких параметров ГДМЛ, как величина и профили вакуумного магнитного поля, темп поддува газа.

В коде ДОЛ плазма предполагается осесимметричной и имеющей резкую границу (радиальные профили для всех параметров предполагаются прямоугольными). Радиальные потери считаются незначительными и не учитываются, зависимость радиуса плазмы от продольной координаты находится из условия сохранения магнитного потока внутри плазменного шнура. Кроме того, пренебрегается возможностью возбуждения кинетических неустойчивостей и все продольные переносы считаются классическими. Функция распределения ионов разделяется на две части — быстрые и тепловые (мишенные) ионы. Методы описания этих компонент сильно различаются.

Для нахождения функции распределения быстрых ионов численно решается нестационарное кинетическое уравнение. Для этой компоненты сделаны следующие предположения:

- 1) столкновения считаются достаточно редкими, поэтому кинетическое уравнение можно усреднить по периоду баунс-колебаний (имеются в виду продольные колебания ионов между точками остановки);
- 2) распределения по фазам ларморовского вращения и продольного движения считаются равномерными, что позволяет исключить эту пару переменных из рассмотрения;
- 3) магнитный момент частиц считается сохраняющимся, что предполагает малость ларморовского радиуса по сравнению с градиентными размерами магнитного поля;
- 4) перепад амбиполярного электростатического потенциала считается малым по сравнению с энергиями быстрых ионов, что позволяет суще-

ственно упростить параметризацию фазового пространства.

С учетом этих предположений, функция распределения быстрых ионов, зависящая от шести координат, сводится к функции $F(\epsilon, Y)$, где ϵ — энергия, а переменная $Y = \sin^2\theta$ пропорциональна отношению магнитного момента к энергии и описывает зависимость от питч-угла θ частиц в минимуме поля. Кинетическое уравнение для ионов сорта α записывается в виде

$$\frac{dF_\alpha}{dt} = \sum_\beta C_{\alpha\beta} + S_\alpha - L_\alpha,$$

где $C_{\alpha\beta}$ — оператор кулоновского рассеяния частиц сорта α на частицах сорта β , функции S_α и L_α описывают источники и стоки частиц. В качестве граничного условия используется равенство нулю функции распределения на границе конуса потерь (1). Кулоновские столкновения рассчитываются через потенциалы Розенблюта—Трубникова, при вычислении которых используется функция распределения частиц, усредненная по питч-углу θ (оператор $C_{\alpha\beta}$ сохраняет энергию). Источники быстрых ионов возникают из-за захвата атомарных пучков; в стоках, кроме конуса потерь, учитывается также и перезарядка быстрых ионов на атомарных пучках.

Электроны и тепловые ионы каждого сорта описываются парой параметров — полной энергией W_α и количеством частиц N_α (α — сорт частиц). Предполагается, что удержание этих частиц близко к равновесному, а пространственные распределения подчиняются закону Больцмана:

$$n_\alpha(z) = n_{0,\alpha} \cdot \exp(-e_\alpha \phi(z)/T_\alpha),$$

где $n_{0,\alpha}$ — такая константа, чтобы полное количество частиц в ловушке совпало с N_α , T_α — температура, а ϕ — электростатический потенциал, определяемый из уравнения квазинейтральности. Следует отметить, что данная формула дает неточную оценку при приближении к пробкам и неприменима к за пробочным областям. Однако в основном объеме центральной ячейки использование данной формулы оправдано. Уравнения баланса частиц и энергии

$$\begin{aligned} \frac{dN_\alpha}{dt} &= J_{\text{src},\alpha} + J_{\text{inj},\alpha} - \frac{N_\alpha}{\tau_{\parallel\alpha}}, \\ \frac{dW_\alpha}{dt} &= P_{\text{src},\alpha} + P_{\text{inj},\alpha} - \frac{E_{\parallel\alpha} N_\alpha}{\tau_{\parallel\alpha}} + \sum_\beta P_{\alpha\beta}, \end{aligned}$$

учитывают источники вещества и энергии, связанные с поддувом газа и дополнительным нагревом ($J_{\text{src},\alpha}$ и $P_{\text{src},\alpha}$), перезарядные потери вещества и энергии на пучках ($J_{\text{inj},\alpha}$ и $P_{\text{inj},\alpha}$) продольные потери с характерным временем $\tau_{\parallel\alpha}$ и средней энергией, выносимой из ловушки в расчете на од-

ну частицу, $E_{\parallel\alpha}$, а также мощности обмена энергией $P_{\alpha\beta}$, происходящие из-за кулоновских столкновений как с теплыми, так и с быстрыми компонентами плазмы. Основной проблемой в данном подходе является определение темпа продольных потерь. Аналитические решения известны для двух предельных случаев — “кинетического”, соответствующего “классическому” пробкотрону в пределе редких столкновений [1] (см. выражение (2)), формулы для оценки $\tau_{\parallel\alpha}$ и $E_{\parallel\alpha}$ взяты из работ [57, 68, 69], и “газодинамического”, возникающего в пределе частых столкновений [58] (см. выражение (3)). В промежуточном режиме, когда $L \sim \lambda_{ii} (\ln R)/R$, используется аппроксимация:

$$\tau_{\parallel\alpha} = \tau_{\text{kin},\alpha} + \tau_{\text{gdt},\alpha}, \quad E_{\parallel\alpha} = \frac{\tau_{\text{kin},\alpha}}{\tau_{\parallel\alpha}} E_{\text{kin},\alpha} + \frac{\tau_{\text{gdt},\alpha}}{\tau_{\parallel\alpha}} E_{\text{gdt},\alpha},$$

где индексы “kin” и “gdt” соответствуют кинетическому и газодинамическому пределам.

При расчете магнитного поля в модели предполагается параксиальность — кривизна силовых линий считается пренебрежимо малой, и возмущение магнитного поля находится из баланса радиальных давлений

$$\frac{B^2}{8\pi} + p_\perp = \frac{B_v^2}{8\pi}.$$

Отметим, что данное выражение неприменимо вблизи магнитных пробок. Однако этим можно пренебречь, поскольку вблизи пробок давление плазмы мало по сравнению с давлением магнитного поля.

На основе данной модели разработан однопоточный численный код. Характерное время расчета с помощью кода ДОЛ составляет от нескольких часов до суток.

С помощью кода ДОЛ моделировалась конфигурация установки ГДМЛ. Профиль магнитного поля определялся геометрией и расположением катушек центрального соленоида С1–С5, переходных и пробочных катушек. Токи в катушках центральной секции могут меняться произвольно в широких пределах, максимально достижимое поле в центре (см. разд. 2.1) равно 1.5 Тл. Пробочные секции имеют фиксированный ток, а магнитное поле на оси системы достигает в них максимального значения около 20 Тл. Токи в переходных катушках подбирались так, чтобы с каждой стороны установки между переходными катушками образовывалась область с магнитным полем около 3 Тл. В будущем эти участки могут быть использованы для ЭЦР-нагрева плазмы. В проводимых расчетах токи в катушках подбирались так, чтобы получить область однородным магнитным полем в центральной области: поле в центральном сечении имело заданную величину B_0 , а квадрат отклонения поля от B_0 проинтегри-

Таблица 7. Расчетные параметры плазмы

Относительная толщина плазмы a/ρ_{inj}	4				7			
Радиус плазмы a , см	15		25		15		25	
Магнитное поле в центре B_0 , Тл	0.52		0.31		0.91		0.55	
Мощность инжекции P_{inj} , МВт	12	24	12	24	12	24	12	24
Отношение времен удержания теплых ионов τ_{kin}/τ_{gdt}	3.07	2.95	3.12	2.95	2.99	3.01	3.14	3.02
Эффективное время удержания теплых ионов $\tau_{ }$, мс	3.0	3.2	5.7	7.3	1.8	1.7	3.0	2.8
Темп ввода вещества J_{src} , экв.кА	1.15	2	1.25	2	1.35	2.6	1.6	3
Температура электронов T_e , кэВ	0.76	0.94	0.77	0.98	0.58	0.72	0.58	0.71
Температура теплых ионов T_i , кэВ	1.52	2.07	1.55	2.16	1.01	1.42	1.04	1.39
Относительное давление $\beta = 8\pi p/B_v^2$	0.39	0.64	0.60	0.84	0.11	0.20	0.18	0.32
Доля пучка, захватываемая плазмой, %	73	91	80	94	61	81	70	88
Плотность теплых ионов в центральной плоскости, 10^{13} см^{-3}	3.1	6.5	2.8	4.0	2.9	5.2	2.2	3.8
Плотность быстрых ионов в центральной плоскости, 10^{13} см^{-3}	3.0	4.6	1.6	2.2	2.6	4.6	1.6	2.7
Максимальная плотность быстрых ионов, 10^{13} см^{-3}	4.3	6.1	2.4	3.1	3.9	6.8	2.4	3.8

рованный по участку длиной 3.6 м в центре ловушки, минимизировался. Характерные профили магнитного поля, полученные в результате этой процедуры, представлены на рис. 3 разд. 2.1. Параметры атомарных пучков, инжектируемых в центр установки, предполагались следующие: энергия частиц 30 кэВ, суммарная мощность 24 МВт, соотношение токов ионов, попадающих в ускоряющую систему, – 70% основная компонента H^+ , 20% молекулярные ионы H_2^+ и 10% молекулярные ионы H_3^+ , угол между осью инжектора и осью установки 50.9°, угловой разброс пучка 1.5°, радиус пучков в области плазмы по уровню 0.37 равен 8 см. Радиус плазмы в центральном сечении a (где он наибольший) может изменяться в диапазоне от 10 до 30 см; нижняя граница определяется поперечным размером атомарных пучков, а верхняя – радиусом вакуумной камеры. Дополнительно радиус плазмы ограничивался максимальным магнитным потоком, $\Phi_{max} = 1 \text{ Тл } \pi (30 \text{ см})^2$, который проходит пробку, не касаясь стенок установки.

Для поиска оптимальных режимов работы проведена серия расчетов, результаты которой представлены в табл. 7. Расчеты выполнены для переходного режима между газодинамическим и кинетическим: $\tau_{kin}/\tau_{gdt} \approx 3$. Важным параметром является отношение радиуса плазмы к ларморовскому радиусу быстрых ионов ρ_{inj} , для которых

энергия и питч-угол совпадают с аналогичными величинами у частиц атомарных пучков. Отношение a/ρ_{inj} влияет на то, какая доля энергии, содержащейся в быстрых ионах, передается холодной периферийной плазме, окружающей основную, горячую часть плазменного шнура в реальной установке. Напомним, что код ДОЛ предполагает однородность параметров плазмы по радиусу. Следует отметить, что для установки ГДЛ эта величина составляет около $a/\rho_{inj} \approx 2.6$. Для того, чтобы добиться согласия экспериментальных данных ГДЛ с результатами моделирования кодом ДОЛ, в расчетах требуется увеличить потери энергии быстрыми ионами в два-три раза по сравнению с тем темпом потерь, который дают кулоновские столкновения в основной части плазменного шнура. Качественно это можно оценить в предположении, что все быстрые ионы, достигающие границы плазмы, теряются. Тогда доля не потерявшихся на первом же ларморовском обороте быстрых ионов лежит в диапазоне от $1-\rho_{inj}/a$ для тонкого пучка до $(1-\rho_{inj}/a)^2$ для широкого пучка. Для ГДЛ этот диапазон составляет от 0.38 до 0.62 (что согласуется с увеличением потерь быстрых ионов в 2–3 раза). В проведенном моделировании установки ГДМЛ величина a/ρ_{inj} была не ниже 4. На нижнем пределе $a/\rho_{inj} = 4$ код ДОЛ будет, по-видимому, переоценивать параметры плазмы. При увеличении этого параметра до значений $a/\rho_{inj} = 7$ можно ожидать, что

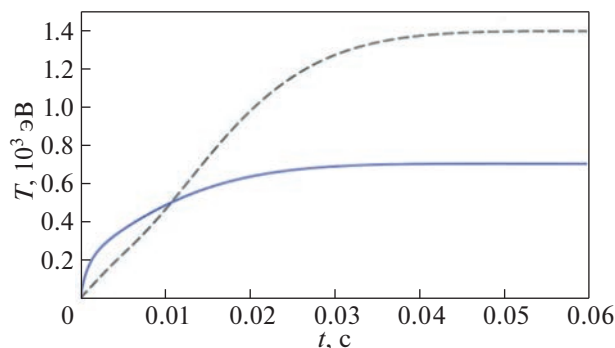


Рис. 14. Зависимость температуры электронов (сплошная линия) и теплых ионов (пунктир) от времени. Расчет соответствует последнему столбцу табл. 7.

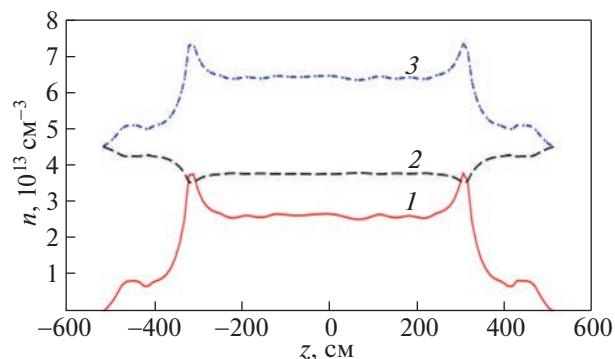


Рис. 15. Зависимость концентрации быстрых ионов (кривая 1), мишенных ионов (кривая 2) и электронов (кривая 3) от продольной координаты. Расчет соответствует последнему столбцу таблицы 7.

потери на периферийной плазме не будут превышать четверти захваченной мощности. Для сравнения в табл. 8 представлены расчеты тех же режимов, что и в табл. 7, но с уменьшенной захваченной мощностью; коэффициент уменьшения взят наиболее сильный: $(1 - \rho_{inj}/a)^2$.

Типичная зависимость параметров плазмы от времени приведена на рис. 14. При инъекции быстрых атомов растет концентрация быстрых ионов и электронов. Энергия от быстрых ионов передается электронам и мишенным ионам, что приводит к росту их температуры. Рост концентрации и температуры мишенной плазмы приводит к увеличению темпа потерь энергии через пробки вплоть до значения, равного вводимой мощности. Поскольку время обмена энергией посредством кулоновских столкновений превышает время газодинамического вытекания мишенной плазмы, в стационарном состоянии температуры ионов и электронов не равны. Характерное время перехода в стационарное состояние порядка времени торможения ионов на электронах и при типичных параметрах составляет по порядку величины несколько десятков миллисекунд.

Характерная зависимость концентрации быстрых и мишенных ионов от продольной координаты показана на рис. 15. В точке остановки быстрых ионов формируются пики плотности. Из-за роста концентрации электронов в точках остановки также формируются пики амбиполярного потенциала, что приводит к падению концентрации мишенных ионов.

Моделирование с использованием кода ДОЛ показывает, что в центральной ячейке первой очереди ГДМЛ достижимы разряды со следующими характерными параметрами: температура электронов и мишенных ионов порядка 1 кэВ, концентрация теплых ионов несколько единиц на $10^{13} \times \text{см}^{-3}$, средняя энергия быстрых ионов

порядка десяти килоэлектронвольт, концентрации быстрых и мишенных ионов сравнимы, давление быстрых ионов порядка давления вакуумного магнитного поля. Температура мишенной плазмы и время жизни ионов возрастают при уменьшении темпа поддува, при этом удержание мишенных ионов переходит от газодинамического к кинетическому. Однако, опустошение конуса потерь при переходе к кинетическому удержанию может спровоцировать дрейфово-конусную неустойчивость (см. разд. 3.5) и/или ухудшить электрическую связь плазмы с торцевыми электродами (см. разд. 3.4), что ограничит достижимые параметры. По-видимому, в оптимальных режимах работы ГДМЛ удержание мишенных ионов будет переходным между кинетическим и газодинамическим.

В силу осевой симметрии и квазиодномерности при моделировании кодом ДОЛ нельзя получить ответы на ряд важных вопросов (эти вопросы рассмотрены в следующих главах):

- В режимах со слабым поддувом газа (кинетический режим удержания теплых ионов) из-за снижения продольных потерь фоновой плазмы может сильно ослабляться электрическая связь с торцевыми пластинами. Вместе с высоким β это может ухудшать МГД-устойчивость плазмы. МГД-неустойчивости плазмы в ГДМЛ обсуждаются в разд. 3.4.

- Функция распределения быстрых ионов существенно отличается от максвелловской, что в сочетании с высоким β может провоцировать возбуждение кинетических неустойчивостей и аномальный перенос. Методы подавления аномального переноса обсуждаются в разд. 3.5.

- В режимах с малым радиусом плазмы и кинетическим удержанием теплых ионов β приближается к единице, что фактически соответствует переходу в режим диамагнитного удержания. Из-за использования модельного профиля для радиаль-

Таблица 8. Расчетные параметры плазмы с учетом уменьшения захваченной мощности из нагревных пучков в $(1-\rho_{inj}/a)^2$ раз, вызванного потерями энергии быстрых ионов на периферийной плазме

Относительная толщина плазмы a/ρ_{inj}	4				7			
Радиус плазмы a , см	15		25		15		25	
Магнитное поле в центре B_0 , Тл	0.52		0.31		0.91		0.55	
Мощность инжекции P_{inj} , МВт	12	24	12	24	12	24	12	24
Отношение времен удержания теплых ионов τ_{kin}/τ_{gdt}	2.99	2.99	3.12	3.01	3.07	3.01	3.01	3.01
Эффективное время удержания теплых ионов $\tau_{ }$, мс	3.0	3.0	5.4	6.8	1.9	1.7	3.1	2.8
Темп ввода вещества J_{src} , экв.кА	0.66	1.3	0.75	1.39	1.35	2.0	1.2	2.3
Температура электронов T_e , кэВ	0.61	0.78	0.62	0.79	0.53	0.66	0.52	0.64
Температура теплых ионов T_i , кэВ	1.1	1.58	1.14	1.61	0.87	1.23	0.86	1.21
Относительное давление $\beta = 8\pi p/B_v^2$	0.22	0.42	0.37	0.64	0.08	0.15	0.13	0.25
Доля пучка, захватываемая плазмой, %	53	77	62	83	50	73	59	81
Плотность теплых ионов в центральной плоскости, 10^{13} см^{-3}	2.5	4.5	1.8	3.0	2.2	4.1	1.7	3.0
Плотность быстрых ионов в центральной плоскости, 10^{13} см^{-3}	1.8	3.2	1.1	1.8	2.0	3.6	1.2	2.2
Максимальная плотность быстрых ионов, 10^{13} см^{-3}	2.6	4.6	1.6	2.5	3.0	5.4	1.9	3.2

ных зависимостей код ДОЛ некорректно описывает плазму с β близким к единице. Анализ возможности перехода к диамагнитному удержанию плазмы в первой очереди ГДМЛ проведен в разд. 4.1.

Отметим, что указанные выше параметры плазмы найдены для установки без дополнительных запирающих элементов, таких как многопробочные и геликоидальные секции, а также без дополнительного ЭЦР-нагрева. Использование дополнительных методов подавления продольных потерь, а также переход в режим диамагнитного удержания приведут к существенному изменению параметров мишенной плазмы и горячих ионов. Ожидаемые параметры плазмы при использовании дополнительных методов подавления потерь обсуждаются в разд. 4.1 и 4.2.

3.3. Рециклинг и газовые условия в установке

3.3.1. Требования к вакуумным условиям в центральном соленоиде и расширителях. Особенностью линейных магнитных ловушек для удержания плазмы является большой циркулирующий поток газа в системе, связанный с постоянным течением плазмы из области удержания с темпом $\sim 10^{22} \times \text{с}^{-1}$ и соответствующим ему потоком вещества из системы газонапуска, позволяющим поддерживать стационарную плотность плазмы в области удержания. С точки зрения требований к

вакуумным условиям это означает, что плазма эффективно переносит вещество из центральной ловушки в расширительную секцию, и сама по себе является мощным средством откачки.

Основным средством откачки водорода в центральной ловушке являются насосы с распыляемым титановым геттером, установленные в камерах системы нейтральной инжекции и присоединенные к камере удержания через патрубки с суммарной газовой проводимостью более $500 \text{ м}^3/\text{с}$ по водороду (см. разд. 2.2). Помимо геттерных насосов, обладающих суммарной скоростью откачки до $18000 \text{ м}^3/\text{с}$, установка будет оборудована набором турбомолекулярных насосов, обеспечивающих откачку более тяжелых газов и примесей, а также поддержание вакуума в режиме ожидания эксперимента.

В режиме ожидания поступление остаточного газа в вакуумную камеру определяется газоотделением со стенок. Хорошо известно, что в непрогреваемой вакуумной системе основной фракцией остаточного газа является вода. Особенностью вакуумной системы установки ГДМЛ является наличие насосов с дуговым распылением титана, которые способны эффективно откачивать пары воды за счет их восстановления до оксида титана и водорода, также поглощаемого геттерными насосами. Ввиду этого, откачка воды из централь-

ной ловушки при работе дуговых систем испарения титана в камерах инъекции также происходит через патрубки нейтральной инъекции со скоростью, которая составляет несколько десятков м³/с. Данная особенность значительно ускоряет процесс подготовки камеры установки к экспериментам по сравнению с использованием только турбомолекулярных насосов, имеющих ограниченную производительность ввиду наличия длинных патрубков с низкой газовой проводимостью.

Наличие примесных ионов оказывает ограниченное влияние на удержание плазмы в ГДМЛ за счет большой мощности нагрева и относительно низкого энергетического времени жизни, составляющего около 5 мс. Для большинства химических элементов удельная мощность излучения в плазме в диапазоне температур до 10 кэВ не превосходит $10^{-25} n_e n_{\text{imp}} [\text{Вт} / \text{см}^3]$ [70]. Исходя из этого значения удельной мощности излучения можно оценить предельное содержание примесей в плазме. Для типичного сценария работы ГДМЛ (столбец 3 табл. 7) ($n_e = 4.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $a = 25 \text{ см}$, $V = 1.6 \text{ м}^3$) концентрация примесей $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ соответствует мощности излучения 1.4 МВт, что составляет 15% от захваченной в плазму мощности системы нейтральной инъекции. Для легких примесей (таких как кислород и углерод) эта оценка, по-видимому, является сильно завышенной, так как при температуре плазмы больше 100 эВ удельная мощность излучения этих примесей уменьшается в несколько раз относительно максимального значения, соответствующего температуре плазмы 15 эВ. Следует также отметить, что в отличие от токамаков, в газодинамической ловушке не известны механизмы, приводящие к накоплению примесей в области горячей плазмы.

Важным вопросом является влияние абсорбированного на стенках газа на поведение плазмы в установке ГДМЛ. Характерное количество молекул воды, абсорбированных на поверхности, составляет 10^{15} см^{-2} [71]. Во время разряда эти молекулы могут десорбироваться вследствие облучения стенки потоком нейтралов или ультрафиолетового излучения. Полное количество молекул на поверхности ($\sim 3.5 \times 10^{20}$) значительно меньше количества вещества, вводимого в плазму для подпитки (10^{22} с^{-1}), так что можно рассчитывать, что эффекты десорбции со стенок будут влиять только на начальную стадию разряда в течение нескольких десятков миллисекунд. Несмотря на это, предусматривается возможность подготовки поверхности камеры за счет проведения циклов очистки постоянным разрядом низкой мощности, вводимой в виде ВЧ- или СВЧ-волн.

Поступление нейтрального газа в плазму в центральной секции может существенно снижать время жизни быстрых ионов вследствие перезарядных потерь.

При типичном сценарии работы установки (плотность быстрых ионов 10^{13} см^{-3} , плотность плазмы $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, электронная температура 0.8 кэВ, радиус плазмы 25 см) энергетическое время жизни быстрых ионов составляет около 7 мс. Поступление в плазму атома водорода приводит к его перезарядке с быстрым ионом и вылету образовавшегося быстрого нейтрала за пределы плазмы. Будем считать, что тепловые молекулы водорода попадают на границу плазмы, где ионизируются и частично диссоциируют с образованием надтепловых (франк-кондоновских) нейтралов. Для оценок примем, что поток надтепловых нейтралов в плазму составляет 10% от полного потока молекул на поверхность. Приняв характерную толщину слоя, на котором ионы взаимодействуют с нейтралами, равной длине пробега франк-кондоновских нейтралов по отношению к ионизации (4 см), получим, что характерное время жизни быстрого иона по перезарядке сравнивается с его временем торможения в плазме при потоке надтепловых нейтралов через границу плазмы $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, соответствующем давлению в вакуумной камере $3 \times 10^{-3} \text{ Па}$. Отметим также, что малая длина пробега тепловой молекулы по отношению к ионизации (меньше 5 мм при температуре выше 10 эВ и концентрации $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$) будет препятствовать откачке газа из центральной секции вытекающей в расширитель плазмой, поскольку попадающий на поверхность плазменного столба газ будет с большой вероятностью ионизироваться в плазме, находящейся в “тени” лимитера, рекомбинировать на лимитере и возвращаться обратно в вакуумную камеру центральной секции. Реальная ситуация требует экспериментального изучения и, при необходимости, принятия дополнительных мер для снижения концентрации нейтралов.

3.3.2. Взаимодействие потока плазмы с поверхностью. В установке ГДМЛ между центральной областью и плазмодриемниками должен возникать амбиполярный перепад потенциала величиной около $5T_e$, ускоряющий ионы, покидающие центральный солениод. Таким образом, ожидается, что плазмодриемник подвергнется бомбардировке ионами с энергией около 5 кэВ.

Предполагается, что поверхность плазмодриемника будет изготовлена из молибдена, считающегося наиболее устойчивым к образованию униполярных дуг. Длина пробега протонов с энергией 5 кэВ в молибдене составляет около 20 нм. Существует значительный разброс в данных по скорости диффузии водорода в молибдене [72], однако для оценок можно принять коэффициент диффузии равным $D [\text{м}^2/\text{с}] = 1.7 \times 10^6 \exp(-0.84 / kT)$, где температура T выражена в кельвинах [73], что дает характерную глубину диффузии за время эксперимента (2 с) порядка

1 мкм при температуре поверхности 300°C. При коэффициенте расширения по магнитному полю, равному 200, в отсутствие десорбции относительная концентрация водорода в металле за 2 с облучения достигнет $n_H/H_{Mo} = 0.2$.

Имплантированный в плазмоприемник водород может накапливаться в толще материала в виде твердого раствора или гидрида, либо десорбироваться с поверхности плазмоприемника в плазму. Скорость диффузии и десорбции существенно зависит от наличия примесей в материале и на поверхности, количества накопленного водорода и температуры поверхности, поэтому в настоящее время невозможно точно предсказать величину обратного потока атомов водорода с поверхности. Ввиду этого, в экспериментах можно ожидать как поглощения и диффузии водорода в поверхность, временно снижающего нагрузку на системы откачки во время импульса [74], так и выделения дополнительного водорода из материала за счет большой энергии ионов, падающих на насыщенную водородом поверхность [75].

3.3.3. Процессы с нейтральным водородом в плазме в расширителе. Наиболее важными процессами с участием молекулярного водорода в плазме расширителя являются ионизация электронным ударом, перезарядка и упругие столкновения.

При температурах плазмы в диапазоне 50–200 эВ, ожидаемых в расширителе, скорость ионизации молекулярного водорода ($H_2 + e \rightarrow H_2^+ + 2e$) составит около $5 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ [76]. Следует отметить, что образующиеся в результате ионизации молекулы H_2^+ с достаточно большой вероятностью диссоциируют при столкновениях с электронами $H_2^+ + e \rightarrow H + H^+ + e$ с образованием быстрого нейтрала. Скорость этой реакции составляет около $10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$. Сечение резонансной перезарядки на молекулярном водороде ($H_2 + H^+ \rightarrow H_2^+ + H$) при энергии ионов 5 кэВ равно $1.2 \times 10^{-15} \text{ см}^2$, что дает скорость реакции $1.2 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$.

В ожидаемом сценарии работы концентрация плазмы в пробке составляет около $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Вытекающая плазма расширяется вдоль силовых линий магнитного поля и ускоряется амбиполярным потенциалом, так что для оценки можно принять, что концентрация плазмы на плазмоприемнике (при степени расширения 200) составляет по порядку величины 10^{11} см^{-3} .

При концентрации плазмы 10^{11} см^{-3} длина свободного пробега тепловой молекулы водорода по отношению к ионизации составляет около 20 см. Таким образом, поведение нейтрального водорода существенно зависит от энергии десорбирующихся с поверхности молекул — при тепловой десорбции длина свободного пробега суще-

ственно меньше диаметра плазмы, а при ионно-стимулированной десорбции эти размеры становятся сравнимыми. При этом существует некоторая вероятность неконтролируемого нарастания плотности плазмы на поверхности плазмоприемника вследствие положительной обратной связи по концентрации (десорбирующийся с поверхности молекулярный водород ионизируется, ускоряется в ленгмюровском слое на поверхности, бомбардирует и разогревает поверхность, что приводит к увеличению десорбции и росту плотности плазмы в расширителе).

Температура плазмы в ГДМЛ определяется балансом между притоком энергии (при передаче энергии от захваченных быстрых ионов и при поглощении энергии СВЧ-излучения при ЭЦР-нагреве) и ее стоком. Можно считать, что теряемая из установки энергия выделяется в плазмоприемниках за счет торможения попадающих в них ионов, ускоренных амбиполярным электрическим потенциалом, а также тепловых электронов. Наличие в баке расширителя нейтрального газа приводит к увеличению потерь энергии из плазмы за счет образования в плазме электрон-ионной пары вследствие ионизации молекулы водорода электронным ударом.

Энергия, выносимая на плазмоприемник такой парой, по порядку величины равна температуре электронов плазмы в центральной секции. Приняв площадь поверхности плазмы $S = 1 \text{ м}^2$ и концентрацию нейтрального газа в расширителе $n_{H_2} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, получим эквивалентный поток атомов, поступающих в плазму

$$F = 0.25 V_{TH_2} 2n_{H_2} S \approx 1000 \text{ экв. А},$$

где V_{TH_2} — тепловая скорость молекул водорода.

При указанной концентрации газа в расширителе количество образующихся в расширителе электрон-ионных пар и связанные с ними дополнительные потери энергии сравнимы потоком ионов, вытекающих из центральной секции установки и выносимой этим потоком энергией, так что для эффективного удержания плазмы концентрация газа в расширителе не должна превышать 10^{13} см^{-3} .

Следует указать, что практически во всем расширителе длина пробега тепловых молекул по ионизации меньше радиуса плазмы, так что можно было бы ожидать экранирования приосевой области от потока нейтрального газа. При этом, однако, существуют механизмы проникновения нейтралов на ось плазменного шнура (образование франк-кондоновских атомов при диссоциации молекул водорода, нагрев молекулярного газа при столкновениях с ионами и т.д.). Для оценки глубины проникновения водорода в плазму и связанных с этим потерь энергии из плазмы тре-

буется проведение численного моделирования поведения нейтрального газа в расширителе.

3.3.4. Методы подпитки плазмы веществом. В стартовой конфигурации установки ГДМЛ предполагается исследование режимов удержания плазмы, представляющих интерес для создания нейтронного источника. В этих режимах плазма является двухкомпонентной, то есть включающей в себя фракцию быстрых ионов, образующуюся в результате атомарной инжекции, и мишенную плазму с ионной температурой около 1–2 кэВ. Время удержания тепловой плазмы существенно меньше времени удержания быстрых ионов и времени эксперимента, определяется газодинамическими потерями и составляет несколько миллисекунд. Для компенсации этих потерь и поддержания постоянной плотности плазмы служит система подпитки плазмы веществом.

Наиболее отработанным и простым методом подпитки плазмы является подача газа (водорода) на границу плазмы. Для планируемых параметров плазмы в центральной секции установки характерное время ионизации проникающих в плазму атомов водорода в несколько раз превышает характерное время их перезарядки на быстрых ионах, ввиду чего напуск газа в центральную область будет приводить к большим перезарядным потерям. Исходя из этого, газ должен вводиться в плазму в области между точкой остановки быстрых ионов и пробкой, при этом необходимо предотвратить проникновение газа в область удержания быстрых ионов.

Основная трудность создания подобной системы подпитки состоит в том, что при планируемых параметрах плазмы ($n_e = 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 800 \text{ эВ}$) длина пробега тепловой молекулы водорода в плазме по отношению к процессу ионизации электронным ударом $\text{H}_2 + e \rightarrow \text{H}_2^+ + 2e$ составляет менее 1 мм, то есть тепловые молекулы не могут проникнуть в центральные области плазмы. Несколько глубже в плазму могут проникать франк-кондоновские атомы, образующиеся при диссоциации молекул H_2 и H_2^+ . При энергии атомов 2 эВ длина их пробега определяется резонансной перезарядкой ($\text{H}_2 + \text{H}^+ \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{H}$) и составляет около 5 мм. Образующиеся в этом процессе нейтралы с энергиями масштаба ионной температуры плазмы имеют длину пробега масштаба 10 см и уже могут как свободно проникать в плазму, так и выходить из нее на стенку камеры. Очевидным недостатком данного метода подпитки является значительный поток энергии (сравнимый с мощностью нагрева плазмы), выносимый нейтралами на стенку вакуумной камеры в локальной области напуска газа.

Следует отметить, что наличие холодных не-термализовавшихся ионов в области вблизи

пробки существенно влияет на распределение электрического потенциала вдоль оси установки и, соответственно, время удержания тепловой компоненты плазмы. Кроме того, важным вопросом является мощность радиационных потерь, связанных с внесением в плазму нейтральных частиц. Для атомарного водорода при температуре плазмы выше 10 эВ энергия излучения на один ионизированный атом составляет 10 эВ и практически не зависит от температуры. Исходя из этого, простая оценка затрат мощности на ионизацию дает величину $\sim 100 \text{ кВт}$, которая, однако, может значительно увеличиться при взаимодействии атомов с плазмой меньшей температуры за счет роста удельной энергии линейчатого излучения.

Следует указать также на альтернативные технологии подпитки плазмы веществом. На действующих и строящихся токамаках одним из основных методов подпитки плазмы является пеллет-инжекция. Системы пеллет-инжекции для токамаков достаточно хорошо развиты, однако применение этого метода на открытых ловушках требует решения ряда принципиальных вопросов. Во-первых, в связи с малым временем удержания плазмы частота инжекции пеллет должна быть не менее 1 кГц, при этом развитые к настоящему времени технологии позволяют создавать модули с частотой инжекции до 50 Гц [77]. Кроме того, следует учитывать особенности применения данного метода в ГДМЛ, связанные с его возможным воздействием на удержание быстрых ионов, МГД-устойчивость плазмы и однородность подпитки по сечению.

Другим часто обсуждаемым методом подпитки является инжекция плотных плазменных сгустков поперек магнитного поля. В работе [78] показана возможность инжекции плазменного сгустка из 10^{19} частиц в токамак ГЛОБУС-М с магнитным полем 0.4 Тл на глубину до 40 см, что соответствует требованиям к системе подпитки веществом для установки ГДМЛ. При этом, однако, уровень развития этой технологии в настоящее время не позволяет рассматривать ее в качестве основного метода подпитки веществом, но разработка и тестирование прототипа такого инжектора предусматриваются в рамках экспериментальной программы ГДМЛ.

3.4. МГД-устойчивость плазмы

Оценки времени удержания плазмы в ГДМЛ основаны на предположениях о том, что плазма находится в стационарном и осесимметричном состоянии равновесия. Так можно считать, если плазменная конфигурация является устойчивой. Если отсутствует МГД-устойчивость, развиваются желобковые или баллонные моды. Они приводят к конвекции плазмы и, при достаточно большой ам-

плитуде, к радикальному снижению времени удержания. Обеспечение МГД-устойчивости плазмы в осесимметричных открытых ловушках является сложной проблемой, которой посвящены многочисленные работы и конструктивные предложения, сведенные в обзоре [79]. Без принятия специальных мер плазма в осесимметричных ловушках оказывается МГД-неустойчивой. Обеспечение устойчивости требует создания в ловушке таких зон, где благоприятная форма силовых линий магнитного поля сочетается с повышенным давлением плазмы. Если в качестве стабилизатора используется заправочная область расширителя, то за устойчивость приходится платить значительным повышением продольных потерь, а если это специально вводимая непараксиальная ячейка, то плата заключается в необходимости снижения предельного давления плазмы (и термоядерной эффективности) во всей ловушке и усложнении магнитной системы.

Эксперименты на установке ГДЛ показали, что, при специальном способе ограничения конвекции, потери при отказе от МГД-стабилизации расширителями меньше энергетической цены поддержания в них достаточного давления. Этот способ ограничения конвекции получил название “вихревого удержания” [36, 80] и более 10 лет используется в основном режиме работы установки ГДЛ. Таким образом, борьба за обеспечение традиционно понимаемой МГД-устойчивости плазмы в ГДЛ оказалась нецелесообразной. Ловушка успешно работает в режиме с колебаниями плазмы вокруг осесимметричного неустойчивого равновесия [81], а деградации удержания не наблюдается. По проекту, в ГДМЛ планируется использовать такой же режим вихревого удержания. Его эффективность при $\beta < 0.6$ можно считать доказанной.

Желобковая и баллонная неустойчивости отличаются ограничениями физической модели: “желобки” электростатические, и характеризуются постоянным потенциалом возмущения вдоль равновесной силовой линии, а описание баллонных мод более полное, и учитывает возможность изгибания магнитных силовых линий в процессе конвекции. Если желобковые моды стабилизированы, то при высоком β надо учитывать баллонные эффекты. В реальности это одна и та же конвективная неустойчивость, и при любом β “желобки” немного модулированы вдоль магнитного поля, просто это может не сильно сказываться на их динамике. При высоком давлении $\beta > 0.6$ баллонные эффекты должны становиться существенными даже в параксиальных ловушках типа ГДМЛ. В частности, эффективность торцевых методов стабилизации и вихревого удержания должна снижаться. Опыта работы ГДЛ в таких режимах нет, поэтому придется ориентироваться на теорию [82]. Для режимов с высоким β ,

в частности, для режима с “диамагнитным пузырем” разработан метод стабилизации проводящей стенкой, который может сочетаться с вихревым удержанием на старте разряда.

3.4.1. Вихревое удержание при низком β . Режим вихревого удержания требует поддержания определенных потенциалов на пластинах радиально секционированных плазмодиригаторов и/или лимитеров, т.е., использования этих поверхностей, находящихся в контакте с плазмой, в качестве электродов. Токи с электродов требуют системы питания, т.е., вихревое удержание также имеет энергетическую цену. Однако эта цена невелика — она много меньше цены продольных потерь, и, кроме того, часть затрат энергии остается в плазме как от дополнительного резистивного нагрева. Использование электродов имеет и свои сложности: необходимо поддерживать хороший контакт с плазмой, одновременно подавляя эрозию электродов, дуговые разряды на элементы камеры. Для их преодоления будет полезен опыт работы ГДЛ.

Метод вихревого удержания [36, 80] базируется на трех физических эффектах.

1. *Дифференциальное вращение плазмы подавляет радиальную конвекцию и задает характерный размах осцилляций плазмы вблизи осесимметричного равновесия.* Эффект подавления турбулентного конвективного переноса дифференциальным вращением хорошо известен в токамаках [83]. Его суть в том, что в дифференциальном течении протяженные по радиусу желобки или конвективные ячейки деформируются и распадаются на более мелкие. В отличие от токамаков, в открытых ловушках типа ГДЛ и ГДМЛ слой дифференциального вращения в плазме образуется не самосогласованным образом, как результат нелинейной эволюции турбулентности, а создается с помощью граничных условий (потенциалов на электродах). Его локализация (в потоковом слое, проецирующемся на стык электродов) и амплитуда задаются экспериментатором. Надо отметить, что дифференциальное вращение совсем не действует на жесткую моду $m = 1$ (где m — азимутальное волновое число), которая соответствует смещению плазмы как целого вместе с вращением.

2. *Замыкание продольных токов плазмы на пластины плазмодиригатора через приэлектродный скачок потенциала создает эффективный канал диссипации энергии флуктуаций.* В низкотемпературной плазме, когда скачок потенциала мал и потенциалы плазмы и электрода близки, это замыкание токов может напрямую использоваться для МГД-стабилизации (“вмороженность в торцы” или “line-tying”) [80]. Действительно, причиной желобковой неустойчивости является поляризация силовых трубок при нарушении осевой симметрии в неоднородном магнитном поле из-

за неполного замыкания азимутального диамагнитного тока плазмы. Замыкание лишнего тока через плазмоприемник позволяет частично устранить эту поляризацию. Поскольку приэлектродный скачок потенциала пропорционален электронной температуре, в ГДЛ и при проектных параметрах ГДМЛ диссипация недостаточна для полной МГД-стабилизации, но существенно замедляет конвекцию. Торможение конвекции сильно сказывается на крупномасштабных модах, почти не влияя на коротковолновые желобки. Такое различие обусловлено тем, что поляризационный ток обратно пропорционален азимутальному размеру желобка. При этом одной и той же скорости “всплытия” желобка соответствует одинаковое азимутальное электрическое поле, а значит, меньшая поляризационная разность потенциалов и меньший замыкающий продольный ток для желобков меньшего азимутального размера. Таким образом, эффект вмороженности в торцы пропорционален параметру $1/m^2$. Кроме того, диамагнитный ток, поляризация, и скорость конвекции в скрещенных полях обратно пропорциональны магнитному полю в ловушке, так что вмороженность в торцы лучше работает в сильном поле.

3. *Стабилизация МГД-неустойчивости эффектом конечного ларморовского радиуса ионов (эффект КЛР) подавляет коротковолновые желобки в присутствии значительной популяции быстрых инжектированных ионов [80].* Этот эффект описывается дрейфовой поправкой к МГД-уравнениям. Его смысл в том, что азимутальный диамагнитный ток ионов обладает инерцией (так как его носители, ионы, обладают массой) и кинетической энергией. Ток течет вдоль контура постоянного давления, и кинетическая энергия пропорциональна его длине. Для круглого контура она минимальна, а при искажении желобками быстро растет. Если форма профиля давления не искажается, как при смещении плазмы как целого, то и эффект отсутствует. Эффект КЛР растет с ростом доли давления ионов (как при пучковом нагреве в ГДЛ и ГДМЛ), но совсем не действует на жесткую моду $m = 1$.

Хотя метод вихревого удержания основывается на этих трех известных эффектах, но он к ним не сводится. Действительно, эффекты дифференциального вращения и КЛР не действуют на жесткую моду $m = 1$ вообще, а деполяризация через торцы может лишь замедлить смещение плазмы от оси на лимитер, но не остановить его полностью. В этой связи жесткая мода $m = 1$ считалась наиболее опасной для ловушек типа ГДЛ.

Теория вихревого удержания [36, 80] предсказывает возможность нелинейно-диссипативного насыщения желобковых мод в условиях действия вышеприведенных эффектов, даже если эти моды

неустойчивы. Существование таких квазистационарных МГД-колебаний в плазме газодинамической ловушки может и не приводить к заметной деградации удержания, а в случае отрицательного приложенного потенциала к центральным секциям плазмоприемника, вызывать положительный эффект — пинчевание разряда. Действительно, квазистационарные моды $m = 1, 2$ и пинчевание популяции быстрых ионов наблюдаются в режимах вихревого удержания в ГДЛ [81], что можно считать качественным подтверждением теории.

В теории вихревого удержания возникает четыре связанных условия для реализации режима с низкими конвективными потерями.

1. Слой дифференциально вращающейся плазмы должен разделять внутреннюю и внешнюю зоны конвекции, вызванные насыщенной модой. Только во внутренней зоне удержание плазмы достаточно хорошее. Это реализуется при достаточной глубине приложенного потенциала, а радиус зоны дифференциального вращения должен быть достаточно большим.

2. Амплитуда насыщенной моды по смещению не должна приводить к выходу плазмы за лимитер. Это реализуется при достаточно большой диссипации в приэлектродном слое (при достаточно сильной связи электродов с плазмой по току, т.е., достаточном токе продольных ионных потерь).

3. Эффект КЛР должен быть достаточным для подавления высших азимутальных мод. Если это условие не выполняется, то конвективные потери возрастают за счет связи внешней и внутренней зон конвекции через множественные x -точки сепаратрисы.

4. Создаваемое дифференциальное вращение плазмы не должно само приводить к возбуждению новых неустойчивостей, в частности, неустойчивости Кельвина—Гельмгольца. Для этого эффективная вязкость от эффекта КЛР и приэлектродная диссипация должны быть достаточны для ее стабилизации (а потенциал для генерации вращения не может быть слишком большим).

Эти условия связаны, поскольку ширина слоя дифференциального вращения при заданном потенциале определяет скорость, и не может быть меньше амплитуды насыщения моды по смещению. В результате, при реалистичных параметрах, она оказывается сравнимой с радиусом плазмы. Это препятствует реализации идеи о генерации множественных слоев дифференциального вращения для улучшения удержания. Кроме того, различные виды возможных МГД-неустойчивостей в газодинамических ловушках (желобковая, центробежная, температурно-градиентная и Кельвина—Гельмгольца) при низком β все являются “желобковыми” по пространственной структуре и отличаются только доминирующим

видом возбуждения. Поэтому условия 1–4 учитывают и конвекцию при их развитии.

Невыполнение условий 3, 4 не приводит к полной потере вихревого удержания, но снижает его эффективность (растет поперечная диффузия). Обеспечить их выполнение в течение всего разряда довольно сложно. Действительно, относительная величина эффекта КЛР определяется отношением дрейфовой диамагнитной скорости к скорости $E \times B$ дрейфа, $|\nabla p_i|/en|\nabla \phi|$, где p_i — давление ионов, n — плотность, ϕ — потенциал плазмы. В общем случае потенциал плазмы не равен приложенному к электродам потенциалу ϕ , а зависит от эффективной вязкости плазмы и сценария разряда, например, инъекции момента импульса с атомарными пучками. В экспериментах на ГДЛ и в моделировании эффективность КЛР для выполнения условий 3, 4 в квазистационарном разряде оказывается достаточной, если $U = P_i/en\phi \sim 5$, где P_i — давление ионов на оси. Такое соотношение можно поддерживать с помощью обратных связей или программирования приложенного потенциала, но это пока не проверено в экспериментах. Ниже получим скейлинги вихревого удержания на основе условий 1, 2 для двух случаев: “с сильным эффектом КЛР”, $U > 5$, и со “слабым эффектом КЛР”.

Для разрядов со слабым эффектом КЛР условие 1 сформулировано в теории [35, 80] в виде

$$\kappa/H < 0.2,$$

где безразмерные параметры κ и H отвечают за инкремент желобковой неустойчивости и темп приэлектродной диссипации соответственно. При параболическом радиальном профиле давления и параксиальном равновесии их можно приближенно записать в виде:

$$\kappa = 2 \left(\frac{T_e}{e\phi} \right)^2 \left(\frac{a}{\rho_*} \right)^2 \left(\frac{a}{L_\kappa} \right)^2 \left(\frac{P_i}{P_e} + 1 \right),$$

$$H = \frac{1}{R_{\text{eff}}} \left(\frac{T_e}{e\phi} \right) \left(\frac{a}{\rho_*} \right)^3 \frac{a}{L_p},$$

так что первое условие выглядит как

$$R_{\text{eff}} \left(\frac{T_e}{e\phi} \right) \frac{\rho_* L}{L_\kappa^2} \left(\frac{P_i}{P_e} + 1 \right) < 0.1.$$

Здесь значения параметров плазмы приведены к значению на магнитной оси в центральном сечении ловушки, a — радиус слоя дифференциального вращения (порядка радиуса плазмы), ϕ — разность потенциалов на электродах вихревого удержания, ρ_* — ларморовский радиус, вычисленный по ионной массе и электронной температуре, L_p — эффективная длина ловушки по плотности массы плазмы, L_κ — эффективная длина ловушки,

вычисленная по средней кривизне поля с весом продольного распределения давления, R_{eff} — эффективное пробочное отношение ловушки.

В обозначениях работ [35, 80] эффективная длина ловушки по плотности массы плазмы равна

$$L_p = \int \frac{\rho(z) B_0(0)}{\rho(0) B_0(z)} dz,$$

где плотность ρ берется на оси плазмы, а $z = 0$ — центр установки; эффективная длина ловушки, вычисленная по средней кривизне поля, равна:

$$L_\kappa^2 = 1/\langle B(z)\alpha(z)g(z) \rangle,$$

где $g(z) = p(z)/p(0)$ — весовая функция давления, угловые скобки означают усреднение вдоль силовой линии, а $\alpha(z)$ характеризует параксиальную магнитную яму в соответствии с $1/B = 1/B_0(z) + \alpha(z)r^2$.

В вакуумном поле $\alpha = (2B_0 B_0'' - B_0'^2)/8B_0^3$, и $\alpha > 0$ соответствует неблагоприятной кривизне силовых линий.

Положительные значения L_κ^2 соответствуют линейной неустойчивости желобковых мод, что является типичным для осесимметричного пробкотрона без специальных стабилизаторов и для ГДМЛ. При $L_\kappa^2 < 0$ система линейно устойчива и должна быть работоспособна даже без вихревого удержания. Параметр L_κ зависит не только от конфигурации магнитной системы, которая в ГДМЛ может меняться, но и от режима работы установки — высоты пика давления плещущихся ионов и режима течения в расширителях. В диапазоне проектных параметров первой фазы ГДМЛ ожидаемые значения L_κ составляют от 1 до 10 м. В конфигурации с многопробочными секциями вероятно смещение диапазона в сторону меньших значений, которые соответствуют большей неблагоприятной кривизне и сильной линейной неустойчивости.

Другим сложным параметром является R_{eff} . Связь плазмы с электродами плазмодиагностики характеризуется плотностью тока ионов на них, причем естественным параметром для нормализации этого тока является ток ионов плазмы с тепловой скоростью. Если отнести то и другое к силовой трубке, то получим

$$R_{\text{eff}} = \tau_{\parallel} v_* / L_p,$$

где $v_* = \sqrt{T_e/M_i}$, $\tau_{\parallel}$ — время жизни ионов по продольным потерям. В классическом газодинамическом режиме продольных потерь с холодными ионами $R_{\text{eff}} = R = B_{\text{max}}/B_{\text{min}}$. Однако, для ГДМЛ рассматривается возможность продвижения в сторону кинетического режима, что означает снижение темпа потерь по сравнению с газодинамическим. Это эквивалентно росту R_{eff} по сравне-

нию с магнитным пробочным отношением. К такому же эффекту должны приводить многопробочные секции. В первой фазе ГДМЛ предусмотрена работа с широким диапазоном значений поля в центре ловушки при постоянном поле в пробках и при разных значениях плотности. Это означает необходимость работы ловушки в широком диапазоне значений R_{eff} .

С точки зрения первого условия вихревого удержания, чем больше приложенный потенциал ϕ — тем лучше. Тем не менее, опыт работы ГДЛ показывает, что оптимальный (с точки зрения эффективности и экспериментальной реализуемости) потенциал вихревого удержания оказывается порядка электронной температуры. Меньший — малоэффективен, а больший — ничего не улучшает, в частности, из-за уменьшения эффекта КЛР и генерации неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, но повышает вероятность пробоев. Для дальнейших оценок будем считать, что $e\phi/T_e \sim 1$. Кроме того, отношение ионного и электронного давлений в ловушке с инжекцией можно грубо оценить как $P_i/P_e \sim 5$, что соответствует лучшим режимам ГДЛ.

С учетом сказанного выше, в режиме газодинамических потерь из плазмы с фиксированным полем в магнитной пробке и с плещущимися ионами, скейлинг первого условия вихревого удержания для ГДМЛ при слабом эффекте КЛР можно представить как $T_e^{1/2} B^{-2} < C$, т.е. как зависимость предельной электронной температуры от магнитного поля в центре ловушки, $T_e^{\text{max}} \propto B^4$.

Второе условие, ограничение на амплитуду насыщения моды или ширину вихревого слоя, в обозначениях работы [35, 80] записывается как $\Delta/a = 2\xi_d = 2.34(f/H)^{1/3} < 1$, причем $f = -2\kappa P_0' m^2 \xi_d / 3H$, где m — номер доминирующей моды, и $P_0' \approx -0.8$ — характеристика радиального профиля давления. Отсюда получаем $\xi_d^3 = -3.2\kappa P_0' m^2 \xi_d / 3H^2$. Если эффект КЛР незначителен, то доминирует мода, соответствующая примерно круглым конвективным ячейкам в вихревом слое: $m \sim \pi/\xi_d$ (в противоположном пределе $m = 1$). Теперь условие $2\xi_d < 1$ можно переписать как

$$2.5R_{\text{eff}} \left(\frac{\rho_*}{a} \right)^2 \frac{L_p}{L_k} \sqrt{\left(\frac{P_i}{P_e} + 1 \right)} < 1/2\pi.$$

Таким образом, второе условие, как и первое, дает ограничение на электронную температуру с немного более слабым скейлингом, $T_e^{\text{max}} \propto B^3$, и, что важно, определяет минимальный радиус плазмы a .

При сильном эффекте КЛР ($P_i/en\phi > 5$) первое условие вихревого удержания нужно заменить более мягким

$$\kappa/H < 2H^{1/3},$$

поскольку инкремент моды $m = 1$ сильно подавлен торцевой диссипацией. После преобразования этот критерий можно переписать в виде

$$R_{\text{eff}} \left(\frac{T_e}{e\phi} \right) \left(\frac{\rho_*}{L_k} \right)^{3/2} \frac{L_p}{a} \left(\frac{P_i}{P_e} + 1 \right)^{3/4} < 1.$$

Это соответствует скейлингу предельной температуры вида $T_e^{\text{max}} \propto B^{10/3}$. Более мягким (в 2π раз) при сильном эффекте КЛР становится и условие на толщину вихревого слоя: $m = 1$ и $\xi_d^2 \approx \kappa/H^2$, так что после подстановки, имеем

$$2.5R_{\text{eff}} \left(\frac{\rho_*}{a} \right)^2 \frac{L_p}{L_k} \sqrt{\left(\frac{P_i}{P_e} + 1 \right)} < 1.$$

В этом случае скейлинг температуры такой же, как и при слабом эффекте КЛР, $T_e^{\text{max}} \propto B^3$.

Для графического представления результатов будем использовать критерии вихревого удержания, соответствующие сильному эффекту КЛР и $e\phi/T_e = 1$. Для оценки газодинамических потерь возьмем значение магнитного поля в пробке 12 Тл. Эффект КЛР соответствует большой доле плещущихся ионов в давлении, $P_i/P_e = 5$. Тогда получается, что критерии определяют максимальные рабочие значения электронной температуры в зависимости от магнитного поля в центре ловушки. Переход в кинетический режим продольного удержания при низкой плотности и высокой температуре фоновой плазмы *снижает* порог вихревого удержания (по сравнению с представленными графиками) пропорционально снижению продольного ионного тока потерь по сравнению с газодинамическим. Результаты, учитывающие оба критерия, приведены на рис. 16.

Как видно из рис. 16, в соответствии с теорией режим вихревого удержания будет эффективным в большинстве случаев. Проблемы с устойчивостью могут возникнуть при попытках перехода в кинетический режим продольного удержания при низкой плотности мишенной плазмы и низком магнитном поле в центре ловушки. При магнитном поле больше 0.5 Тл проблем с удержанием не ожидается. Сильный благоприятный скейлинг порога вихревого удержания с магнитным полем ($T_e^{\text{max}} \propto B^{3...4}$) позволяет рассматривать этот метод как потенциальную термоядерную технологию.

Существуют указания на то, что конвекция в открытых ловушках может быть подавлена сдвиговым течением и за границами режима вихрево-

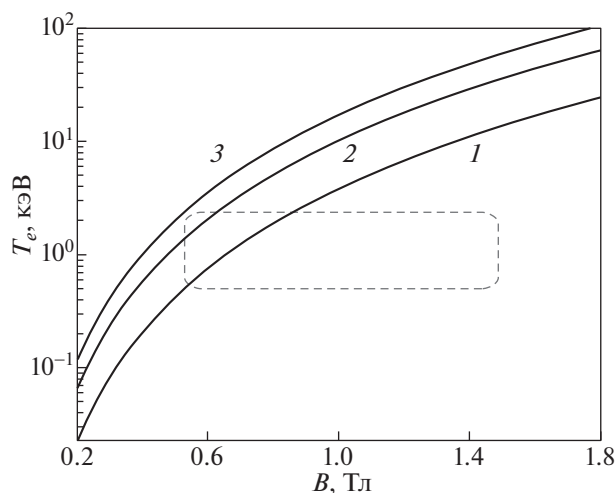


Рис. 16. Максимальные рабочие значения электронной температуры в ГДМЛ при вихревом удержании в зависимости от магнитного поля в центре ловушки. Приведены графики, учитывающие оба критерия, для различных значений параметра L_k (который характеризует длину ловушки по кривизне силовых линий): $L_k = 1$ м (кривая 1), $L_k = 3$ м (кривая 2) и $L_k = 10$ м (кривая 3). Пунктиром показана зона целевых параметров ГДМЛ.

го удержания, когда связь плазмы с торцевыми электродами по току пренебрежимо мала [84–86]. Это может стать актуальным для полной версии ГДМЛ с многопробочными секциями и сильным подавлением продольных потерь. Для поддержания такого режима потребуются технология радиально-неоднородного ЭЦР-нагрева как на GAMMA-10, или иные способы поддержания сдвигового вращения.

3.4.2. Стабилизация баллонных мод проводящей стенкой. Важной составляющей физической программы ГДМЛ является реализация режима удержания плазмы с предельным давлением $\beta \approx 1$, в котором, предположительно, должно увеличиваться энергетическое время удержания (см. разд. 4.1). В этом режиме, а также на пути к нему на старте разряда от стандартных режимов с низким давлением, необходимо учитывать возможность развития баллонной неустойчивости.

По сравнению со стандартными условиями, в режимах с высоким давлением плазмы необходимо учитывать два важных эффекта: 1) существенное изменение равновесного магнитного поля, в том числе, кривизны его силовых линий, по сравнению с вакуумной конфигурацией; 2) возможное искривление или модуляцию желобков в процессе конвекции. Возможность модуляции желобков вдоль ловушки становится особенно выраженной в пределе относительного давления плазмы $\beta \rightarrow 1$, так что любые формы торцевой

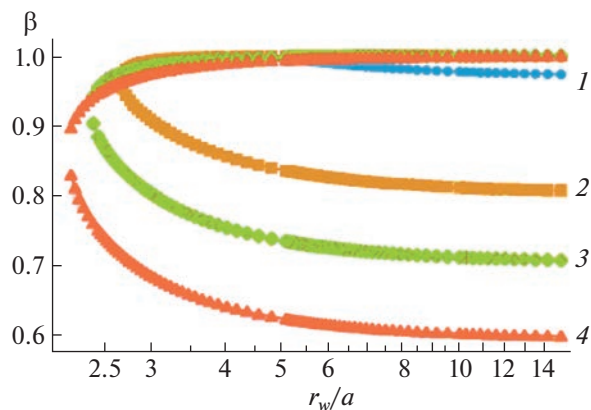


Рис. 17. Граница линейной МГД-устойчивости в зависимости от относительного расстояния от плазмы до проводящей стенки, при пробочном отношении $R = 24$ для различных радиальных профилей давления из работы [82]. Видно, что при достаточно близко расположенной стенке ($r_w < 2a$) можно обеспечить устойчивость при всех β .

стабилизации, включая вихревое удержание, должны терять эффективность. К счастью, в этом же пределе становится эффективным магнитное взаимодействие плазмы с окружающими проводниками (через наводимые в них токи Фуко при движении плазмы). Это взаимодействие можно эффективно использовать для стабилизации крупномасштабных мод типа жесткой моды $m = 1$, в то время как устойчивость высших мод по-прежнему обеспечивается эффектами КЛР [79, 82].

В работе [82] показано, что при достаточно гладком магнитном поле в центре ловушки и при достаточно резком градиенте давления плазмы на краю разряда можно обеспечить баллонную устойчивость системы с помощью цилиндрической проводящей стенки, в том числе в переходных режимах. Гладкая форма равновесных силовых линий обеспечивает малый энергетический выигрыш при конвекции, а большой градиент на краю способствует выходу диамагнитного поля плазмы на проводящую стенку.

Пример расчета границы устойчивости баллонных мод из работы [82] приведен на рис. 17. В расчетах используется зависимость поперечного давления плазмы p от потока магнитного поля Ψ в виде $p(\Psi) = p_0(1 - \Psi^k/\Psi_0^k)$ при $\Psi < \Psi_0$ и $p = 0$ при $\Psi > \Psi_0$. Варианты кривых при $k = (1, 2, 4, \infty)$ соответствуют возрастанию градиента давления к краю разряда. Резкий градиент на краю (∞) улучшает стеночную стабилизацию при высоком β при одновременном снижении устойчивости при низком давлении. Устойчивость плазмы при малых β в модели обеспечивается идеальной вмороженностью в торцы (line-tying), что не реализует-

ся при параметрах ГДМЛ. Однако, с точки зрения устойчивости баллонных мод, ее можно считать грубым эквивалентом “вихревого удержания”, поскольку то и другое — торцевые эффекты, зависящие от электрического контакта плазмы с плазموприемником.

При конструировании магнитной системы ГДМЛ были приняты специальные меры, чтобы равновесные силовые линии при высоком давлении в центре ловушки оставались достаточно гладкими вплоть до точки остановки быстрых ионов (см. разд. 4.1). За точкой остановки происходит быстрое падение давления плазмы, разряд сужается, так что большая неблагоприятная кривизна силовых линий становится неизбежной. К счастью, именно в этой зоне происходит выход силовых линий диамагнитного поля из плазмы (подобно тому, как радиальное магнитное поле локализовано вблизи концов постоянного магнита), так что возможна локальная стабилизация баллонных мод проводящей стенкой именно там, где надо.

Большой градиент давления на краю разряда в ГДМЛ также реализуется, причем естественным образом и только при высоком β . Действительно, в расчетах режима диамагнитного удержания (с предельным давлением) показано, что при диамагнитном вытеснении магнитного поля из плазмы во внутренней зоне возрастают коэффициенты радиального переноса, так что градиент давления там мал (разд. 4.1). А весь перепад давления сосредоточен именно на границе “диамагнитного пузыря”.

Обеспечить полную идеально проводящую стенку вокруг разряда, как в теории, невозможно. Однако, этого и не требуется. Как было отмечено выше, в центральной части ГДМЛ диамагнитное поле плазмы сосредоточено внутри разряда, а дестабилизация мала, так что наличие проводящей стенки не играет роли, и конкретно там она не предусмотрена. За точками остановки быстрых ионов, где опасность возбуждения баллонных мод действительно велика, а поле плазмы “вываливается” наружу, предусмотрена установка массивных проводящих стабилизаторов с разрезами.

Хорошо известно, что метод стабилизации проводящей стенкой ограничен ее резистивностью, поскольку токи Фуко затухают со временем. В токамаках разработан способ преодоления этого недостатка — раскручивание плазмы, так что моды, вращающиеся вместе с ней, становятся быстропеременными с точки зрения проводимости стенки, а токи Фуко не затухают. Вращение плазмы и неустойчивых мод очень хорошо сочетается с системой поддержки “вихревого удержания”. Действительно, при вихревом удержании с помощью электродов и внешних источников тока поддерживается быстрое вращение плазмы в

слое, расположенном именно на краю плазмы. Желобковые моды, наблюдаемые в ГДЛ и в моделировании, действительно являются вращающимися, с характерными частотами от 5 до 20 кГц. Такие же частоты ожидаются в ГДМЛ, что позволяет использовать медные стабилизаторы с толщиной порядка 1 см. Толщина и проводимость стабилизаторов также не может быть слишком большой, поскольку магнитное поле должно проникать в них за характерное время эволюции равновесного давления, порядка 10 мс.

Задача стабилизации мод высокого давления, похожая на стабилизацию жесткой баллонной моды $m = 1$ в ГДМЛ проводящей стенкой, ранее успешно решалась на установке типа FRC C-2W [46]. В ней в качестве стабилизаторов были предусмотрены не пассивные проводники, а активные магнитные контуры и обратные связи. Система показала работоспособность в пассивном режиме — с закороченными контурами. Принципиальная возможность использования аналогичных подходов для установки ГДМЛ существует.

3.4.3. Методы стабилизации в ГДМЛ. Таким образом, для поддержания МГД-устойчивости и подавления конвекции плазмы в конструкции ГДМЛ предусмотрен ряд специальных мер.

1. Система генерации и поддержания дифференциального вращения плазмы с помощью торцевых электродов, лимитеров и внешних источников тока, обеспечивающая реализацию режима “вихревого удержания” при $\beta < 0.6$ и вращение баллонных возмущений при предельных давлениях;

2. Магнитная система, обеспечивающая достаточно гладкое магнитное поле в центральной части ловушки, в том числе при предельных давлениях плазмы;

3. Внешние пассивные стабилизаторы баллонных мод с функцией “проводящей стенки”, расположенные вблизи точек остановки плещущихся ионов.

С учетом этого, имеющиеся экспериментальные и теоретические данные и их умеренные экстраполяции позволяют надеяться на успешную работу установки ГДМЛ в целевых режимах. Поскольку наиболее опасной является крупномасштабная мода $m = 1$, в случае недостаточности пассивных способов подавления конвекции в будущем возможна разработка и установка активных стабилизаторов с обратными связями.

3.5. Кинетические неустойчивости плазмы

В режиме двухкомпонентной плазмы в центральной ячейке ГДМЛ функция распределения ионов будет заметно отличаться от максвелловской. Это может спровоцировать неустойчивости сравнительно высокочастотных и мелкомасштаб-

ных колебаний (кинетические неустойчивости). Взаимодействие частиц плазмы с этими колебаниями может приводить к бесстолкновительному рассеянию и аномальным потерям частиц из ловушки. В открытых ловушках могут развиваться разнообразные кинетические неустойчивости (см., например, обзор [4]), однако в открытых ловушках с инжекцией мощных пучков нейтралов, как правило, наблюдаются две неустойчивости: альфвеновская ионно-циклотронная (АИЦН), дрейфово-конусная (Drift-Cyclotron Loss-Cone, DCLC) и “двугорбая” (Double-Humped, DH) неустойчивости. Следует подчеркнуть, что в данном разделе рассматривается устойчивость плазмы с конечным, но умеренным, относительным давлением $\beta < 1$.

3.5.1. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость. АИЦН – это электромагнитная неустойчивость, возбуждение которой приводит к генерации волн с эллиптической поляризацией, распространяющихся вдоль магнитного поля [87]. Частота неустойчивых возмущений ω меньше циклотронной частоты ионов Ω_i . Поскольку возбуждение неустойчивости сопровождается возмущением магнитного поля, АИЦН может развиваться только тогда, когда отношение давления плазмы к давлению магнитного поля β превышает пороговое значение. Неустойчивые возмущения получают энергию при взаимодействии с резонансными ионами, продольная скорость $v_{\parallel}$ которых удовлетворяет условию циклотронного резонанса

$$v_{\parallel} = v_{\text{res}} \equiv \frac{\omega - \Omega_i}{k_{\parallel}}, \quad (5)$$

где $k_{\parallel}$ есть продольная компонента волнового вектора возмущения.

Необходимым условием неустойчивости является положительность мнимой части ионного вклада в диэлектрическую проницаемость:

$$\text{Im}(\epsilon_+^{(i)}) \sim \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \int_0^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp}^2 \left(v_{\perp} \frac{\partial f_i}{\partial v_{\parallel}} + \frac{\Omega_i}{k_{\parallel}} \frac{\partial f_i}{\partial v_{\perp}} \right) \Big|_{v_{\parallel}=v_{\text{res}}} > 0, \quad (6)$$

где $\epsilon_+^{(i)}$ есть вклад ионов в диэлектрический отклик плазмы для циркулярной компоненты электрического поля в направлении циклотронного вращения ионов, функция $f_i(v_{\perp}, v_{\parallel})$ описывает распределение ионов по поперечной $v_{\perp}$ и продольной $v_{\parallel}$ компонентам скорости, $\omega_{pi} = (4\pi n_i e^2 / m_i)^{1/2}$ – плазменная частота ионов. Условие (6) есть требование положительности производной функции распределения (инверсной заселенности) вдоль инварианта движения

вдоль возмущенной траектории $v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - \omega/k_{\parallel})^2 = \text{const}$ для резонансных ионов. Отметим, что увеличение угловой ширины функции распределения ионов (например, вследствие увеличения углового разброса атомарной инжекции) уменьшает производную функции распределения вдоль траектории возмущенного движения, что уменьшает дестабилизирующий вклад резонансных ионов и способствует стабилизации АИЦН [88–91].

Экспериментальное наблюдение АИЦН на установках ТМХ [92, 93], GAMMA-10 [94] и ГДЛ [95–97] показывает, что уменьшение отношения поперечного давления быстрых ионов к продольному (например, при переходе от нормальной к наклонной инжекции) сильно уменьшает вызываемые неустойчивостью аномальные потери быстрых ионов. Так, на установке GAMMA-10 использование ИЦР-нагрева приводит к сильной анизотропии функции распределения ионов, что провоцирует возбуждение АИЦН [94]. Неустойчивость ограничивает анизотропию горячих ионов, что усиливает продольные потери горячих ионов и ограничивает плотность и давление плазмы. На установке ТМХ для создания амбиполярных барьеров применялась нормальная инжекция атомарных пучков в концевые пробкотроны. Из-за высокой анизотропии быстрых ионов в концевых пробкотронах возбуждалась АИЦН [92], которая приводила к нагреву ионов в центральной ячейке и их потерям через амбиполярные барьеры [93]. На установке ТМХ-U с наклонной атомарной инжекцией в концевые пробкотроны АИЦН не наблюдалась [98]. На установке ГДЛ, в плазме которой популяция быстрых ионов создается наклонной атомарной инжекцией, вызываемые АИЦН аномальные потери быстрых ионов в большинстве режимов не превосходят классические [96].

Сильное влияние угла инжекции на вызываемые АИЦН аномальные потери ионов объясняется, по-видимому, тем, что в случае наклонной инжекции лишь малая доля ионов (с энергией близкой к энергии инжекции) может резонансно взаимодействовать с неустойчивым возмущением. С одной стороны, это приводит к повышению критического β , при котором развивается неустойчивость, и уменьшению амплитуды неустойчивых колебаний. С другой стороны, при уменьшении доли резонансных ионов в плазме уменьшается и доля быстрых ионов, теряющихся из-за взаимодействия с волной (теоретическое рассмотрение показывает, что теряются в основном ионы с малой поперечной скоростью и продольной скоростью, близкой к продольной скорости инжектируемых атомов [99], доля таких ионов мала). Основным эффект, к которому приводит развитие АИЦН в плазме открытой ловуш-

ки с наклонной атомарной инжекцией, заключается в увеличении угловой ширины функции распределения ионов, что слабо влияет на их удержание, однако может ограничивать высоту и минимальную ширину пиков плотности быстрых ионов (и, соответственно, плотность потока нейтронов) в точках остановки.

В режиме удержания двухкомпонентной плазмы на установке ГДМЛ при планируемых параметрах (водородная плазма, концентрация электронов $n_e \approx 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$) пороговое β , при превышении которого возбуждается АИЦН, существенно зависит от геометрии вакуумного магнитного поля. Если основной объем плазмы находится на участке длинного (около 4 метров) однородного магнитного поля, то стабилизация АИЦН продольной неоднородностью отсутствует, поскольку длина волны неустойчивого возмущения $2\pi V_A/\Omega_i \approx 2$ м меньше длины участка однородного поля. Прямые численные расчеты с использованием методов, описанных в [91], предсказывают возбуждение АИЦН с частотой порядка $0.5\Omega_i$ и инкрементом порядка $10^{-2}\Omega_i$ в большинстве режимов работы с участком однородного поля, описанных в разделе 3.2. В то же время изменение геометрии магнитного поля (замена длинного участка с однородным полем на область с магнитным полем, нарастающим от центра к пробкам), представляется эффективным способом стабилизации АИЦН, если характерный масштаб удвоения магнитного поля сравним с длиной волны возмущения. В проекте ГДМЛ режим работы с неоднородным полем в основной области удержания плазмы также предусмотрен, см. рис. 3 в разд. 2.1. В качестве методов стабилизации могут также использоваться снижение плотности и уменьшение радиуса мишенной плазмы.

Вопрос о влиянии АИЦН на удержание быстрых ионов в ГДМЛ в настоящее время остается открытым. Из-за сильной стабилизации АИЦН продольной и поперечной неоднородностью, достигнутая в эксперименте величина β на установке ГДЛ близка к пороговому значению. Поэтому АИЦН оказывается слабой: возмущение почти монохроматическое, наблюдается одна пространственная мода возмущения [95]. Помимо этого, время торможения быстрых ионов в ГДЛ (порядка 1 мс) сравнительно невелико: быстрый ион успевает пролететь через центральную область (где и происходит резонансное взаимодействие с волной) всего около тысячи раз. В этих условиях многие нелинейные эффекты не успевают проявиться, и влияние АИЦН на удержание горячих ионов в плазме сводится к увеличению углового разброса ионов с энергией, близкой к энергии инжекции, а также диффузии по питч-углу и аномальным продольным потерям ионов с большой продольной скоростью и питч-углом,

близким к границе конуса потерь [96, 99]. Поскольку в ГДМЛ ожидается более высокая электронная температура, планируемое отношение времени торможения быстрого иона к периоду баунс-колебаний будет на порядок больше, чем в ГДЛ. В этих условиях АИЦН может стать важным фактором, ограничивающим время жизни быстрых ионов. Исследование аномальных потерь быстрых ионов, оптимизация конфигурации магнитного поля, параметров мишенной плазмы и инжекции будет одной из научных задач работы ГДМЛ.

Отдельно следует обсудить влияние АИЦН на потери при переходе в режим диамагнитного удержания, который будет обсуждаться в разд. 4.1. С одной стороны, при $\beta \approx 1$ условие циклотронного резонанса (5) не может выполняться и АИЦН, по-видимому, стабилизируется. С другой стороны, на этапе накопления быстрых ионов АИЦН может спровоцировать дополнительные потери быстрых ионов и ограничить максимальное давление плазмы. Отметим, что сильные аномальные потери были одним из факторов, ограничивающим давление плазмы в эксперименте с попыткой обращения поля на установке 2ХПВ [100]. Кроме того, в данном режиме стабилизация продольной неоднородностью невозможна, поскольку длинный участок однородного поля важен для формирования диамагнитного “пузыря”. Необходимость снижения вызванных АИЦН аномальных потерь при переходе в режим диамагнитного удержания может потребовать уменьшения радиуса плазмы до величины, близкой к ларморовскому радиусу быстрых ионов, и увеличения углового разброса быстрых ионов путем варьирования угла инжекции для разных атомарных инжекторов.

3.5.2. Дрейфово-конусная и двугорбая неустойчивости. Дрейфово-конусная (DCLC) и двугорбая (DH) неустойчивости — это квазипотенциальные кинетические неустойчивости, возбуждение которых приводит к генерации волн потенциала, распространяющихся в азимутальном направлении [101, 102]. Частота таких колебаний ω порядка ионно-циклотронной частоты Ω_i , поперечная длина волны мала по сравнению с ларморовским радиусом ионов (соответственно, зависимость возмущения потенциала от азимутального угла описывается выражением $\exp(im\theta - i\omega t)$ с большими азимутальными номерами $|m| \sim 10-100$). Поскольку частота возмущений мала по сравнению с плазменной частотой электронов, возмущение потенциала выравнивается вдоль силовой линии и формируется квазижелезобковая пространственная структура неустойчивых колебаний. Линейная стадия DCLC- и DH-неустойчивостей описывается общим дисперсионным соотношением, и формально они различаются лишь механизмом возбуждения: DCLC раз-

вивается за счет обедненности распределения ионов в области низких энергий (например, из-за наличия конуса потерь) и поперечной неоднородности плазмы, а ДН-неустойчивость развивается из-за разницы средних поперечных скоростей быстрых и мишенных ионов, аналогично двухпотоковой неустойчивости (и поэтому может раскачиваться даже в однородной плазме).

Если распределение быстрых ионов обеднено в области низких энергий и теплые максвелловские ионы отсутствуют, то есть $F_i(v = 0) = 0$, то DCLC-неустойчивость развивается уже при очень слабой поперечной неоднородности, когда радиус плазмы равен нескольким сотням ларморовских радиусов ионов, причем инкремент неустойчивости может превышать циклотронную частоту ионов. Добавление теплых максвелловских ионов стабилизирует DCLC, когда их концентрация достигает нескольких процентов. Однако, если температура теплых ионов слишком мала, их добавление может спровоцировать ДН-неустойчивость. Повышение температуры теплых ионов “замазывает” провал в распределении ионов при низких энергиях и способствует стабилизации ДН-неустойчивости. В целом, при доле теплых максвелловских ионов в несколько десятых от концентрации быстрых и при температуре, превышающей несколько процентов от средней энергии быстрых ионов, DCLC- и ДН-неустойчивости стабилизируются [103, 104].

Эффекты конечного β позволяют в несколько раз увеличить критический градиент плазмы, при котором развивается DCLC [105]. Продольная неоднородность плазмы уменьшает размер области, в которой неустойчивые возмущения эффективно обмениваются энергией с ионами, и способствует стабилизации DCLC- и ДН-неустойчивостей. Дополнительным стабилизирующим фактором может выступать поглощение энергии колебаний в областях ловушки, заполненных холодными максвелловскими ионами, например, в расширителях [101, 106]. Поскольку неустойчивые возмущения вытянуты вдоль силовых линий, DCLC- и ДН-неустойчивости могут стабилизироваться широм магнитного поля [101].

В целом, граница устойчивости для DCLC- и ДН-неустойчивостей чувствительна к распределению низкоэнергетичных ионов, и, как следствие, к пространственному распределению электростатического потенциала в плазме. (Сильная зависимость амплитуды неустойчивых колебаний от потенциала плазмы неоднократно отмечалась в экспериментальных работах, см., например, работу [107].) Вытянутость неустойчивых возмущений вдоль силовых линий магнитного поля приводит к необходимости учитывать параметры плазмы вдоль всей ловушки, а не только в центральной части, при анализе устойчивости.

Для получения достаточных условий устойчивости можно использовать дисперсионное соотношение для возмущений в продольно-однородной плазме (приведено, например, в работах [103, 104]).

Возбуждение DCLC приводит к бесстолкновительному рассеянию ионов, их диффузии по питч-углу и радиальной координате. Аномальные продольные потери ионов при вспышках DCLC, наблюдавшиеся на установках ПР-6 [107, 108] и 2ХПВ [100], превышали классические. В то же время в центральной ячейке установки ТМХ-У, где DCLC развивалась из-за вытеснения мишенной плазмы из точек остановки быстрых ионов [98], заметных аномальных потерь не наблюдалось. По-видимому, это было связано с малой амплитудой неустойчивых колебаний, вызванной малостью области пространства, в которой колебания могли эффективно обмениваться энергией с быстрыми ионами. Квазилинейная теория предсказывает, что возбуждение DCLC-неустойчивости приводит к частичному заполнению конуса потерь ионов из-за диффузии по питч-углу, при этом производная функции распределения ионов $\partial F_i / \partial v_{\perp}$ в области низких энергий уменьшается, что приводит к самоограничению амплитуды неустойчивых колебаний [109].

Расчеты с использованием кода ДОЛ (см. разд. 3.2) и дисперсионного соотношения для волн в продольно-однородной плазме показывают, что в ГДМЛ в режимах с низкой температурой мишенных ионов может развиваться ДН-неустойчивость из-за неравновесности функции распределения быстрых ионов. Однако она стабилизируется при повышении температуры мишенной плазмы (такое увеличение также выгодно для повышения коэффициента усиления мощности Q). В то же время, увеличение температуры мишенных ионов приводит к тому, что они начинают удерживаться не в газодинамическом (конус потерь заполнен), а в кинетическом (конус потерь пуст) режиме. Увеличение электронной температуры плазмы, важное для повышения Q , уменьшает также долю ионов с низкой энергией, поскольку, во-первых, увеличивает амбиполярный потенциал в центре ловушки и, во-вторых, увеличивает угловую ширину распределения быстрых ионов и сильно снижает пики амбиполярного потенциала в точках остановки, между которыми могли бы захватываться теплые ионы. Анализ с использованием дисперсионного соотношения [104] показывает, что переход к удержанию мишенных ионов в кинетическом режиме должен сопровождаться возбуждением мелкомасштабной (с длиной волны в сотни раз меньшей ларморовского радиуса быстрых ионов) DCLC-неустойчивости, развивающейся из-за опустошения конуса потерь мишенных ионов [110]. Такая неустойчивость, по-видимому, не бу-

дет влиять на удержание быстрых ионов, но может увеличить потери частиц и энергии из мишенной плазмы в кинетическом режиме до уровня, соответствующего газодинамическим потерям.

4. УЛУЧШЕНИЕ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ГДМЛ

4.1. Режим диамагнитного удержания плазмы

Одной из целей проекта ГДМЛ является экспериментальное исследование режима диамагнитного удержания плазмы, также иначе называемого диамагнитным пузырем [9]. Идея диамагнитного удержания может быть сформулирована на основе следующего рассуждения. Представим, что мы каким-то образом, например, за счет увеличения вкладываемой мощности нагрева, можем постепенно наращивать равновесное энергосодержание плазмы в газодинамической ловушке. Вакуумное магнитное поле, которое создается токами во внешних проводниках, будем считать фиксированным. На начальном этапе повышение энергосодержания будет происходить за счет увеличения давления плазмы в приосевой области, причем радиус плазмы не будет существенно расти, поскольку поперечный перенос в магнитном поле значительно подавлен в сравнении с продольными потерями. Величина относительного давления плазмы ограничена теоретическим пределом по равновесию $\beta \leq 1$. Когда давление плазмы достигает давления вакуумного магнитного поля, образуется область, заполненная плазмой, из которой вытеснено магнитное поле (т.н. диамагнитный пузырь). На границе диамагнитного пузыря формируется переходной слой, в котором магнитное поле возрастает, а давление плазмы — убывает. Теоретические оценки [9] показывают, что в приближении одножидкостной магнитной гидродинамики (аналогичные оценкам для ширины вязко-резистивного слоя в каспах [111]) время жизни частиц в диамагнитном пузыре равно

$$\tau_n \sim \sqrt{\tau_{\perp} \tau_{\text{gdt}}},$$

где $\tau_{\text{gdt}} = LR/2v_m$ — время удержания в классической газодинамической ловушке [33] (см. также раздел 3.1, формула (2)), $\tau_{\perp} = a^2/\mathcal{D}$ — характерное время поперечной диффузии плазмы, $\mathcal{D}$ — коэффициент диффузии плазмы поперек магнитного поля. Ширина переходного слоя в МГД-приближении определяется балансом между диффузией поперек магнитного поля и потерями плазмы вдоль поля, $\lambda \sim (D\tau_{\text{gdt}})^{1/2}$. Как правило, поперечный перенос в магнитном поле в значительной степени подавлен и $\tau_{\perp} \gg \tau_{\text{gdt}}$, а значит, можно ожидать, что время удержания частиц в пузыре τ_n

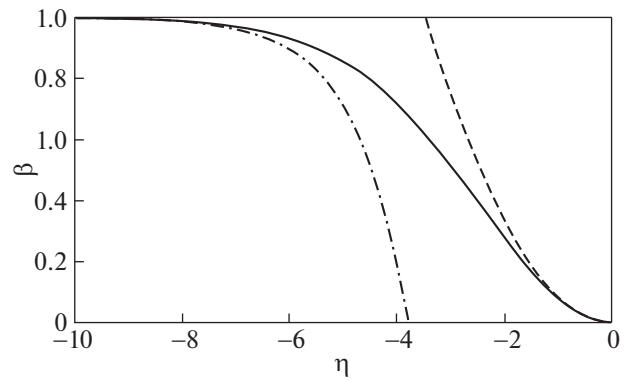


Рис. 18. Равновесный профиль давления плазмы на границе диамагнитного пузыря (сплошная кривая) и асимптотики вблизи границы ($\beta \approx \eta^2/12$, пунктир) и далеко от границы ($\beta \approx 1 - \exp(1.03(\eta + 3.8))$, штрихпунктир). Безразмерная переменная $\eta = (r - a)/\lambda$.

может существенно возрасти по сравнению с классическим газодинамическим временем τ_{gdt} (более реалистичные оценки, учитывающие кинетические эффекты приведены ниже).

Удержание плазмы с $\beta \approx 1$ в открытых ловушках ранее теоретически рассматривалось в [112–117]. Эффективное удержание плазмы с $\beta \approx 1$ в газодинамической системе было продемонстрировано экспериментально на тестовом стенде 2МК-200 [118]. Структуры, подобные диамагнитному пузырю, называемые также магнитными дырами (magnetic holes), наблюдаются в космической плазме [119–122]. Режимы с $\beta \approx 1$ теоретически и экспериментально исследовались в антипробкотронах (см. обзоры [111, 123]). В [124] отмечается, что ловушки с погруженными в плазму проводниками (“галатеи”) позволяют реализовывать конфигурации, которые авторы называли “магнитные баллоны” с $\beta \approx 1$.

В [9] была построена стационарная гидродинамическая модель равновесия диамагнитного удержания в цилиндрическом приближении и получен равновесный профиль давления плазмы на границе пузыря (рис. 18). Обсуждались также возможность перехода в диамагнитный режим и методы стабилизации неустойчивостей в диамагнитном пузыре.

В работах [125, 126] гидродинамическая модель равновесия плазмы, построенная в [9], была расширена на случай непараксиальной осесимметричной ловушки. В частности, были построены равновесия пузыря для проектной конфигурации ГДМЛ (рис. 19). Исследовалось также влияние гофрировки магнитного поля на равновесие плазмы в режиме диамагнитного удержания. Была получена аналитическая зависимость глубины гофрировки границы пузыря $\delta a_0/a_0$ от начальной

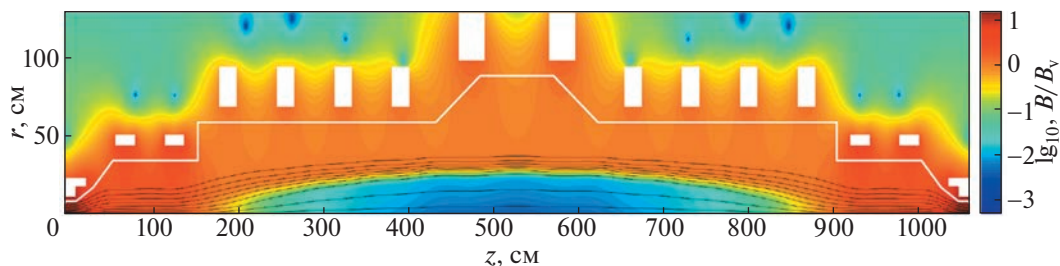


Рис. 19. Пример распределения магнитного поля в ГДМЛ в режиме диамагнитного удержания. Силовые линии магнитного поля изображены черным цветом. Вакуумная камера и магнитная система изображены белым цветом. Расчеты проведены методом, изложенным в [125, 126].

глубины гофрировки вакуумного магнитного поля на границе пузыря $\delta B_{v0}/B_{v0}$ и шага гофрировки h

$$\frac{\delta a_0}{a_0} \approx \frac{\delta B_{v0}}{B_{v0}} \mathcal{H} \left(\frac{2\pi a_0}{h} \right), \quad \mathcal{H}(x) = \frac{1}{x^2} \frac{1}{I_0(x) K_0(x)},$$

где $I_0(x)$ и $K_0(x)$ — модифицированные функции Бесселя. Эта же зависимость была получена в серии численных расчетов. В работе [126] кратко обсуждается также возможность стабилизации плазмы в диамагнитном пузыре комбинацией метода вихревого удержания [22, 36, 127] и проводящей стенки [82, 128, 129].

Как отмечалось ранее, внутри пузыря магнитное поле близко к нулю. В этом случае ларморовский радиус и длина свободного пробега достаточно высокоэнергичных частиц могут оказаться сравнимы или больше характерных размеров неоднородностей магнитного поля. Особенно это актуально для ГДМЛ, где планируется инжекция атомарных пучков высокой энергии. Таким образом, возникает потребность в детальной кинетической модели высокоэнергичных частиц в диамагнитном пузыре. В работе [130] представлена полностью кинетическая модель равновесия диамагнитного пузыря в цилиндрической геометрии с функцией распределения, изотропной в поперечной плоскости. Бесстолкновительная динамика отдельных частиц и ее влияние на равновесие плазмы и переносы частиц и энергии в режиме диамагнитного удержания исследовалась в работах [30, 131]. При бесстолкновительном движении частицы в стационарном осесимметричном поле сохраняются энергия E и азимутальная компонента момента импульса $P_\theta = mrv_\theta + eA_\theta/c$, здесь $A_\theta(r, z)$ — азимутальная компонента векторного потенциала магнитного поля. Динамика частицы существенно зависит от знака и модуля азимутального момента P_θ . Вслед за [124] удобно называть частицы с $\Omega P_\theta < 0$ кочастицами, а частицы с $\Omega P_\theta > 0$ — контрчастицами (здесь Ω — циклотронная частота), у первых направление вращения вокруг оси ловушки совпадает с направлением циклотронного вращения в магнитном поле

вне пузыря, у вторых — противоположно ему. В осесимметричных магнитных ловушках с гладким магнитным полем при бесстолкновительном движении частиц сохраняется адиабатический инвариант $I_r = \oint p_r dr$, связанный с разницей в периоде радиальных и продольных колебаний (см., например, [124, 132–134]); этот инвариант пропорционален потоку магнитного поля через орбиту частицы в системе отсчета, где траектория частицы замкнута и при движении частицы в однородном магнитном поле этот инвариант пропорционален сумме магнитного момента и P_θ . В диамагнитной ловушке инвариант сохраняется у частиц с достаточно малой продольной скоростью (для сохранения I_r требуется, чтобы поперечная структура электромагнитного поля в пузыре при продольном движении частицы слабо менялась за времена порядка периода радиальных колебаний). Наименьший период радиальных колебаний у контрчастиц, движущихся в области с сильным магнитным полем вне пузыря (период примерно равен периоду циклотронных колебаний) и у кочастиц с малой радиальной скоростью (вращаются по бетатронным орбитам вблизи границы пузыря); у этих групп частиц адиабатический инвариант разрушается позднее всего. По-видимому, основную роль в разрушении адиабатического инварианта играет мелко-масштабная гофрировка магнитного поля, возникающая из-за дискретной структуры магнитной системы установки; в [30] были найдены условия адиабатичности движения для нескольких групп частиц с различными типами траекторий. В целом условие адиабатичности сводится к тому, что продольная компонента скорости частиц не должна превышать порогового значения, зависящего от энергии и азимутального момента частицы, радиуса диамагнитного пузыря и структуры магнитного поля. Аналогичный вид имеет условие удержания адиабатически двигающихся частиц в ловушке; в диамагнитной ловушке с гладким вакуумным полем с амплитудой гофрировки менее процента в адиабатическом режиме могут

удерживаться ионы с отношением продольной компоненты скорости к поперечной порядка сотни.

Важно отметить, что в осесимметричной ловушке большая часть кочастиц удерживается абсолютно, даже если двигается по хаотическим траекториям. Механизм абсолютного удержания связан с центробежной силой, отбрасывающей вращающиеся вокруг оси кочастицы по радиусу и не дающей частицам проникнуть в области с меньшим радиусом переходного слоя вблизи пробок. Хаотически движущиеся частицы, не удерживающиеся абсолютно, покидают ловушку за время порядка [30, 131]

$$\tau_n \sim \frac{a}{\rho_v} \tau_{\text{gdt}},$$

где ρ_v — ларморовский радиус частиц, вычисленный по вакуумному полю в центре.

При рассмотрении времени жизни плазмы в диамагнитной ловушке нужно учитывать, что из-за сохранения азимутального момента и огромной разницы в массах ионов и электронов в пробках и в переходном слое могут формироваться области, в которые ионы могут попасть, а электроны из диамагнитного пузыря — нет. Для поддержания квазинейтральности плазмы в этих областях формируются электростатические потенциалы, подавляющие поток ионов. В простейшем случае истечения плазмы с максвелловским распределением время вытекания порядка $\tau_{\text{loss}} = \tau_{\text{gdt}} a / \Delta r$, где Δr — ширина переходного слоя [30]. Ширина переходного слоя заведомо не может быть меньше ларморовского радиуса электрона, различные процессы, например, неустойчивости в переходном слое, будут приводить к его размыванию. Детально экспериментально и теоретически размывание переходного слоя исследовано в каспах [111, 123]. В частности, на магнитоэлектростатической ловушке АТОЛЛ [123] показано, что из-за вводимого в слой поперечного электрического поля (перепад потенциала на ширине слоя порядка 1 кВ) в плазме происходит возбуждение кинетических неустойчивостей (в том числе, длинноволновой ионно-звуковой неустойчивости [135, 136]), источником энергии для которых выступает различие в скоростях дрейфа ионов и электронов. Эти неустойчивости определяли структуру переходного слоя и приводили к аномальным потерям, в сотни раз превышающим классические (те, которые были бы в магнитоэлектростатической ловушке при учете только кулоновских столкновений) [123]. Возбуждение кинетических неустойчивостей в плазме на установке АТОЛЛ приводило к уширению переходного слоя до величины порядка ларморовского радиуса иона.

Систематические экспериментальные данные о структуре переходного плазменного слоя в открытых ловушках с $\beta \approx 1$ в настоящее время отсутствуют. Для оценки времени жизни теплой плазмы в ГДМЛ далее используется “пессимистическая” оценка, когда ширина переходного слоя порядка ларморовского радиуса теплых ионов ρ_i , при этом запирающий поток ионов электростатический потенциал в переходном слое и в пробках отсутствует (в отличие от магнитоэлектростатической ловушки). Фактически мы пренебрегаем возможностью дополнительного запирающего потока плазмы электростатическим потенциалом, игравшего важную роль на установке АТОЛЛ. Такая оценка согласуется с экспериментально измеренной шириной слоя в каспах [123].

В случае, когда поперечный перенос теплой плазмы снаружи от пузыря определяется кулоновскими столкновениями (и мал по сравнению с продольным переносом), а ларморовский радиус теплых ионов мал, можно построить простую нуль-мерную модель энергобаланса плазмы в ГДМЛ в режиме диамагнитного удержания. Энергия в диамагнитный пузырь вводится посредством нейтральной инжекции, быстрые ионы передают свою энергию мишенной плазме за время порядка времени торможения быстрых ионов на электронах τ_d (4), мишенная плазма теряется из ловушки за время порядка τ_{loss} , причем каждая ион-электронная пара выносит энергию порядка $8T_e$, где T_e — температура электронов мишенной плазмы. Температура мишенной плазмы определяется балансом между вводимой мощностью P_{inj} и мощностью, выносимой вытекающей мишенной плазмой $8T_e J_{\text{src}}$, где J_{src} — темп ввода теплых атомов в пузырь (в результате поддува газа либо пеллет-инъекции). Плотность мишенных ионов определяется балансом между вводом J_{src} и потерями $\pi a^2 L n_i / \tau_{\text{loss}}$. Температура и концентрация мишенных ионов порядка

$$T_i \sim T_e \sim \frac{1}{8} \frac{k_{\text{inj}} P_{\text{inj}}}{J_{\text{src}}}, \quad n_i \sim \frac{1}{2\pi} \frac{e B_{\text{max}} J_{\text{src}}}{c T_e a}, \quad (7)$$

где B_{max} — магнитное поле в пробке, a — радиус диамагнитного пузыря, k_{inj} — коэффициент эффективности захвата пучка. В оценке (7) пренебрегается потерями на ионизацию и разогрев вводимых атомов и предполагается, что мишенные ионы и электроны имеют одинаковую температуру. Отношение полной энергии мишенной плазмы к полной энергии быстрых ионов порядка $\tau_{\text{loss}} / \tau_d \ll 1$.

Плотность энергии плазмы внутри пузыря равна $B_v^2 / 8\pi$ и примерно совпадает с давлением быстрых ионов. С другой стороны, полное энергосодержание быстрых ионов определяется балансом между вводимой мощностью $k_{\text{inj}} P_{\text{inj}}$ и пе-

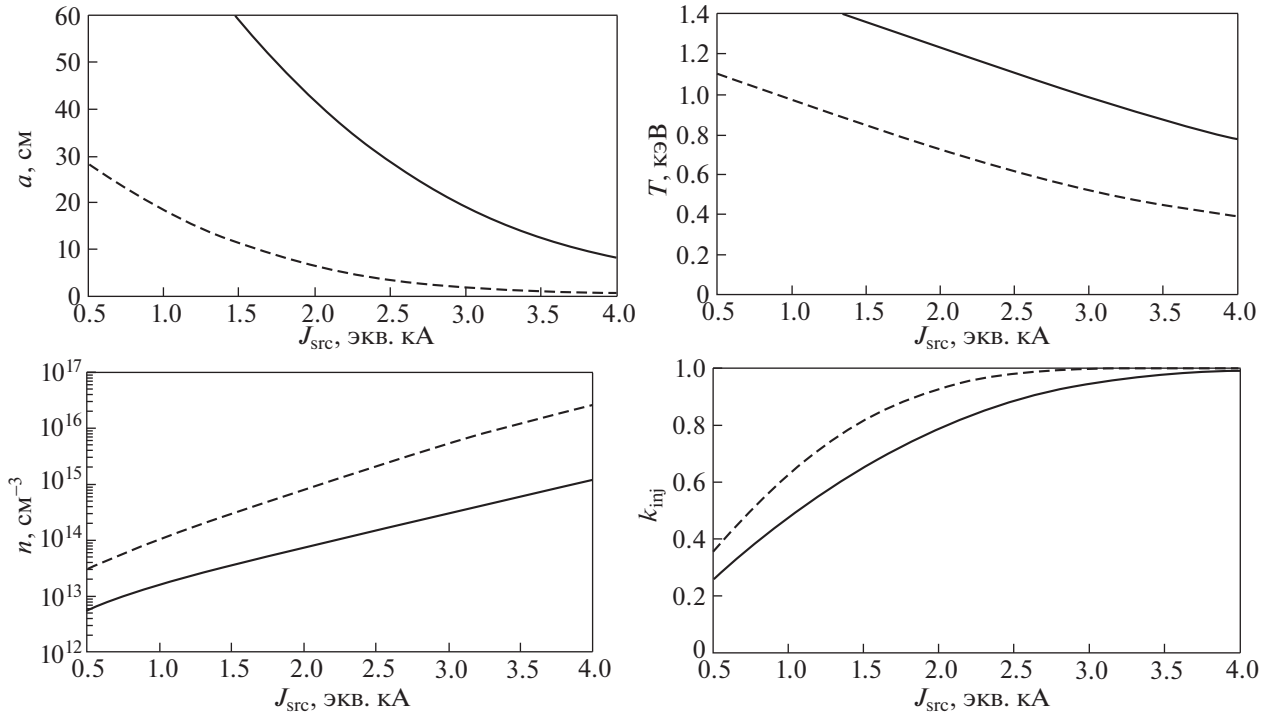


Рис. 20. Пример зависимости радиуса диамагнитного пузыря, концентрации и температуры электронов мишенной плазмы и эффективности захвата от темпа ввода мишенных ионов. Параметры: магнитное поле в пробке и центральной секции $B_{\max} = 20$ Т и $B_v = 0.5$ Т, расстояние между пробками $L = 8$ м, мощность нейтральной инжекции $P_{\text{inj}} = 24$ МВт (сплошные кривые) и 12 МВт (пунктир), энергия инжекции 30 кэВ. При расчете коэффициента захвата использовались следующие сечения [76]: $\sigma_{\text{ex}} = 2.79 \times 10^{-16}$ см², $\sigma_{v_e/v_a} \approx 10^{-16}$ см², $\sigma_{ii} \approx 10^{-16}$ см², $\sigma_{ii} \approx 5 \times 10^{-16}$ см².

редачей энергии мишенной плазме посредством торможения ионов на электронах

$$\frac{B_v^2}{8\pi} \pi a^2 L \sim k_{\text{inj}} P_{\text{inj}} \tau_d, \quad (8)$$

где L — расстояние между пробками и B_v — вакуумное магнитное поле. Комбинируя (7) и (8), можно оценить радиус диамагнитного пузыря при заданном магнитном поле, мощности инжекции и поддува газа

$$a \sim 6\sqrt{\pi} \frac{1}{\Lambda L} \frac{B_v}{B_{\max}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{3/2} \left(\frac{m_i c}{e B_v} \right)^3 \frac{m_e c^2}{e^2} \frac{1}{c^4} \left(\frac{2T_e}{m_i} \right)^{7/2},$$

$$T_e \sim \frac{1}{8} \frac{k_{\text{inj}} P_{\text{inj}}}{J_{\text{src}}}.$$

Здесь Λ — кулоновский логарифм. Отметим, что $e^2/m_e c^2 \approx 3 \times 10^{-13}$ см есть классический радиус электрона.

Эффективность захвата удовлетворяет уравнению

$$k_{\text{inj}} = 1 - \exp(-\sigma n_i a) \sim 1 - \exp\left(-\frac{\sigma}{2\pi} \frac{e B_{\max}}{c} \frac{8 J_{\text{src}}^2}{k_{\text{inj}} P_{\text{inj}}}\right),$$

где $\sigma = \sigma_{\text{ex}} + (\sigma v)_e/v_a + \sigma_{ii}$, здесь σ_{ex} — сечение резонансной перезарядки быстрых нейтралов на мишенных ионах, $(\sigma v)_e$ — константа скорости ударной ионизации электронами, σ_{ii} — сечение ионизации при ион-ионных столкновениях, v_a — скорость инжектируемых нейтральных атомов.

На рис. 20 приведен пример зависимости радиуса диамагнитного пузыря и концентрации мишенных ионов от темпа ввода мишенной плазмы при заданной мощности инжекции. Наблюдается сильная зависимость радиуса пузыря и концентрации мишенной плазмы от мощности поддува. При увеличении J_{src} растет концентрация мишенной плазмы, при этом увеличивается торможение быстрых ионов на электронах и растут продольные потери, поэтому полное содержание энергии уменьшается. Отметим, что при $B_v = 0.5$ Т и энергии инжекции 30 кэВ концентрация быстрых ионов в режиме диамагнитного удержания порядка 5×10^{13} см⁻³, а ларморовский радиус быстрых ионов примерно равен 4 см. При этом заложенные в нуль-мерную модель предположения, что плотность мишенных ионов много больше плотности быстрых ионов и радиус пузыря боль-

ше ларморовского радиуса быстрого иона, заведомо нарушаются при $n_i < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $a < 4 \text{ см}$.

В переходном слое на границе плазма–вакуум средние скорости ионов и электронов отличаются (т.к. течет диамагнитный ток), и имеются значительные градиенты плотности и давления плазмы. Кроме того, в ГДМЛ функция распределения ионов будет существенно отличаться от максвелловской из-за использования атомарной инжекции для создания и поддержания разряда. Все это может провоцировать возбуждение кинетических неустойчивостей и аномальных потерь помимо описанных выше “классических” потерь. Систематические данные о кинетических неустойчивостях в осесимметричных открытых ловушках с мощной атомарной инжекцией и $\beta \approx 1$ в настоящее время отсутствуют; основные данные получены на установке C-2W. В данной установке производится внеосевая инжекция в плазму атомарных пучков с энергией 15–40 кэВ и суммарной мощностью 13 МВт в предварительно созданную конфигурацию с обращенным полем [47]. В основном на указанной установке в плазме наблюдаются мелкомасштабные дрейфовые неустойчивости с широким пространственным спектром, сосредоточенные вблизи сепаратрисы и бегущие в азимутальном направлении. Отмечается, что дрейфовые неустойчивости не влияют на динамику быстрых ионов, поскольку радиус орбит ионов значительно превышает азимутальную длину волны неустойчивостей. Кроме того, в C2-W наблюдаются электромагнитные неустойчивости в плазме с частотой порядка ионно-циклотронной, предположительно связанные с возбуждением альфвеновских [137] либо бернштейновских [138] волн, при этом эти волны не влияют на энергосодержание популяции быстрых ионов. Отсутствие аномальных потерь быстрых ионов в плазме может быть связано с тем, что при использовании внеосевой атомарной инжекции большая часть быстрых ионов удерживается абсолютно, при этом угловое рассеяние должно слабо влиять на их темп потерь (в отличие от эксперимента по попытке обращения поля на установке 2ХПВ [100], где из-за использования квадрупольных МГД-стабилизаторов осевая симметрия отсутствовала). Имеющиеся в настоящее время данные позволяют предполагать, что в осесимметричной диамагнитной ловушке связанные с микронеустойчивостями плазмы аномальные потери могут быть уменьшены до приемлемого уровня. Детальное изучение кинетических неустойчивостей в плазме с $\beta \sim 1$ и методов их стабилизации планируется при проведении поддерживающих экспериментов на установках ГДЛ и КОТ [8].

Экспериментальное исследование режима диамагнитного удержания является одной из за-

дач первой очереди ГДМЛ. Расчеты кодом ДОЛ показывают (см. разд. 3.2) возможность достижения $\beta > 0.7$ в режимах с низким поддувом газа и умеренным магнитным полем (примерно 0.3 Т), что можно интерпретировать как переход к диамагнитному удержанию. Для увеличения плотности предусмотрена возможность поворота инжекторов в вертикальной плоскости (см. разд. 2.2) для проведения внеосевой инжекции, когда центр ларморовской орбиты быстрого иона примерно совпадает с осью ловушки. Также в ГДМЛ предусмотрен режим со ступенчатым подъемом магнитного поля (см. разд. 2.1), в котором планируется переход в режим диамагнитного удержания при умеренном магнитном поле (примерно 0.3 Т) с последующим подъемом поля до 1.5 Т; по мере подъема поля ожидается увеличение запасенной в плазме энергии. Переход в режим диамагнитного удержания, по-видимому, потребует решения проблем, связанных с МГД-устойчивостью и аномальными переносами в переходном слое. Для МГД-стабилизации планируется использование комбинации вихревого удержания и вмороженности магнитного поля в проводящую стенку (см. разд. 3.4). Подавление аномальных переносов потребует, вероятно, управления профилем вакуумного магнитного поля, распределением потенциала в переходном слое и газонапуском. Оценки показывают, что при переходе в режим диамагнитного удержания плазмы можно ожидать увеличения времени жизни частиц (и запасенной в плазме энергии) на порядок.

4.2. Многопробочное и геликоидальное удержание плазмы

Модульная конструкция открытых плазменных ловушек позволяет использовать дополнительные секции магнитной системы, специально предназначенные для уменьшения продольных потерь. В данном разделе будут рассматриваться предложения по использованию секций с периодическим магнитным полем для подавления продольных потерь частиц и энергии в проекте открытой ловушки нового поколения. При этом центральная часть (газодинамическая либо диамагнитная ловушка, в которой производится нагрев плазмы) остается без изменений. Таким образом, предполагается, что параметры плазмы в ловушке будут постепенно улучшаться по мере развития магнитной системы и добавления новых специализированных модулей.

В данном разделе мы для простоты будем предполагать, что в пробки центральной ловушки вылетает квазинейтральный поток термодинамически равновесной плазмы. Такое предположение будет являться справедливым для режима чисто газодинамического истечения плазмы. При

увеличении температуры плазмы и соответствующем росте длины свободного пробега ионов (переход в кинетический режим удержания) будет наблюдаться депопуляция функции распределения в области малых поперечных скоростей, поскольку вылет частиц из ловушки будет соответствовать слабой диффузии внутрь конуса потерь в пространстве скоростей.

При рассмотрении работы центральной ловушки в режиме имитации источника нейтронов с двухкомпонентной плазмой мы будем предполагать, что быстрые ионы успевают термализоваться до того, как они рассеются до вылета в конус потерь. Далее в этом разделе наличие быстрых ионов в центральной ловушке будет игнорироваться; соответственно этому в качестве параметра относительного давления β будет подразумеваться только величина, относящаяся к потоку теплой плазмы. Усиление анизотропии функции распределения ионов в пространстве скоростей при переходе в кинетический режим удержания в центральной ловушке несомненно окажет влияние на эффективность подавления продольных потерь. Точное предсказание величины такого эффекта в магнитной системе конечной длины возможно только в результате численного моделирования при помощи специализированного кода, который еще только предстоит разработать. Поэтому в данном разделе мы ограничимся простыми численными оценками для понимания физики работы многопробочных и геликоидальных магнитных секций.

4.2.1. Принципы многопробочного удержания плазмы. Многопробочная схема магнитного удержания плазмы применительно к проблеме управляемого термоядерного синтеза была впервые предложена в начале 1970-х годов [11, 12]. Подробный обзор исследований многопробочного удержания, экспериментальные результаты и предложения реакторов, основанных на этой схеме, приведен в обзорах [34, 139]. В многопробочной ловушке магнитное поле периодически изменяется вдоль оси, образуя своего рода цепочку элементарных пробкотронов (ячеек многопробочной ловушки). Введем величину гофрировки поля (пробочное отношение ячеек многопробочной ловушки) в виде $R_{mm} = B_{max}/B_{min}$, где B_{max} и B_{min} — максимальная и минимальная магнитная индукция в каждой ячейке. В зависимости от глубины гофрировки, условно различают ловушки со слабой гофрировкой $R_{mm} - 1 \ll 1$, ловушки с умеренной гофрировкой $R_{mm} - 1 \sim 1$ и ловушки с сильной гофрировкой $R_{mm} \gg 1$. Отметим, что для целей данной работы интерес представляют только два последних случая.

В каждой ячейке многопробочной плазменной ловушки имеется две популяции ионов: пролетные, у которых питч-угол по отношению к маг-

нитному полю мал, и запертые в локальных пробкотронах, у которых питч-угол достаточно велик. Пролетные частицы при рассеянии переходят в запертые и начинают совершать колебания, отражаясь от магнитных пробков. К моменту следующего рассеяния они вылетают с равной вероятностью в обоих направлениях. В результате продольное движение ионов вместо простого разлета вдоль магнитного поля становится диффузионным, а время жизни частиц при оптимальных условиях существенно возрастает по сравнению с временем свободного разлета плазмы вдоль солениоида

$$t \sim \frac{L^2}{v_{Ti} l} (R_{mm} - 1)^2 = N (R_{mm} - 1)^2 \tau_0, \quad (9)$$

где v_{Ti} — тепловая скорость ионов, l — период многопробочной системы, N — число периодов многопробочной системы, а τ_0 — время пролета системы с тепловой скоростью.

Многопробочная ловушка эффективно работает в относительно небольшом пространстве параметров плазмы. Оптимальным условием является соизмерность эффективной длины элементарного пробкотрона и длины свободного пробега иона. Для случая умеренной гофрировки это сводится к простому условию $\lambda = l$ (для перехода пролетной частицы в запертые и ее временного захвата в какой-то ячейке многопробочной системы требуется рассеяние на угол порядка единицы), для случая сильной гофрировки — к условию $\lambda = R_{mm} l$ (для захвата пролетной частицы достаточно рассеяния на угол порядка угла раствора конуса потерь).

Особенностью схемы многопробочного удержания является то, что величина полезного эффекта (трение пролетных ионов о локально-запертые) определяется скоростью рассеяния ионов по питч-углу. Любой процесс, приводящий к увеличению в плазме частоты столкновений ионов, является выгодным с точки зрения осуществимости многопробочного термоядерного реактора. Более подробно эта тема будет обсуждаться в п. 4.2.3.

4.2.2. Выбор параметров многопробочной системы. Существенное усложнение конструкции установки при добавлении в ее состав секций с многопробочным магнитным полем может быть оправдано, если такие секции смогут обеспечить уменьшение продольных потерь частиц и энергии плазмы в 3–10 раз по сравнению с временем жизни, обеспечиваемым собственно центральной ловушкой. Учитывая то, что в системе конечной длины только часть ячеек гофрированного поля может работать при условиях, близких к оптимальным, целесообразно рассматривать общее количество периодов гофрировки в каждой секции $N = 10$ –20. При этом полная длина секций

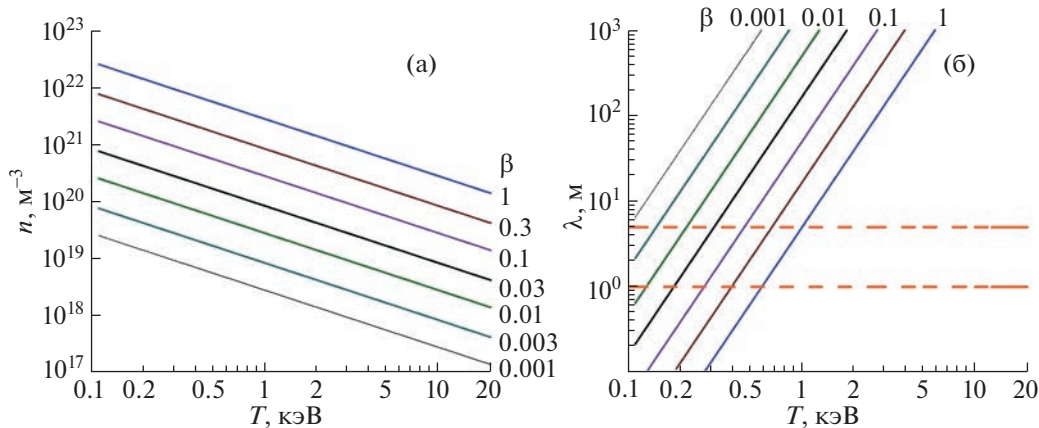


Рис. 21. Зависимости плотности (А) и классической длины свободного пробега (В) от температуры для плазмы с фиксированной величиной β . Расчет проведен для равновесной плазмы, удерживаемой в магнитном поле $B = 1.5$ Тл. Величины β указаны у соответствующих кривых. Пунктирными линиями указаны значения $\lambda = 1$ м (оптимальная при $l = 1$ м и $R_{\text{mm}} = 1$) и $\lambda = 5$ м (оптимальная при $l = 1$ м и $R_{\text{mm}} = 5$).

гофрированного поля должна быть соразмерной длине центральной ловушки. Из этих двух требований получают ориентировочные параметры многопробочной секции: период гофрировки $l \approx 1$ м, полная длина $L_{\text{mm}} \approx 15$ м. Данные параметры должны быть уточнены при непосредственном проектировании многопробочных секций.

Перечень физических задач, решаемых на разных этапах развития модульной открытой ловушки нового поколения, предполагает возможность варьирования параметров плазмы в широких пределах. На рис. 21 приведены зависимости плотности плазмы (часть А) и классической длины свободного пробега ионов (часть В) от температуры, рассчитанные для плазмы с фиксированным относительным давлением β , удерживаемой в центральной ловушке в ведущем магнитном поле 1.5 Тл. Поэтому параметр β на этом рисунке относится только к давлению тепловой компоненты, давление быстрых ионов здесь не учитывается. Расчет производился по формулам из [140]. На первом этапе работы ГДМЛ магнитное поле в центральной ловушке может быть меньшим. Графики для $\beta \approx 0.01$ при $B = 1.5$ Тл будут соответствовать $\beta \approx 0.1$ при $B = 0.5$ Тл и $\beta \approx 0.3$ при $B = 0.3$ Тл; соответственно могут быть пересчитаны и зависимости для других параметров.

Анализ рис. 21 показывает, что выгода от использования секций с многопробочным магнитным полем существенно зависит от сценария эксперимента. В основном сценарии моделирования параметров нейтронного источника с двухкомпонентной плазмой предполагается работа с параметрами тепловой плазмы $n \sim 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 1$ кэВ (соответствует относительному давлению тепловой компоненты $\beta \sim 0.3$ при $B = 0.3$ Тл). Классическая длина рассеяния ионов в таком режиме

составляет сотни метров. Тем самым, торможение потока многопробочной секцией как при умеренной ($R_{\text{mm}} = 1 \sim 1$), так и при сильной ($R_{\text{mm}} = 5$) гофрировке требует аномального рассеяния ионов.

С точки зрения реакторных перспектив открытой плазменной ловушки, работающей в режиме диамагнитного удержания, важным является обеспечение процесса перехода от газодинамического удержания с $\beta \sim 0.3$ в режим диамагнитного пузыря с $\beta \approx 1$ при разумной мощности инжекции. Возможным сценарием для этого случая является создание на первой фазе эксперимента плотной однокомпонентной плазмы, параметры которой попадают в диапазон эффективной работы многопробочных секций (например, $n \sim 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 200$ эВ при $B = 0.3$ Тл). Затем на второй фазе происходит синхронное увеличение плотности и температуры плазмы в центральной ловушке до завершения процесса диамагнитного расширения плазмы, и только после этого на третьей фазе реализуется переход к удержанию двухкомпонентной плазмы при постепенном синхронном снижении концентрации и увеличении температуры при постоянной величине β . Без учета аномальной столкновительности на третьей фазе многопробочные секции будут постепенно терять эффективность из-за увеличения длины свободного пробега ионов тепловой плазмы, однако, продольные потери будут уже иметь приемлемую величину и без многопробочных секций из-за увеличившегося эффективного пробочного отношения в диамагнитной ловушке. Возникающий вопрос о необходимости системы точного управления балансом между подпиткой веществом и мощностью, вкладываемой в плазму, в любом случае должен быть решен для

успешной реализации идеи диамагнитной ловушки.

Физика работы многопробочных секций заключается в том, чтобы за счет рассеяния ионов на малый угол временно захватить пролетную частицу в локальный пробкотрон, и при следующем столкновении вернуть ее с вероятностью 50% в сторону центральной ловушки. Из этого вытекает важное техническое требование: магнитная индукция в пробках многопробочной системы должна быть не меньше, чем в основных пробках центральной ловушки. Пробочное отношение в гофрированной части следует выбирать максимально возможным (с учетом негативного влияния на устойчивость) для того, чтобы при заданном периоде гофрировки расширить работоспособность многопробочных секций в область высоких плазменных температур. Естественным минимумом поля при этом является такая же индукция, как и в центре основной ловушки. Данное решение, однако, в реальной конструкции может оказаться неоптимальным из-за ухудшения устойчивости плазмы (см. разд. 4.2.4).

Указанные требования к магнитному полю позволяют использовать в многопробочных секциях с фиксированным пробочным отношением катушки с конструкцией, близкой к конструкции пробочных узлов центральной ловушки, которые будут созданы на первом этапе сооружения новой установки.

4.2.3. Способы расширения доступного диапазона параметров плазмы. В предыдущем разделе обсуждались перспективы применения многопробочных секций при классическом рассеянии частиц плазмы. При повышении температуры плазмы до нескольких сот электронвольт для выполнения условия $\lambda = R_{mm}l$ длина ячейки многопробочной системы становится неприемлемо большой. Тем не менее, можно сделать многопробочные секции достаточно эффективными и для редкой горячей плазмы. Для этого нужно сделать так, чтобы рассеяние ионов в этих секциях было более быстрым по сравнению с рис. 21. Рассеяние может происходить как за счет кулоновских столкновений в плазме с измененными параметрами, так и при взаимодействии пролетных ионов с электромагнитными волнами в плазме. Изменение частоты кулоновских столкновений может быть достигнуто следующими путями:

1. Газонапуск в конце многопробочной секции. Принудительно повышается плотность и снижается температура плазмы на части многопробочной системы. Недостатком метода является охлаждение электронов плазмы в центральной части и, тем самым, снижение коэффициента плазменного усиления Q .

2. Напуск в многопробочные секции небольшого количества примеси со средним атомным

номером Z (неон, кремний). При этом частота столкновений увеличивается как $\nu \sim \sum n_z Z_i^2$, где n_z и Z_i — концентрации и зарядовые числа соответствующих примесей. Снижение длины свободного пробега с $\lambda \sim 300$ м до $\lambda \sim 1\text{--}5$ м требует повышения частоты столкновений в 60–300 раз по сравнению с чисто водородной плазмой. При зарядовом числе иона примеси $Z = 14$ (полностью ионизированный кремний) локальная относительная плотность примеси должна достигать $n_z/n_H \approx 0.3$. Такое предложение численно исследовалось в [141] применительно к многопробочному реактору. Экспериментального подтверждения нет. Недостатком метода также является охлаждение электронов плазмы в центральной части и, тем самым, снижение коэффициента плазменного усиления Q .

Аномальное рассеяние частиц возможно при развитии в плазме турбулентности с достаточно высоким среднеквадратичным значением электрического поля. Экспериментальные наблюдения аномального рассеяния частиц выполнялись только для определенных типов волн и источников их возбуждения. В ранее проведенных экспериментах аномальная столкновительность детально изучалась только при предельно высоких уровнях мощности накачки турбулентности. Из этого следует, что важной экспериментальной задачей программы многопробочных секций ГДМЛ будет являться исследование механизмов аномального рассеяния ионов при умеренной мощности накачки.

Для максимальной эффективности многопробочных секций необходима частота столкновений, обеспечивающая равенство длины свободного пробега и периода многопробочного поля

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_{Ti}/l.$$

Здесь ν_{eff} — эффективная частота столкновений, ν_{Ti} — тепловая скорость ионов.

Эта частота рассеяния ионов мала по сравнению с ионной циклотронной частотой Ω_i ; для $T = 1$ кэВ, $l = 1$ м значение частоты рассеяния составляет $\nu_{\text{eff}} \approx 5 \times 10^5 \text{ с}^{-1} < 10^{-2} \omega_{Bi}$. Средняя мощность, передаваемая одному рассеиваемому иону, может быть оценена как:

$$P_i \sim m_i (1 - \kappa) \nu_{\text{eff}} \nu_{Ti} \delta v \sim m_i (1 - \kappa) \nu_{\text{eff}} \nu_{Ti}^2, \quad (9a)$$

здесь κ — доля запертых частиц в многопробочном поле.

Формально мощность (9a) может быть большой — порядка мощности продольных потерь из центральной секции. Тем не менее, эта мощность идет на нагрев ионов и, в случае эффективного подавления потерь многопробочными секциями, возвращается в центральную секцию. Полезно сравнить мощность (9a) с характерной мощно-

стью накачки колебаний, приводящих к рассеянию ионов. Поскольку механизмы этих колебаний могут быть различными, остановимся для определенности на случае винтовой ловушки (см. разд. 4.2.4). Основным отличием “бегущей” гофрировки от систем со стационарным магнитным полем будет наличие доли запертых частиц, движущихся навстречу потоку плазмы со скоростью v_z . В случае винтовой ловушки эта скорость пропорциональна шагу винта l и частоте вращения в скрещенных полях: $v_z = l\omega E \times B/2\pi$. В общем случае эта скорость может выбираться произвольно.

Для вращающейся плазмы в винтовом магнитном поле источником энергии служит радиальное электрическое поле, вызывающее вращение. Энергия внешнего источника через запертые ионы и переменное электрическое поле передается рассеиваемым ионам. Энергия, содержащаяся в захваченных частицах, пропорциональна их доле и кинетической энергии одного иона, движущегося со скоростью движения магнитных возмущений

$$W_{\text{trapped}} \sim \kappa v_z^2.$$

Тогда обратное характерное время, за которое энергия должна передаваться от захваченных ионов к волне, составляет

$$\tau \sim \frac{W_{\text{trapped}}}{P_i} \sim v_{\text{eff}}^{-1} \frac{\kappa}{1 - \kappa v_{Ti}^2} v_z^2.$$

Обезразмерим это время на ионную циклотронную частоту

$$\tau \Omega_i \sim \frac{\Omega_i}{v_{\text{eff}}} \frac{\kappa}{1 - \kappa v_{Ti}^2} v_z^2.$$

Данная величина имеет смысл числа ионных циклотронных периодов, за которое захваченный ион должен отдать энергию волне. Разумная оценка для квадрата отношения скоростей составляет

$$v_z^2/v_{Ti}^2 \sim 5-10.$$

Тем самым, передача энергии должна происходить достаточно медленно, и рассеяние не запрещено с энергетической точки зрения при доле запертых частиц $\kappa \sim 10^{-2}$. Возникновение аномального рассеяния будет приводить к росту доли запертых частиц и повышать собственную эффективность, что формирует положительную обратную связь для данного процесса.

Стоит отметить, что для эффективной передачи энергии в поперечную компоненту скорости пролетных ионов важен инкремент и пространственный спектр наиболее неустойчивого колебания для выбранного механизма аномального рассеяния. Эти вопросы требуют эксперимен-

тального ответа, полученного в условиях, релевантных параметрам ГДМЛ.

На сегодняшний день экспериментально показаны два метода возбуждения аномальной столкновительности.

1. Возбуждение мелкомасштабной ленгмюровской турбулентности при инжекции электронного пучка. Как было показано в [142, 143], при таком процессе происходит турбулентное подавление продольной электронной теплопроводности. Это означает наличие, помимо высокочастотных ленгмюровских колебаний, достаточно низкочастотных электрических полей, вызванных, скорее всего, возникающими при турбулентности флуктуациями плотности. Эти поля могут приводить и к дополнительному рассеянию ионов. К трудностям этого метода следует отнести два обстоятельства. Во-первых, указанный метод возбуждения сильной ленгмюровской турбулентности был продемонстрирован для достаточно мощных импульсных электронных пучков. Требуется экспериментальное исследование возможности достижения интенсивного пучково-плазменного взаимодействия при разумной мощности квазистационарных электронных пучков. Во-вторых, требуется поиск такого режима инжекции пучка, при котором пучково-плазменное взаимодействие было бы локализовано только в многопробочных секциях, не захватывая центральную ловушку, в которой дополнительное рассеяние ионов недопустимо. В-третьих, создание технологии генерации электронных пучков, работоспособной в условиях мощного встречного потока плазмы, является отдельной и неочевидной научно-технической задачей.

2. Возбуждение крупномасштабной баунс-неустойчивости на слабозапертых ионах в ячейках многопробочной секции. Такая неустойчивость была впервые обнаружена экспериментально на установке ГОЛ-3 [31] и затем исследована теоретически в [144]. На установке ГОЛ-3 наблюдалось самопроизвольное возникновение баунс-неустойчивости в областях с большим градиентом давления плазмы. При этом скорость расширения плазмы, по-видимому, превышала порог развития неустойчивости, неустойчивость поддерживалась в течение всего времени, пока существовал достаточно большой продольный поток плазмы. Не исключено, что порог самопроизвольного развития баунс-неустойчивости окажется слишком высоким для того, чтобы этот эффект можно было использовать в том виде, в котором он наблюдался на ГОЛ-3. Однако существует возможность принудительной раскачки баунс-колебаний на резонансной частоте при помощи антенны. Для этого требуется не только создание соответствующей экспериментальной техники, но и достаточно точный кон-

троль параметров плазмы в многопробочных секциях для передачи их в систему автоматической подстройки ВЧ-генератора.

Таким образом, методы сокращения эффективной длины свободного пробега ионов существуют, однако ни один из них на текущий момент не является полностью подтвержденным. Требуется экспериментальное исследование этих методов, которое должно являться одной из научных задач проекта ГДМЛ.

4.2.4. Влияние многопробочных секций на устойчивость плазмы. Помимо положительного влияния на время продольного удержания плазмы, секции с многопробочным магнитным полем одновременно ухудшают общую МГД-устойчивость плазмы в ловушке. Каждая многопробочная секция является набором из большого количества элементарных простейших пробкотронов, которые, как известно, являются МГД-неустойчивыми [145]. Более того, при сильной гофрировке с $R_{mm} \gg 1$, приближающуюся к величине пробочного отношения в центральной ловушке, средняя кривизна силовой линии в многопробочной секции и, следовательно, величина отрицательного вклада этих секций в общий интеграл устойчивости, будет существенно большей, чем вклад от центральной ловушки.

Для оценки МГД-устойчивости области удержания используем критерий Розенблюта–Лонгмайера [145]

$$\int \frac{\kappa(p_{\perp} + p_{\parallel})}{rB^2} dl = \frac{1}{8\pi} \int (\kappa/r)(\beta_{\perp} + \beta_{\parallel}) dl > 0.$$

В параксиальном приближении $r = r_0(B_0/B)^{1/2}$ и $\kappa = d^2r/dz^2$, при этом $\kappa/r = (3/4)((B'/B)^2 - 2B''/B)$. Таким образом, в параксиальном приближении критерий можно переписать в виде

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{8\pi} \int \frac{2}{\sqrt{B}} \frac{3}{4} \left(\frac{B'}{\sqrt{B}} \right)' (\beta_{\perp} + \beta_{\parallel}) dl = \\ & = \frac{1}{8\pi} \int \sqrt{B} (1/\sqrt{B})'' (\beta_{\perp} + \beta_{\parallel}) dl > 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Поле в многопробочной секции аппроксимируем функцией $B(z) = (B_{\max} + B_{\min})/2 + (B_{\max} - B_{\min})\cos(2\pi z/L)/2$. Тогда интеграл (10) в многопробочной секции можно записать в виде (полагая давление постоянным)

$$\begin{aligned} & \int \frac{\kappa(p_{\perp} + p_{\parallel})}{rB^2} dl \approx \\ & \approx N \frac{p_{\perp} + p_{\parallel}}{B_{\max}^2} \int_0^l \sqrt{B} (1/\sqrt{B})'' \frac{dl}{B^2/B_{\max}^2} = \\ & = N \frac{p_{\perp} + p_{\parallel}}{lB_{\max}^2} \int_0^1 \sqrt{b} (1/\sqrt{b})'' \frac{dl}{b(x, R_{mm})^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

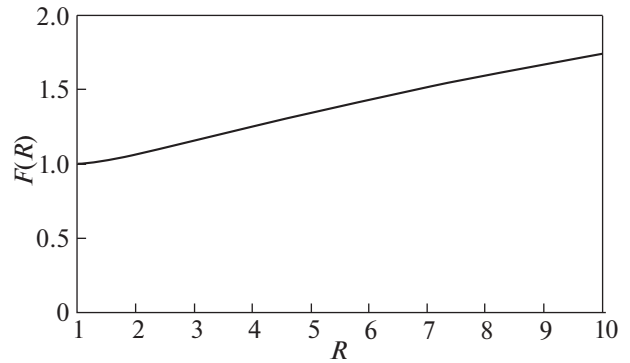


Рис. 22. График функции (12).

здесь N – число ячеек, l – длина ячейки, $R_{mm} = B_{\max}/B_{\min}$ – пробочное отношение, $b(x, R) = (1 + 1/R)/2 + (1 - 1/R)\cos(2\pi x)/2$. При $R_{mm} - 1 \ll 1$ интеграл приближенно равен $-(3\pi^2/32)(R_{mm} - 1)^2 \approx -(R_{mm} - 1)^2$, поэтому удобно ввести функцию

$$F(R) = -\frac{32}{3\pi^2} \frac{1}{(R-1)^2} \int_0^1 \sqrt{b} (1/\sqrt{b})'' \frac{dl}{b(x, R)^2}. \quad (12)$$

График функции $F(R)$ изображен на рис. 22. Видно, что эта функция порядка единицы и слабо меняется при изменении пробочного отношения.

Окончательно интеграл (11) можно записать в виде

$$\begin{aligned} & \int \frac{\kappa(p_{\perp} + p_{\parallel})}{rB^2} dl \approx -\frac{\beta_{\perp} + \beta_{\parallel}}{8\pi} \frac{N}{l} \frac{3\pi^2}{32} \\ & \times (R_{mm} - 1)^2 F(R_{mm}) \approx -\frac{\beta_{\perp} + \beta_{\parallel}}{8\pi} \frac{N}{l} (R_{mm} - 1)^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Для учета вклада второй многопробочной секции его значение нужно умножить на два. Поскольку смыслом создания многопробочных секций магнитной системы является подавление потока плазмы вдоль магнитного поля, то оценка (13) является заведомо завышенной, она может использоваться в качестве пессимистического ориентира. Причиной является то, что давление плазмы постепенно понижается от центра к торцу установки и, тем самым, вклад концевых секций в интеграл устойчивости оказывается существенно меньше того, который принят для формулы (13). При оптимальном режиме работы многопробочной системы ожидаемое распределение давления по длине похоже на лесенку, в которой внутри каждого периода гофрировки давление плазмы меняется слабо, а скачки плотности и амбиполярного потенциала локализованы вблизи пробков [146, 147].

Оценим длину многопробочных секций, при которых их дестабилизирующий вклад в интеграл (13) сравняется с вкладом от центральной секции

ловушки. При скорости поддува газа с эквивалентным током 2.4 кА, относительном давлении плазмы $\beta = 0.1$, плотности теплой плазмы в пробке $6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ интеграл (10) равен $-3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. При пробочном отношении $R_{\text{mm}} = 2$ и расстоянии между пробками 1 м вклад многопробочных секций (13) сравнивается с вкладом области удержания при числе ячеек $N \approx 400$. Даже при сильной гофрировке $R_{\text{mm}} = 5$ допустимое число многопробочных ячеек составляет $N \approx 25$, что представляется достаточным для задач экспериментальной программы.

4.2.5. Удержание винтовыми пробками. Схема винтового удержания предполагает создание ведущего магнитного поля с винтовой (геликоидальной) симметрией. В подобной геометрии вдоль каждой силовой линии возникают периодические максимумы магнитного поля, образующие многопробочную систему. Как уже отмечалось ранее, при использовании техники вихревого удержания для ограничения поперечных потерь, плазма вращается вокруг оси в скрещенных электрическом и магнитном полях. Использование многопробочных секций с винтовой симметрией магнитного поля позволяет повысить эффективность удержания за счет создания дополнительной силы, зависящей от взаимного направления вращения плазмы и спиральности магнитного поля. Аналогично классическому многопробочному удержанию, между максимумами магнитного поля возникает популяция запертых частиц. На соседних силовых линиях магнитные пробки смещены вдоль продольной координаты. В системе отсчета, вращающейся синхронно с плазмой, максимумы магнитного поля движутся вдоль оси установки со скоростью, зависящей от шага спирали [35, 148].

$$v_z = \frac{hcE_r}{2\pi aB_z},$$

где h — шаг спирали, E_r — радиальное электрическое поле, a — радиус плазменного шнура, B_z — ведущее магнитное поле. При разумных геометрических параметрах и электрическом поле $E_r \sim T_e/a$ скорость движения магнитных возмущений может быть сравнима с ионно-звуковой скоростью. В случае, если длина свободного пробега частицы относительно рассеяния в конус потерь мала по сравнению с длиной системы, конус потерь каждой отдельной ячейки многопробочного поля заполняется. Вариации поля передают импульс захваченным частицам; те, в свою очередь, создают тормозящую силу, действующую на плазму в целом.

Направление действия силы определяется тремя независимыми параметрами: направлениями ведущего магнитного и радиального электрического полей и правой либо левой симметрией

винтового поля. Тем самым, выбор симметрии позволяет перекачивать плазму в сторону центральной ловушки в обеих концевых секциях.

Глубина гофрировки магнитного поля в системе с винтовой симметрией переменна по радиусу. Гофрировка на магнитной оси отсутствует и в оптимальном случае возрастает квадратично с радиусом [149].

Длина ловушки, необходимая для подавления потерь в многопробочной ловушке движущимися пробками в e раз, оценена в [13] как

$$\Lambda = \frac{D}{kv_z} \approx \frac{\lambda v_{Ti}}{kv_{ii}} \left(\frac{4\pi a^2}{\rho_u h} \right),$$

где D — эффективный коэффициент диффузии для продольного распространения плазмы в многопробочной ловушке, $\kappa \propto \sqrt{R_{\text{mm}}}$ — доля запертых частиц, R_{mm} — глубина гофрировки, λ — длина свободного пробега, ρ_u — ларморовский радиус, вычисленный по величине приложенного радиального напряжения.

Аналитическая модель продольного и радиального транспорта частиц представлена в [13]. В [150] приведена оценка радиального электрического поля, необходимого для требуемой эффективности подавления продольного потока плазмы. Приведенные оценки показывают, что для практически значимых параметров при $\kappa \neq 0$ величина требуемого электрического поля составляет $E_r \sim (3-4)T_e/ea$. Разность потенциалов между осью и периферией плазмы $U \sim 4T_e$ представляется реализуемой в условиях ГДМЛ и может быть совместимой с режимом вихревого удержания.

В [13] было также показано, что при отрицательном потенциале на оси плазменного шнура возникает неоклассический перенос ионов, необходимый для замыкания токов, который приводит к уменьшению среднего радиуса плазменного шнура (пинчеванию плазмы). Аналогичным образом проявляется неоднородность глубины гофрировки по сечению плазмы. Указанные эффекты позволяют противодействовать расширению плазмы за счет поперечной диффузии. В то же время, стягивание плазмы к центру, где популяция запертых частиц отсутствует, ограничивает предельно достижимую эффективность указанной схемы и может требовать дополнительных мер для улучшения продольного удержания.

Результаты экспериментальной проверки теории винтового удержания приведены в [14, 151, 152]. Экспериментально показано подавление продольного потока плазмы в секции с винтовым магнитным полем, соответствующее эффективному пробочному отношению $R_{\text{eff}} > 10$. Наблюдаемое распределение плотности плазмы соответствует расчетам, выполненным на основе модели

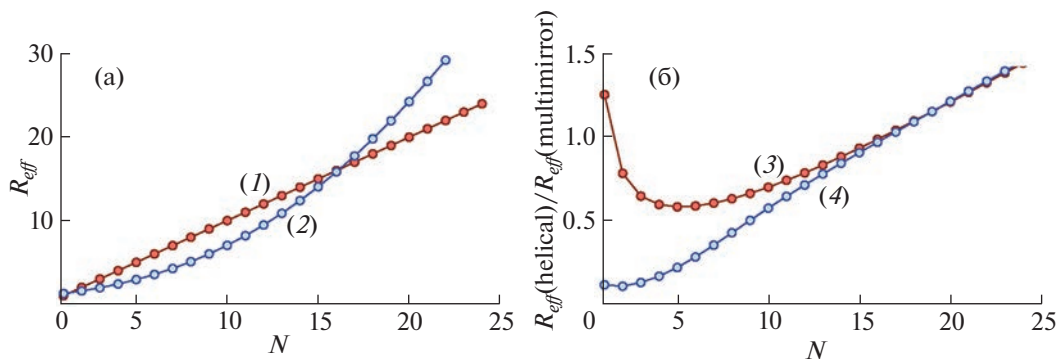


Рис. 23. (а): Расчетная зависимость эффективного пробочного отношения многопробочной (кривая 1) и винтовой (кривая 2) секций от числа периодов магнитного поля при глубине гофрировки на краю $R(a) = 2$. (б): Зависимость отношения эффективностей винтовой и многопробочной секций от числа периодов магнитного поля при глубине гофрировки на краю $R(a) = 2$ (кривая 3) и $R(a) = 5$ (кривая 4).

продольных и поперечных переносов [13]. Обнаружено как снижение максимальной плотности, так и описанное выше уменьшение среднего радиуса плазменной струи. При максимальной скорости вращения и глубине гофрировки обнаружено формирование обратного (т.е., движущегося в направлении градиента плотности) потока ионов в приосевой области плазменного шнура.

Аналитическая оценка, приведенная в [35], предсказывает большую эффективность винтового удержания по сравнению с классическим многопробочным при любой длине секции. В то же время, данная оценка неприменима для сравнения систем со схожими инженерными параметрами, поскольку предполагает равенство усредненных по сечению пробочных отношений. Поскольку локальное пробочное отношение в магнитной системе с винтовой симметрией спадает к оси, более значимым для практики сравнением будет сравнение систем с равным локальным пробочным отношением на границе плазменного шнура. На рис. 23 приведено сравнение эффективности многопробочного удержания, рассчитанной по (9), и эффективности винтового удержания, рассчитанной на основе уравнений переноса из [13]. Электронная температура принята равной $T_e = 1$ кэВ, ведущее магнитное поле $B_z = 10$ Тл, угловая скорость вращения плазмы в винтовой системе принята постоянной по радиусу и соответствует перепаду потенциалов между осью и периферией $U = 4 T_e$. Локальное пробочное отношение на периферии плазмы принято $R(a) = 2$ либо $R(a) = 5$, что отвечает $R_{\text{mm}} = 2$ либо $R_{\text{mm}} = 5$ в многопробочной системе и $R_{\text{mean}} = 1.5$ либо $R_{\text{mean}} = 3$ в винтовой системе. Длина свободного пробега принималась равной периоду магнитного поля (раздел 4.2.3). Для систем малой длины многопробочные секции более эффективны за счет большего пробочного отношения, при большой

длине большей эффективностью обладают винтовые секции. Равная эффективность систем соответствует длине $L = 10\text{--}20 l$, где l — длина периода многопробочной системы.

Выполнение условия малости длины свободного пробега по сравнению с длиной системы за счет только парных кулоновских столкновений, аналогично классическому многопробочному удержанию, невозможно. В то же время, если относительная скорость захваченных и пролетных частиц в системе с движущимися пробками превышает скорость звука c_s , возникают условия для возбуждения двухпотоковой неустойчивости, что может быть способом снизить эффективную длину свободного пробега до необходимых значений [13]. Данный механизм аномальной столкновительности в настоящее время исследуется на установке СМОЛА [152]. Косвенным признаком его наличия может служить эффективное удержание, наблюдавшееся в экспериментах при классической длине свободного пробега относительно кулоновских столкновений, сравнимой с длиной установки [152]. Еще одной теоретической возможностью снижения эффективной длины свободного пробега является стохастизация движения ионов, предложенная в [153]. Данный метод также предполагается верифицировать в эксперименте.

4.2.6. Заключение по многопробочному и геликоидальному удержанию плазмы в ГДМЛ. В этом разделе были рассмотрены два метода, позволяющие улучшить продольное удержание плазмы в ловушке при помощи дополнительных секций магнитной системы. Обе обсуждавшиеся технологии, многопробочное и геликоидальное удержание, используют магнитное поле, периодически изменяющееся вдоль оси системы. В многопробочной системе это поле аксиально-симметрично, такая система является полностью пассивной, то есть не требует дополнительного воздействия

на плазму. В геликоидальной системе магнитное поле имеет винтовую симметрию с пространственной осью. Глубина модуляции поля максимальна на периферии и стремится к нулю на магнитной оси. Поэтому такая система имеет более сильную эффективность подавления продольного течения плазмы на периферии. Помимо этого, для работы геликоидального удержания требуется обеспечить вращение плазмы. Предполагается, что для этого будут использоваться те же самые электроды и системы питания, которые нужны для стабилизации плазмы в ловушке методом вихревого удержания. Дополнительным бонусом геликоидальной системы является то, что она должна обеспечивать пинчевание плазмы к оси, т.е. является способом противодействия диффузионному расширению плазмы.

С точки зрения техники, классическая многопробочная магнитная система использует простые осесимметричные катушки, которые могут быть изготовлены практически по тем же технологиям, что и основные пробочные катушки центральной ловушки. Многопробочная система легко делается модульной. Секции с геликоидальным полем являются более сложными с точки зрения технологии производства и условий работы токонесущих обмоток. В принципе можно рассматривать секции с винтовым полем как часть магнитной системы распрямленного стелларатора, например, имеющего две спиральные обмотки по типу стелларатора LHD. Производство секций с геликоидальным полем с магнитной индукцией до величины масштаба 5 Тл при длине в несколько метров представляется выполнимой задачей.

Учитывая особенности работы и параметры магнитных систем многопробочной и геликоидальной ловушек, представляется целесообразным рассмотреть следующую структуру установки. В центре находится основная ловушка газодинамического или диамагнитного типа, в которой происходит нагрев плазмы. Ведущее поле в этой ловушке может изменяться в пределах 0.3–1.5 Тл. Секции с геликоидальным полем располагаются между центральной ловушкой и первыми магнитными пробками, магнитная индукция в них выбирается максимально возможной по имеющейся технологии так, чтобы точки остановки быстрых ионов оставались в центральной ловушке до перехода к винтовой секции. Далее располагается пробочный узел, за ним – регулярная многопробочная структура, после которой – расширитель магнитного потока и плазмоприемники. В этой схеме секция с винтовым полем будет наиболее сильно замедлять потери плазмы из переходных слоев диамагнитного пузыря (в которых и происходят основные продольные потери) и смещать обратный поток плазмы ближе к оси, а многопробочные секции будут дополнительно уменьшать

продольные потери, возвращая назад часть вылетевших в пробки частиц.

Физика работы секций с классическим многопробочным и геликоидальным магнитным полем достаточно хорошо разработана в теории. В то же время по ряду причин до сих пор отсутствует независимая экспериментальная верификация в диапазоне безразмерных параметров, соответствующих предполагаемым режимам работы открытой ловушки нового поколения. Поэтому в ИЯФ СО РАН ведутся параллельные экспериментальные программы, направленные на разработку соответствующей физической базы знаний и новых технологий удержания плазмы.

Физика многопробочного удержания в магнитной конфигурации, впервые состоящей из центральной газодинамической ловушки с многопробочными секциями для уменьшения продольных потерь, будет изучаться на установке ГОЛ-NB. Нагрев плазмы с плотностью масштаба $n \sim 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ будет осуществляться методом атомарной инжекции с суммарной мощностью двух пучков до 1.5 МВт. Описание физических задач проекта, достижимых параметров и конструкции установки приведено в [154–156]. В [157, 158] было впервые экспериментально подтверждено предсказание теории [159] о том, что нет существенных отличий при транспортировке потока сильно столкновительной плазмы через секцию сильного поля в соленоидальной и многопробочной конфигурациях. В настоящее время ведется изучение процессов накопления, нагрева и удержания плазмы в центральной ловушке при соленоидальном включении секций сильного поля [160, 161]. Программа работ на установке ГОЛ-NB предусматривает проверку идей, изложенных в разд. 4.2.3.

Проверка концепции винтового удержания проводится на установке СМОЛА, запущенной в ИЯФ СО РАН в 2017 г. [149, 150]. В экспериментах было показано наличие эффекта винтового удержания, проявляющееся в существенном снижении интегрального потока и уменьшении среднего радиуса вращающейся плазмы вдоль секции с винтовым полем [151]. Было показано повышение эффективности винтовой секции с ростом магнитного поля, средней глубины гофрировки и скорости вращения [14], что согласуется с теоретическими предположениями. Экспериментально показано подавление продольного потока плазмы в секции с винтовым магнитным полем, соответствующее эффективному пробочному отношению $R_{\text{eff}} > 10$ [152]. Наблюдаемое распределение плотности плазмы хорошо соответствует теории.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описываемая в настоящей статье ловушка нового поколения ГДМЛ является естественным следующим шагом в программе линейных магнитных ловушек, развиваемых в ИЯФ СО РАН. В основу ГДМЛ положены принципы удержания термоядерной плазмы, успешно реализованные на установках ГДЛ и ГОЛ-3.

Будучи близкой к существующей установке ГДЛ по конструкции и ряду параметров (таких как линейные размеры и энергия быстрых ионов), стартовая конфигурация ГДМЛ радикально отличается по длительности разряда (1–2 секунды против 10 миллисекунд в ГДЛ), мощности атомарной инжекции (24 МВт против 5.4 МВт) и напряженности магнитного поля в центральной секции (до 1.5 Тл против 0.35 Тл в ГДЛ). Сравнительно большая длительность разряда позволит изучать стационарные режимы (в отличие от ГДЛ, где запасенная в плазме энергия монотонно растет в течение выстрела). Большая напряженность поля и мощность атомарной инжекции позволяют даже в режимах с умеренными параметрами рассчитывать на удержание плазмы с запасенной энергией порядка 200 кДж, сотни раз превышающей запасенную энергию в плазме ГДЛ. Параметры плазмы в ГДМЛ в этих режимах приближаются к параметрам плазмы в источнике термоядерных нейтронов, пригодном для испытания конструкционных материалов.

На установке ГДМЛ планируется отработка ряда термоядерных технологий, таких как методы подпитки плазмы веществом, МГД-стабилизация плазмы с высоким относительным давлением, создание сильных постоянных магнитных полей с использованием катушек на основе современных ВТСП лент. Радикальное увеличение запасенной в плазме энергии и длительности разряда приведет к существенному потоку тепла на контактирующие с плазмой поверхности (так, согласно оценкам, сделанным на основе кода ДОЛ, в отдельных режимах на поверхности плазмоприемника ожидаются плотности мощности на уровне 10 МВт/м²), что позволит детально исследовать вопросы, связанные с взаимодействием плазма–поверхность.

В случае успешной отработки дополнительных методов подавления продольных потерь, таких как многопробочные концевые секции и диамагнитное удержание в центральной ячейке, ожидается увеличение времени удержания частиц и энергии в ловушке по меньшей мере на порядок. Это позволит моделировать источник нейтронов, пригодный для использования в качестве драйвера подкритического ядерного реактора и позволит рассмотреть перспективы создания термоядерного реактора на основе линейной магнитной ловушки.

Представленные в настоящей работе результаты получены в основном в рамках выполнения плана работ по мероприятию “Экспериментальная верификация эффективных методов удержания плазмы в существующих и перспективных линейных системах” федерального проекта “Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий” комплексной программы “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года”. Ряд исследований на установках ГДЛ, ГОЛ-НВ, КОТ и СМОЛА выполнен при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного плана НИР. Изучение устойчивости плазмы в многопробочной ловушке (разд. 4.2.4) проведено при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-12-00133; <https://rscf.ru/en/project/21-12-00133/>. Исследование улучшенного продольного удержания плазмы в линейных открытых ловушках с геликоидальным магнитным полем (разд. 4.2.C5) проводится при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-12-00133; <https://rscf.ru/en/project/22-12-00133/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будкер Г.И. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. III. С. 1.
2. Post R.F. // Proc. 2nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1-13 September 1958 V. 32 (Geneva: United Nations, 1958), p. 245.
3. Ротом Д.Д. // УФН. 1988. Т. 154. С. 565. <https://doi.org/10.1070/PU1988v031n04ABEH005747>
4. Post R.F. // Nuclear. Fusion. 1987. V. 27. № 10. P. 1579, <https://doi.org/10.1088/0029-5515/27/10/001>
5. Головин И.Н., Кадомцев Б.Б. // Атомная энергия. 1996. Т. 81. № 5. С. 364.
6. Beklemishev A., Anikeev A., Astrelin V., Bagryansky P., Burdakov A., Davydenko V., Gavrilenko D., Ivanov A., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Polosatkin S., Postupaev V., Sinitsky S., Shoshin A., Timofeev I., Tsidulko Yu. // Fusion Science and Technologies. 2013. V. 63. № 1T. P. 46. <https://doi.org/10.13182/FST13-A16872>
7. Beklemishev A., Anikeev A., Burdakov A., Ivanov A., Ivanov I., Postupaev V., Sinitsky S. // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1442. P. 147. <https://doi.org/10.1063/1.4706862>
8. Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Postupaev V.V. // Journal of Fusion Energy. 2019, V. 38. № 1. P. 162. <https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>
9. Beklemishev A.D. // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. № 8. P. 082506, <https://doi.org/10.1063/1.4960129>

10. *Beklemishev A.D.* // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771, p. 030001.
<https://doi.org/10.1063/1.4964157>
11. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рюттов Д.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. № 5. С. 320.
12. *Logan B.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., and Makhijani A.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. № 144.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.144>
13. *Beklemishev A.D.* // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. P. 040006.
<https://doi.org/10.1063/1.4964191>
14. *Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Inzhevatkina A.A., Ivanov I.A., Postupaev V.V., Burdakov A.V., Glinskiy V.V., Kuklin K.N., Rovenskikh A.F., Ustyuzhanin V.O.* // Journal of plasma physics. 2020. V. 86. N. 5. P. 905860515.
<https://doi.org/10.1017/S0022377820001245>
15. *Kotelnikov I.A., Mirnov V.V., Nagornyy V.P., Ryutov D.D.* // Proc. X Int. Conf. Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Vienna: IAEA. 1985. V. 2. P. 309.
16. *Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., Tsidulko Yu.A., Krasnopetrov V.G., Korshakov V.V.* // Proc. of 16th IEEE/NPSS Symposium Fusion Engineering, 30 Sept. 5 Oct., 1995: Proc.: in 2 pt. Danvers: Clearence center, 1995. Pt. 1. P. 66.
17. *Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., Kudryavtsev A.M., Tsidulko Yu.A., Andriyash A.V., Lukin A.L., Zouev Yu.N.* // Fusion Engineering and Design. 2004. V. 70. № 1. P. 13.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2003.08.002>
18. *Bagryansky P.A., Chen Z., Kotelnikov I.A., Yakovlev D.V., Prikhodko V.V., Zeng Q., Bai Y., Yu J., Ivanov A.A. and Wu Y.* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. № 3. P. 036005.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab668d>
19. Юров Д.В., Приходько В.В. // УФН. 2014. Т. 184. № 11. С. 1237.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0184.201411f.1237>
20. *Kuteev B.V., Goncharov P.R.* // Fusion Science and Technology. 2020. V. 76. № 7. P. 836.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2020.1817701>
21. *Bagryansky P.A., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kolesnikov E.Yu., Konshin Z.E., Korobeynikova O.A., Kovalenko Y.V., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Skovorodin D.I., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L. and Yakovlev D.V.* // Plasma and Fusion Research. 2019. V. 14. № 1. P. 2402030.
<https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402030>
22. *Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Beklemishev A.D., Dornin A.S., Ivanov A.A., Korzhavina M.S., Kovalenko Yu.V., Kruglyakov E.P., Lizunov A.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Prikhodko V.V., Pinzhenin E.I., Pushkareva A.N., Savkin V.Ya., Zaytsev K.V.* // Transactions of Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. № 1T. P. 31.
<https://doi.org/10.13182/FST11-A11568>
23. *Bagryansky P.A., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Lizunov A.A., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 205001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.205001>
24. *Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Denisov G.G., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kovalenko Yu.V., Malygin V.I., Maximov V.V., Korobeynikova O.A., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Smolyakova O.B., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V., Zaytsev K.V.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 053009.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053009>
25. *Bagryansky P.A., Gospodchikov E.D., Kovalenko Yu.V., Lizunov A.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L. and Yakovlev D.V.* // Fus. Sci. Technol. 2015. V. 68. № 1. P. 87.
<https://doi.org/10.13182/FST14-864>
26. *Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Burdakov A.V., Ivanenko V.G., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Makarov A.G., Mekler K.I., Melnikov P.I., Nikolaev V.S., Perin S.S., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F., Sinitsky S.L.* // Fusion Technology. 1999. V. 35. № 1T. P. 112.
<https://doi.org/10.13182/FST99-A11963834>
27. *Kotelnikov I., Chen Z., Bagryansky P., Sudnikov A., Zeng Q., Yakovlev D., Wang F., Ivanov A., Wu Y.* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. № 6. P. 067001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab81ab>
28. *Yu M., Sanwalka K., Bohm T., Forest C., Anderson J., WHAM Collaboration Team* // APS Division of Plasma Physics Meeting 2021, abstract id.TP11.073.
29. *Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Putvinski S., Tuszewski M., Dettrick S., Garate E., Korepanov S., Smirnov A., Thompson M.C., Trask E., Yang X., Schmitz L., Lin Z., Ivanov A.A., Asai T., Alfrey I., Andow R., Beall M., Bolte N., Bui D.Q., Cappello M., Ceccherini F., Clary R., Cheung A.H., Conroy K., Deng B.H., Douglass J., Dunaevsky A., Feng P., Fulton D., Galeotti L., Granstedt E., Griswold M., Gupta D., Gupta S., Hubbard K., Isakov I., Kinley J.S., Knapp K., Magee R., Matvienko V., Mendoza R., Mok Y., Necas A., Primavera S., Onofri M., Osin D., Rath N., Roche T., Romero J., Schindler T., Schroeder J.H., Sevier L., Sheftman D., Sibley A., Song Y., Steinhauer L.C., Valentine T., Van Drie A.D., Walters J.K., Waggoner W., Yushmanov P., Zhai K. and The TAE Team* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. № 11. P. 116021,
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7d7b>
30. Черноштанов И.С. // Физика плазмы. 2022. № 2. С. 99.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122020056>
31. *Burdakov A., Azhannikov A., Astrelin V., Beklemishev A., Burmasov V., Derevyankin G., Ivanenko V., Ivanov I., Ivantsivsky M., Kandaurov I., Konyukhov V., Kotelnikov I., Kovenya V., Kozlinskaya T., Kuklin K., Kuznetsov A., Kuznetsov S., Lotov K., Timofeev I., Makarov A., Mekler K., Nikolaev V., Popov S., Postupaev V., Polosatkin S., Rovenskikh A., Shoshin A., Shvab I., Sinitsky S., Sulyaev Yu., Stepanov V., Trunyon Yu., Vyacheslavov L., Zhukov V., Zubairov Ed.* // Fusion Science and Technology. 2007. V. 51. № 2T. P. 106.
<https://doi.org/10.13182/FST07-A1327>

32. *Burdakov A.V., Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Beklemishev A.D., Ivanov A.A., Kotelnikov I.A., Kruglyakov E.P., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Sinitsky S.L., Timofeev I.V., Zhukov V.P.* // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. № 1T. P. 9.
<https://doi.org/10.13182/FST11-A11564>
33. *Иванов А.А., Приходько В.В.* // УФН. 2017. Т. 187. № 5. С. 547.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.09.037967>
34. *Бурдаков А.В., Поступаев В.В.* // УФН. 2018. Т. 188. № 6. С. 651.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038342>
35. *Beklemishev A.D.* // Fusion Science and Technology. 2013. V. 63. № 1T. P. 355.
<https://doi.org/10.13182/FST13-A16953>
36. *Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., Soldatkina E.I.* // Fusion Science and Technology. 2010. V. 57. № 4. P. 351.
<https://doi.org/10.13182/FST10-A9497>
37. *Yakovlev D.V., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Bagryansky P.A.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. № 9. P. 094001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aacb88>
38. *Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. Вып. 1. С. 15.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-1-15-38>
39. *Anderson J., Clark M., Forest C., Geiger B., Mirnov V., Oliva S., Pizzo J., Schmitz O., Wallace J., Kristofek G., Mumgaard R., Peterson E., Ram A., Whyte D., Wright J., Wukitch S., Green D., Harvey R., Petrov Yu.V., Srinivasan B.* // Proc. 62nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics. 2020. V. 65. № 11. abstract id. CP20.00003
40. *Gryaznevich M., TE. Ltd Physics Team and TE. Ltd HTS Team for Tokamak Energy Ltd.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 4. P. 042008.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac26ee>
41. *Molodyk A., Samoilnikov S., Markelov A., Degtyarenko P., Lee S., Petrykin V., Gaifullin M., Mankevich A., Vavilov A., Sorbom B., Cheng J., Garberg S., Kesler L., Hartwig Z., Gavrillkin S., Tsvetkov A., Okada T., Awaji S., Abramov D., Francis A., Bradford G., Larbalestier D., Senatore C., Bonura M., Pantoja A.E., Wimbush S.C., Strickland N.M., Vasiliev A.* // Sci. Rep. 2021. V. 11. N. 2084.
<https://doi.org/10.1038/s41598-021-81559-z>
42. *Gupta R., Anerella M., Joshi P., Higgins J., Lalitha S., Sampson W., Schmalzle J., Wanderer P.* // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2016. V. 26. № 4.
<https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2517404>
43. *Vorobieva A., Shikov A., Silaev A., Dergunova E., Lotmaev V., Nasibulin M., Mareev K., Kuznetsov S.* // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2001. V. 11. № 1.
<https://doi.org/10.1109/77.919840>
44. *Feist J.-H., Stäbler A., Ert W., Heinemann B., Speth E.* // Proc. 17th Symposium On Fusion Technology, Rome, Italy. 1992. P. 262.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-444-89995-8.50044-8>
45. *Бендер Е.Д.* // ВАНТ: Сер. Термоядерный синтез. 1987. Вып. 4. С. 41.
46. *Bagryansky P.A., Bender E.D., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Murachtin S.V., Noack K., Krahl St., Collatz S.* // Journal of Nuclear Materials. 1999. V. 265. Iss. 1–2. P. 124.
[https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(98\)00510-8](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00510-8)
47. *Gota H., Binderbauer M.W., Tajima T., Smirnov A., Putvinski S., Tuszewski M., Dettrick S.A., Gupta D.K., Korepanov S., Magee R.M., Park J., Roche T., Romero J.A., Trask E., Yang X., Yushmanov P., Zhai K., DeHaas T., Griswold M.E., Gupta S., Abramov S., Alexander A., Allfrey I., Andow R., Barnett B., Beall M., Bolte N.G., Bomgardner E., Bondarenko A., Ceccherini F., Chao L., Clary R., Cooper A., Deng C., Dunaevsky A., Feng P., Finucane C., Fluegge D., Galeotti L., Galkin S., Galvin K., Granstedt E.M., Hubbard K., Isakov I., Kaur M., Kinley J.S., Korepanov A., Krause S., Lau C.K., Lednev A., Leinweber H., Leuenberger J., Lieurance D., Madura D., Margo J., Marshall D., Marshall R., Matsumoto T., Matvienko V., Meekins M., Melian W., Mendoza R., Michel R., Mok Y., Morehouse M., Morris R., Morton L., Nations M., Necas A., Nicks S., Nwoke G., Onofri M., Ottaviano A., Page R., Parke E., Phung K., Player G., Sato I., Schindler T.M., Schroeder J.H., Sheftman D., Sibley A., Siddiq A., Signorelli M., Slepchenkov M., Smith R.J., Snitchler G., Sokolov V., Song Y., Steinhauer L.C., Stylianou V., Sweeney J., Titus J.B., Tkachev A., Tobin M., Ufnal J., Valentine T., Van Drie A.D., Ward J., Weixel C., White C., Wollenberg M., Ziaei S., the TAE Team, Schmitz L., Lin Z., Ivanov A.A., Asai T., Baltz E.A., Dikovskiy M., Heavlin W.D., Geraedts S., Langmore I., Norgaard P.C., Von Behren R., Madams T., Kast A., Platt J.C.* // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. P. 106039.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2521>
48. *Deichuli P., Davydenko V., Ivanov A., Korepanov S., Mishagin V., Smirnov A., Sorokin A., Stupishin N.* // Review of Scientific Instruments. 2015. V. 86. P. 113509.
<https://doi.org/10.1063/1.4936292>
49. *Ryutov D.D.* // Fusion Science and Technology. 2005. V. 47. № 1T. P. 148.
<https://doi.org/10.13182/FST05-A627>
50. *Soldatkina E.I., Pinzhenin E.I., Korobeynikova O.A., Maximov V.V., Yakovlev D.V., Solomakhin A.L., Savkin V.Ya., Kolesnichenko K.S., Ivanov A.A., Trunov Yu.A., Voskoboinikov R.V., Shulzhenko G.I., Annenkov V.V., Volchok E.P., Timofeev I.V., Bagryansky P.A.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 6. P. 066033.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac3be3>
51. *Timofeev I.V., Annenkov V.V., Volchok E.P., Glinskiy V.V.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 6. P. 066034.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac3cdc>
52. *Жильцов В.А., Куянов А.Ю., Сковорода А.А., Тимофеев А.В.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 3. С. 267.
53. *Ichimura K., Ichimura K., Nakashima Y., Takeda H., Hosoi K., Kigure S., Takahashi S., Iwamoto M., Hosoda Y., Hirata M., Ikezoe R., Oki K., Yoshikawa M., Sakamoto M., Imai T., Ichimura M.* // Plasma and Fusion Research. 2014. V. 9. P. 3406098.
<https://doi.org/10.1585/pfr.9.3406098>

54. Yakovlev D.V., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Solomakhin A.L., Savkin V.Ya., Bagryansky P.A. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. № 1. P. 016033.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016033>
55. Kojima S., Hanada K., Idei H., Onchi T., Ikezoe R., Nagashima Y., Hasegawa M., Kuroda K., Nakamura K., Higashijima A., Nagata T., Kawasaki S., Shimabukuro S., Elserafy H., Fukuyama M., Ejiri A., Shikama T., Yoneda N., Yoneda R., Kariya T., Takase Y., Murakami S., Bertelli N. and Ono M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63 P. 105002.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac1838>
56. Родионов С.Н. // Атомная энергия. 1959. Т. 6. Вып. 6. С. 623
57. Сивухин Д.В. Вопросы теории плазмы / Под. ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4. С. 81.
58. Мирнов В.В., Рютлов Д.Д. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 678.
59. Edited by Kikuchi M., Lackner K., Tran M.H. Fusion Physics. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2012.
60. Конкашбаев И.К., Ландман И.С., Улинич Ф.Р. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 3. С. 956.
61. Юшманов Е.Е. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. Вып. 2(8). С. 588.
62. Skovorodin D.I. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. № 1. P. 012503.
<https://doi.org/10.1063/1.5043072>
63. Abramov I.S., Gospodchikov E.D., Shaposhnikov R.A., Shalashov A.G. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. № 10. P. 106004.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2ef8>
64. Dettrick S.A., Barnes D.C., Ceccherini F., Galeotti L., Galkin S.A., Gupta S., Hubbard K., Koshkarov O., Lau C.K., Mok Y., Necas A., Nicks B.S., Onofri M., Park J., Putvinski S.V., Steinhauer L.C., Yakymenko K., Yushmanov P.N., Tajima T., Belova E.V., Lin Z., Wang W. and Wei X. // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. № 10. P. 106038.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac1e5f>
65. Abramov I.S., Gospodchikov E.D., Shaposhnikov R.A., Shalashov A.G. // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. № 1. P. 013514.
<https://doi.org/10.1063/1.5127574>
66. Котельников И.А., Рютлов Д.Д., Цидулко Ю.А., Катышев В.В., Комин А.В., Кривошеев В.М. Препринт ИЯФ СОАН СССР, № 90-105. Новосибирск, 1990.
67. Yang W., Zeng Q., Chen C., Chen Z., Song J., Wang Z., Yu J., Yakovlev D., Prikhodko V. // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 164. P. 112221.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112221>
68. Юров Д.В., Приходько В.В., Цидулко Ю.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 3.
69. Пастухов В.П. Вопросы теории плазмы / Под. ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. Вып. 13. С. 160.
70. Loarte A., Lipschultz B., Kukushkin A.S., Matthews G.F., Stangeby P.C., Asakura N., Counsell G.F., Federici G., Kallenbach A., Krieger K., Mahdavi A., Philipps V., Reiter D., Roth J., Strachan J., Whyte D., Doerner R., Eich T., Fundamenski W., Herrmann A., Fenstermacher M., Ghendrih P., Groth M., Kirschner A., Konoshima S., LaBombard B., Lang P., Leonard A.W., Monier-Garbet P., Neu R., Pacher H., Pegourie B., Pitts R.A., Takamura S., Terry J., Tsitrone E. and the ITPA Scrape-off Layer and Divertor Physics Topical Group. // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. № 6. P. 2391.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>
71. Berman A. // Vacuum. 1996. V. 47. № 4. P. 327.
[https://doi.org/10.1016/0042-207X\(95\)00246-4](https://doi.org/10.1016/0042-207X(95)00246-4)
72. Yamanaka S., Miyake M. // SSP 2000; 73–75: 1–40.
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/ssp.73-75.1>
73. Chandler W.T., Walter R.J. (1968). In: Machlin I., Begley R.T., Weisert E.D. (eds) Refractory Metal Alloys Metallurgy and Technology. Springer, Boston, MA.
https://doi.org/10.1007/978-1-4684-9120-3_6
74. Wu C.H. Hydrogen Recycling at Plasma Facing Materials. Springer Dordrecht, 2000.
<https://doi.org/10.1007/978-94-011-4331-8>
75. Ryutov D.D., Yushmanov P.N., Barnes D.C., Putvinski S.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1721. P. 060003.
<https://doi.org/10.1063/1.4944029>
76. Janev R.K., Langer W.D., Post D.E., Evans K. Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas Cross Sections and Reaction Rate Coefficient. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1987.
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-71935-6>
77. Combs S.K., Baylor L.R. // Fusion Science and Technology. 2018. V. 73. № 4. P. 493.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2017.1421367>
78. Sladkomedova A.D., Voronin A.N., Alekseev A.G., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Tolstyakov S.Yu., Zabrodsky V.V. // Physica Scripta. 2018. V. 93. № 3. P. 105601.
<https://doi.org/10.1088/1402-4896/aadb85>
79. Ryutov D.D., Berk H.L., Cohen B.I., Molvik A.W., Simonen T.C. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 092301.
<https://doi.org/10.1063/1.3624763>
80. Beklemishev A.D. // AIP Conf. Proc. 2008. V. 1069. № 1. P. 3–14.
<https://doi.org/10.1063/1.3033729>
81. Prikhodko V.V., Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Kolesnikov E.Yu., Kotelnikov I.A., Maximov V.V., Pushkareva A.N., Soldatkina E.I., Tsidulko Yu.A., Zaytsev K.V. // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. № 1T. P. 94.
<https://doi.org/10.13182/FST11-A11582>
82. Kotelnikov I., Zeng Q., Prikhodko V., Yakovlev D., Zhang K., Chen Z., Yu J. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 096025.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac81da>
83. Waelbroeck F., Chen L. // Physics of Fluids B: Plasma Physics. 1991. V. 3. № 3. P. 601.
<https://doi.org/10.1063/1.859858>
84. Cho T., Kohagura J., Numakura T., Hirata M., Higaki H., Hojo H., Ichimura M., Ishii K., Islam K. Md., Itakura A., Katanuma I., Minami R., Nakashima Y., Saito T., Tatematsu Y., Watanabe O., Yoshikawa M., Kojima A., Miyake Y., Miyata Y., Shimizu K., Tomii Y., Yoshida M., Sakamoto K., Imai T., Pastukhov V.P., Miyoshi S. and GAM-

- MA 10 Group // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P.055001.
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.055001
85. *Cho T., Pastukhov V.P., Horton W., Numakura T., Hirata M., Kohagura J., Chudin N.V., Pratt J.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 056120.
https://doi.org/10.1063/1.2906262
 86. *Pastukhov V.P., Chudin V.N.* // Fus. Sci. Technol. 2011. V. 59. № 1T. P. 84.
https://doi.org/10.13182/FST11-A11580
 87. *Саздеев Р.З., Шафранов В.Д.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 181.
 88. *Watson D.C.* // Phys. Fluids. 1980. V. 23. P. 2485.
https://doi.org/10.1063/1.862949
 89. *Smith G.R.* // Phys. Fluids. 1984. V. 27. № 6.
https://doi.org/10.1063/1.864773
 90. *Smith G.R., Nevins W.M., Sharp W.M.* // Phys. Fluids. 1984. V. 27. № 8.
https://doi.org/10.1063/1.864837
 91. *Цидулко Ю.А., Черноштанов И.С.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 12.
https://doi.org/10.7868/S0367292114120075
 92. *Casper T.A., Smith G.R.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. № 1015. https://doi.org/. 48.1015
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett
 93. *Simonen T.C.* // Nucl. Fusion. 1985. V. 25. № 1205.
https://doi.org/10.1088/0029-5515/25/9/036
 94. *Katsumata R., Ichimura M., Inutake M., Hojo H., Mase A., Tamano T.* // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. № 12.
https://doi.org/10.1063/1.872067
 95. *Zaytsev K.V., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Donin A.S., Korobeinikova O.A., Korzhavina M.S., Kovalenko Yu.V., Lizunov A.A., Maximov V.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Savkin V.Ya., Yakovlev D.V.* // Physica Scripta. 2014. N. 161T.
https://doi.org/10.1088/0031-8949/2014/T161/014004
 96. *Аникеев А.В., Багрянский П.А., Зайцев К.В., Коробейникова О.А., Мурахтин С.В., Сковородин Д.И., Юров Д.В.* // Физика плазмы. 2015. Т. 4. № 10. С. 839.
https://doi.org/10.1134/S1063780X15100025
 97. *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Chernoshtanov I.S., Korzhavina M.S., Prikhodko V.V., Tsidulko Yu.A.* // Fusion Science and Technology. V. 2011. V. 59. № 1T.
https://doi.org/dx.doi.org/10.13182/FST11-A11584
 98. *Berzins L.V., Casper T.A.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1428.
https://doi.org/10.1103/Phys-RevLett.59.1428
 99. *Chernoshtanov I.S.* // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2018. V. 1125. P. 012007.
https://doi.org/10.1088/1742-6596/1125/1/012007
 100. *Turner W.C., Clauser J.F., Coensgen F.H., Correll D.L., Cummins W.F., Freis R.P., Goodman R.K., Hunt A.L., Kaiser T.B., Melin G.M., Nexsen W.E., Simonen T.C., Stallard B.W.* // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 1011.
https://doi.org/10.1088/0029-5515/19/8/002
 101. *Михайловский А.Б.* Ядерный синтез. 1965. Т. 5. С. 125.
 102. *Post R.F., Rosenbluth M.N.* // Phys. Fluids. 1966. V. 9. № 4. P. 730.
https://doi.org/10.1063/1.1761740
 103. *Gerver M.J.* // Phys. Fluids. 1996. V. 19. P. 1581.
https://doi.org/10.1063/1.861363
 104. *Kotelnikov I.A., Chernoshtanov I.S., Prikhodko V.V.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. № 12.
https://doi.org/10.1063/1.5013059
 105. *Tang W.M., Pearlstein L.D., Berk H.L.* // Phys. Fluids. 1996. V. 15. P. 1153.
https://doi.org/10.1063/1.1694044
 106. *Chulkov G.N., Timofeev A.V.* // Nucl. Fusion. 1980. V. 20. № 9. P. 165.
https://doi.org/10.1088/0029-5515/20/1/002
 107. *Канаев Б.И., Юшманов Е.Е.* // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. Вып. 2. С. 586.
 108. *Канаев Б.И., Пастухов В.П., Юшманов Е.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. Вып. 6. С. 347.
 109. *Baldwin D.E., Berk H.L., Pearlstein L.D.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 1051.
https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.1051
 110. *Kotelnikov I.A., Chernoshtanov I.S., Prikhodko V.V.* // Plasma and Fusion Research. 2019. V. 14. P. 2403001.
https://doi.org/10.1585/pfr.14.2403001
 111. *Haines M.G.* // Nucl. Fusion. 1977. V. 17. № 4. P. 811.
https://doi.org/10.1088/0029-5515/17/4/015
 112. *Ланский И.М.* Препринт ИЯФ СО РАН, № 93—96. Новосибирск, 1993
 113. *Grad H.* // Proc. Symposia in Applied Mathematics / Ed. by Harold Grad. Providence, Rhode Island, 1967. V. 18. P. 162.
https://doi.org/10.1090/psapm/018/0215567
 114. *Newcomb W.A.* // Journal of Plasma Physics. 1981. V. 26. № 3. P. 529.
https://doi.org/10.1017/S0022377800010904
 115. *Kotelnikov I.A., Bagryansky P.A. and Prikhodko V.V.* // Physical Review E. 2010. V. 81. № 6. P. 067402.
https://doi.org/10.1103/PhysRevE.81.067402
 116. *Kotelnikov I.A.* // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. № 1T. P. 47.
https://doi.org/10.13182/FST11-A11572
 117. *Lotov K.V.* // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 1472.
https://doi.org/10.1063/1.871739
 118. *Житлухин А.М., Сафронов В.М., Сиднее В.В., Скворцов Ю.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 247.
 119. *Turner J.M., Burlaga L.F., Ness N.F., Lemaire J.F.* // Journal of Geophysical Research. 1977. V. 82. № 13. P. 1921.
https://doi.org/10.1029/JA082i013p01921
 120. *Kaufmann R.L., Jiann-Tsornig H. and Wolfe A.* // Journal of Geophysical Research. 1970. V. 75. № 25. P. 4666.
https://doi.org/10.1029/JA075i025p04666

121. *Tsurutani, Bruce T., Gurbax. S., Lakhina, Verkhoglyadova O.P., Echer E., Guarneri F.L., Narita Y., Constantinescu D.O.* // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2011. V. 116. № A2. P. A02103. <https://doi.org/10.1029/2010JA015913>
122. *Kuznetsov E.A., Passot T., Ruban V.P., Sulem P.L.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. № 4. P. 042114. <https://doi.org/10.1063/1.4919027>
123. *Иоффе М.С., Канаев Б.И., Пастухов В.П., Пугерский В.В., Юшманов Е.Е.* // Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 9 / Под ред. Шафранова. М.: ВИНТИ. 1989.
124. *Морозов А.И., Савельев В.В.* // УФН. 1998. Т. 168. Вып. 11. С. 1153. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0168.199811a.1153>
125. *Khristo M.S., Beklemishev A.D.* // Plasma and Fusion Research. 2019. V. 14. P. 2403007. <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2403007>
126. *Khristo M.S., Beklemishev A.D.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2022. V. 64. № 9. P. 095019. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac8616>
127. *Багрянский П.А., Солдаткина Е.И., Соломахин А.Л.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. Вып. 4. С. 259.
128. *Kaiser T.B., Pearlstein L.D.* // Physics of Fluids. 1985. V. 28. № 3. P. 1003. <https://doi.org/10.1063/1.865092>
129. *Berk H.L., Wong H.V., Tsang K.T.* // Physics of Fluids. 1987. V. 30. № 9. P. 2681. <https://doi.org/10.1063/1.866033>
130. *Kotelnikov I.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. V. 62. № 7. P. 75002. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab8a63>
131. *Chernoshtanov I.S.* // 2020. arXiv:2002.03535v1. <http://arxiv.org/abs/2002.03535>
132. *Morse L.R.* // Phys. Fluids. 1967. V. 10. № 7. <https://doi.org/10.1063/1.1762322>
133. *Котельников И.А., Щетников А.И.* Препринт ИЯФ СОАН СССР. № 87-10. Новосибирск, 1987.
134. *Kotelnikov I.A.* // Proc. Int. Conf. Open Plasma Confinement Systems for Fusion / Ed by A.A. Kabantse, Novosibirsk, 1993 P. 545, Singapore, 1993. IAEA, World Scientific.
135. *Пастухов В.П.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 5. С. 1003.
136. *Пастухов В.П.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 9. С. 808.
137. *Magee R.M., Roche T., Thompson M.C., Tobin M., Beall M., Deng B.H., Korepanov S.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. № 8. P. 082011. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aab6c6>
138. *Magee R.M., Necas A., Clary R., Korepanov S., Nicks S., Roche T., Thompson M.C., Binderbauer M.W. and Tajima T.* // Nature Physics. 2019. V. 15. № 3. P. 281. <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0389-0>
139. *Mirnov V.V., Lichtenberg A.J.* "Multiple-mirror plasma confinement / Reviews of Plasma Physics. V. 19 / Ed by B.B. Kadomtsev. New York, 1996. P. 53.
140. *Huba J.D.* "NRL plasma formulary", Naval Research Laboratory, Washington, DC, 2013.
141. *Князев Б.А., Мирнов В.В., Чеботаев П.З.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1983. № 3 (13). С. 12.
142. *Астрелин В.Т., Бурдаков А.В., Поступаев В.В.* // Физика плазмы, 24, 450–462 (1998).
143. *Аржанников А.В., Астрелин В.Т., Бурдаков А.В., Иванов И.А., Койдан В.С., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Полосаткин С.В., Синицкий С.Л.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 426.
144. *Beklemishev A.D.* // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 51. № 2T. P. 180. <https://doi.org/10.13182/FST07-A1344>
145. *Rosenbluth M.N., Longmire C.L.* // Ann. Phys. 1957. V. 1. P. 120. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(57\)90055-6](https://doi.org/10.1016/0003-4916(57)90055-6)
146. *Васильев Ю.В., Мирнов В.В.* // Прикладная механика и техническая физика. 1974. № 6. С. 14.
147. *Najmabadi F., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A.* // Phys. Fluids. 1983. V. 26. № 4. P. 1018. <https://doi.org/10.1063/1.864233>
148. *Beklemishev A.D.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 103506. <https://doi.org/10.1063/1.4932075>
149. *Postupaev V.V., Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Ivanov I.A.* // Fusion Eng. Des. 2016. V. 106. P. 29–33. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.03.029>
150. *Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Vasilyeva N.G., Kuklin K.N., Sidorov E.N.* // Fusion Eng. Design. 2017. V. 122. P. 86. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.09.005>
151. *Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Postupaev V.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A., Sklyarov V.F., Burdakov A.V., Kuklin K.N., Rovenskikh A.F., Melnikov N.A.* // Plasma Fusion Res. 2019. V. 14. P. 2402023. <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402023>
152. *Sudnikov A.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A., Larichkin M.V., Lomov K.A., Postupaev V.V., Tolkachev M.S., Ustyuzhanin V.O.* // Journal of Plasma Physics. 2022. V. 88. № 1. P. 905880102. <https://doi.org/10.1017/S0022377821001276>
153. *Chernoshtanov I.S., Ayupov D.A.* // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. № 3. P. 032502. <https://doi.org/10.1063/5.0040715>
154. *Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A.* // Fusion Sci. Technol. 2015. V. 68. P. 92. <https://doi.org/10.13182/FST14-846>
155. *Поступаев В.В., Юров Д.В.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 966. <https://doi.org/10.7868/S036729211611007X>
156. *Postupaev V.V., Batkin V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshtanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 036012. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012>

157. *Ivanov I.A., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Kuklin K.N., Mekler K.I., Polosatkin S.V., Postupaev V.V., Sidorov E.N., Rovenskikh A.F.* // *AIP Advances*. 2017. V. 7. P. 125121.
<https://doi.org/10.1063/1.5009528>
158. *Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N.* // *Plasma Phys. Contr. Fusion*. 2020. V. 62. P. 025008.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab53c2>
159. *Mirnov V.V., Ryutov D.D.* // *Nucl. Fusion*. 1972. V. 12. P. 627. [with corrigenda *Mirnov V.V., Ryutov D.D.* // *Nucl. Fusion*. 1973. V. 13. P. 314.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/13/2/029>
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/12/6/001>
160. *Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Lykova Yu.A., Melnikov N.A., Mekler K.I., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Skovorodin D.I.* // *Nucl. Fusion*. 2022, V. 62. № 8. P. 086003.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac69fa>
161. *Поступаев В.В., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С., Иванов И.А., Кузлин К.Н., Лыкова Ю.А., Меклер К.И., Мельников Н.А., Никишин А.В., Полосаткин С.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н., Скляров В.Ф., Сковородин Д.И.* // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. № 11. С. 1005.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600340>

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА РЕФЛЕКТОМЕТРА НА ВОЗМУЩЕНИЕ ПЛАЗМЫ ИТЭР АЛЬФВЕНОВСКИМИ МОДАМИ

© 2023 г. Д. А. Шелухин^{а,*}, М. Ю. Исаев^а, С. Ю. Медведев^а,
В. А. Вершков^а, М. И. Михайлов^а

^аНИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: shelukhin_da@nrcki.ru

Поступила в редакцию 29.12.2022 г.

После доработки 19.05.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

С помощью кодов KINX и VENUS для основного индуктивного и квазистационарного сценариев работы токамака ИТЭР были рассчитаны в потоковых координатах возмущения электронной плотности плазмы и магнитного поля, вызванные альфвеновскими модами. Полученные поля возмущений были переведены в инженерные координаты для расчета распространения пробного электромагнитного излучения рефлектометра с использованием двумерного полноволнового кода TAMIC R_{тХ} в реальной геометрии эксперимента. Проведенные расчеты показывают, что для отражения на нижней отсечке необыкновенной волны со стороны сильного магнитного поля в основном индуктивном сценарии относительные возмущения электрического поля отраженного сигнала рефлектометра находятся на пределе либо превышают линейную область работы диагностики. Было установлено, что возмущения сигнала в ряде сценариев в существенной степени обусловлены возмущениями магнитного поля, а не только электронной плотности, что затрудняет дальнейшую интерпретацию данных. Еще одной возможной проблемой является узкая область частот зондирующего излучения, в которой может наблюдаться альфвеновская мода. Помимо моделирования отражения электромагнитных волн от плазмы в работе также анализируется возможность измерения параметров альфвеновских мод при прохождении необыкновенной волны в окне прозрачности плазмы между верхней и нижней отсечками необыкновенной волны (рефрактометрия). Показано, что возмущение фазы на основной частоте составляет от 3 до 60 градусов, что делает невозможным использование для анализа сигнала рефрактометра с амплитудной модуляцией. Использованный подход “синтетической диагностики” может быть использован при моделировании работы рефлектометров в плазменных установках.

Ключевые слова: токамак, альфвеновские моды, рефрактометрия, полноволновое моделирование

DOI: 10.31857/S0367292121100401, **EDN:** XAIJRO

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование условий возникновения и влияния тороидальных альфвеновских собственных мод (Toroidal Alfvén Eigenmodes – TAE) на параметры термоядерной плазмы является одним из важных аспектов экспериментальной программы сооружаемого термоядерного реактора ИТЭР. Возникновение TAE может приводить к увеличенным потерям быстрых частиц и существенно влиять на баланс энергии в термоядерной плазме [1]. Одним из инструментов для экспериментального исследования характеристик возмущений в центральной части плазменного шнура является диагностика рефлектометрии со стороны сильного магнитного поля (High magnetic Field Side – HFS) [2]. Так как в условиях плоского профиля плотности в ИТЭР исследования центральных областей плазмы со стороны сильного магнитно-

го поля возможны только на нижней необыкновенной волне, то рассматриваемая диагностика оказывается чувствительна как к возмущениям электронной плотности, так и локального магнитного поля. Поэтому следует уделить особое внимание моделированию отклика диагностики на возмущения и плотности и магнитного поля, связанные с TAE в ИТЭР. Наиболее перспективным методом является так называемый метод “синтетической диагностики”, при котором теоретические модели используются для подготовки распределений физических параметров плазмы, а специализированные коды – для оценки отклика диагностики на модельную плазму [3]. Таким образом, глобальная задача распадается на две: корректное моделирование характеристик TAE и моделирование отклика рефлектометра на возмущения, вызываемые наличием TAE в плазме ИТЭР.

Фундаментальный обзор физики быстрых частиц содержится в пятой главе “Основ физики ИТЭР” [1]. В обзоре приводятся результаты измерений альфвеновских мод различных типов и частот для токамаков MAST, TFTR, JET, JT-60U, DIII-D, выполненных с помощью рефлектометрии. Результаты измерений сравниваются с результатами расчетов частот мод, их пространственного расположения, уровня насыщения и затухания. Рассмотрено возбуждение мод как в результате взаимодействия с термоядерными альфа-частицами, так и в результате взаимодействия плазмы с нагревным пучком атомов. Описание измерений альфвеновских каскадов и мод ВАЕ (связанных с параметром бета) в токамаке ASDEX-U с нагревным пучком, выполненных с использованием рефлектометров, приводится в работе [4]. В токамаке JET для исследований альфвеновских мод использовался многоканальный рефлектометр, дающий хорошее временное и частотное разрешение сигнала [5].

Цель работы состояла в сравнении результатов расчетов эволюции ТАЕ-мод с результатами измерений в плазме токамаков меньших размеров (например, JET [6], DIII-D [7], ASDEX [8], NSTX [9]). Важным является проверка и сравнение (бенчмарк) результатов, полученных с помощью различных кодов [10]. Проверка результатов моделирования ТАЕ, возбуждаемых нагревным пучком атомов, планируется также на строящемся отечественном токамаке Т-15МД [11]. Численный анализ и оценки эффектов ТАЕ для основных сценариев ИТЭР является важной частью расчетно-теоретических задач проблемы УТС.

Работа построена следующим образом. После краткого введения, в разд. 2 излагается подход, применяемый для определения возмущений ТАЕ в плазме ИТЭР. В раздел входит описание основных понятий теории ТАЕ-мод и результаты расчета структуры ТАЕ для основного индуктивного сценария работы ИТЭР с током 15 МА и квазистационарного (стационарного) сценария работы ИТЭР с током 9 МА [12]. Раздел 3 начинается с описания диагностики HFS рефлектометрии ИТЭР. Изложение продолжается описанием процедуры переноса данных расчетов на декартову сетку в инженерных координатах установки ИТЭР с примерами распределения возмущений электронной плотности и магнитного поля различными ТАЕ модами. После описания деталей моделирования, раздел завершается обсуждением полученных результатов. В заключении в кратком виде сформулированы основные результаты и даны рекомендации по совершенствованию диагностического комплекса ИТЭР.

2. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ТАЕ-МОД ДЛЯ ОСНОВНЫХ СЦЕНАРИЕВ РАБОТЫ ИТЭР

Как указывается во введении, задачу оценки отклика сигнала рефлектометрии на возмущения, вызванные присутствием в плазме ТАЕ-мод, можно разделить на две части. На первом этапе следует определить пространственную структуру ТАЕ для различных сценариев работы ИТЭР и амплитуду возмущений, вызванных модой. Поскольку возмущение сигнала диагностики зависит от возмущения диэлектрической проницаемости плазмы, то требуется определить не только возмущение полного магнитного поля, но также и возмущения электронной плотности с сохранением правильного фазового соотношения между ними.

2.1. Общий подход к моделированию эволюции ТАЕ в плазме тороидальных установок

Подробный и последовательный подход к описанию моделирования ТАЕ излагается в большом количестве работ, например в [13], в данной статье мы ограничимся кратким изложением основных понятий. В соответствии с теорией [14], парные резонансные альфвеновские моды с общим тороидальным индексом n и со смежными полоидальными индексами $m, m + 1$ расположены в диапазоне радиусов вблизи поверхности радиуса r_0 , определяемого условием $q(r_0) = q_0 = (2m + 1)/2n$. Резонансная (собственная) частота данных альфвеновских мод примерно равна

$$\omega = \frac{(m/q - n)V_{\parallel}}{R_0} \approx \frac{V_A}{2q_0 R_0} = \frac{\omega_A}{2q_0}, \quad (1)$$

где R_0 — большой радиус плазмы, $V_A = B/(\mu_0 \rho)^{1/2}$ — альфвеновская скорость, ρ — плотность плазмы, $\omega_A = V_A/R_0$ — циклическая альфвеновская частота, $f_A = \omega_A/(2\pi) = V_A/(2\pi R_0)$ — линейная альфвеновская частота, попадающая в щель в непрерывном альфвеновском спектре, образованную за счет тороидальности и отклонения формы плазмы от окружности.

Вектор смещения элемента плазмы представим в виде суммы радиальной и нормальной компонент ξ^s и η в бузеровских координатах (s, θ, ζ) ,

$$\xi = \xi^s \mathbf{e}_s + \frac{[\mathbf{B} \times \nabla s] \eta}{B^2} = \xi^s \mathbf{e}_s - \frac{\mu_0 \eta}{B^2 \sqrt{g}} (I e_\theta + J e_\zeta), \quad (2)$$

$J(s), I(s)$ — тороидальная и полоидальная потоковые функции. Радиальная компонента ТАЕ представляется в виде спектрального разложения по компонентам, которые имеют вид произведения фиксированной пространственной функции, за-

висящей только от времени амплитуды $A(t)$ и соответствующей фазы

$$\xi^s = \sum \xi_{mn}^s \cos(m\theta - n\zeta - \omega t), \quad (3)$$

где $\xi_{mn}^s = A(t)\xi_{mn}(s)$. Фиксированная пространственная структура TAE, описываемая компонентами смещения моды $\xi_{mn}(s)$, используется как внешний входной параметр для расчета временной эволюции моды.

Нормированная радиальная компонента возмущенного магнитного поля TAE в бузеровских координатах (s, θ, ζ) определяется как

$$\frac{\delta B_r}{B_0} = \frac{\sum_{mn} \xi_{mn}^s (m\chi' - n\psi') \sin(m\theta - n\zeta - \omega t)}{|\nabla s| B_0 \sqrt{g}} \quad (4)$$

где $\chi(s)$ и $\psi(s)$ – полоидальный и тороидальный потоки, $\sqrt{g}$ – бузеровский якобиан.

Выражение для возмущенной плотности плазмы $\delta\rho$ из линеаризованного уравнения непрерывности идеальной МГД [15, 16]

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = -\frac{\xi^s \rho'}{\rho} - \operatorname{div} \bar{\xi}, \quad (5)$$

где

$$\operatorname{div} \bar{\xi} = \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial(\sqrt{g} \xi^i)}{\partial x^i} = \frac{\partial \xi^s}{\partial s} + \frac{\xi^s}{\sqrt{g}} \frac{\partial \sqrt{g}}{\partial s} - \frac{\mu_0 I}{\sqrt{g} B^2} \left[\frac{\partial \eta}{\partial \theta} - \frac{\eta}{B^2} \frac{\partial B^2}{\partial \theta} \right] - \frac{\mu_0 J}{\sqrt{g} B^2} \left[\frac{\partial \eta}{\partial \zeta} - \frac{\eta}{B^2} \frac{\partial B^2}{\partial \zeta} \right] \quad (6)$$

Из формулы (5) следует прямая пропорциональность между смещением плазмы и возмущением плотности и их одинаковая угловая зависимость. В уравнении (3) угловая зависимость между смещением и возмущением магнитного поля оказывается более сложной из-за наличия в знаменателе бузеровского якобиана, обратно пропорционального квадрату модуля магнитного поля, и метрического коэффициента $|\nabla s|$. Заметим, что при плоском профиле плотности плазмы возмущения (5) будут очень небольшими.

2.2. Расчет структуры мод для различных сценариев работы ИТЭР

Поскольку проведение расчетов требует значительных временных и вычислительных ресурсов, было решено ограничиться двумя основными сценариями работы ИТЭР, а именно – основным индуктивным сценарием с током плазмы 15 МА и стационарным сценарием работы с током плазмы 9 МА.

Рассчитанные с помощью кода ASTRA начальные профили плазмы для основного сценария ИТЭР с током 15 МА, $R = 6.2$ м, $a = 2$ м, $Q = 10$ (отношение термоядерной мощности к мощно-

сти дополнительного нагрева плазмы) и монотонным профилем запаса устойчивости с $q(0) = 1.0$ приведены в работе [12]. Расчет структуры TAE мод для основного индуктивного сценария работы ИТЭР был проведен с использованием кодов KINX и VENUS [13]. Для рассматриваемого сценария разряда ИТЭР было предсказано существование в плазме баллонных и антибаллонных TAE с тороидальным индексом $n = 20$ в диапазоне частот альфвеновской щели спектра.

На рис. 1а, б показаны профили основных компонент TAE, в том числе доминирующих компонент – с полоидальными индексами $m = 20$ (сплошная линия) и $m = 21$ (штриховая линия). Основные компоненты $m = 20$, $m = 21$ TAE баллонного типа имеют одинаковый знак, а основные компоненты антибаллонной моды имеют противоположные знаки. Частота баллонной моды составляет $f_A = 71$ кГц, антибаллонной $f_A = 106$ кГц.

В работе [17] использовался уточненный квазистационарный сценарий работы ИТЭР с током 9 МА [18], обратным широм и резонансным значением $q = 1.6$ [12]. Расчет с помощью кода KINX для данного сценария ИТЭР показал существование в плазме возмущения магнитного поля, вызванной быстрыми альфа-частицами (так называемых альфвеновских мод с обратным широм – RSAE (Reversed Shear Alfvén Eigenmodes) с тороидальным индексом $n = 4$. На рис. 1в показаны профили основных компонент радиального смещения с полоидальными индексами в зависимости от функции нормированного полоидального потока. Видно, что в квазистационарном сценарии работы ИТЭР доминирующими являются моды с меньшими полоидальными и тороидальными числами, по сравнению с TAE в основном индуктивном сценарии. Частота RSAE составляет $f_A = 43$ кГц.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИАГНОСТИКИ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ИТЭР СО СТОРОНЫ СИЛЬНО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Поскольку особенности диагностики рефлектометрии могут быть незнакомы широкому кругу читателей, описание результатов расчетов предваряет раздел с кратким описанием физических основ рефлектометрии и деталей конструкции диагностики на установке ИТЭР.

3.1. Диагностика рефлектометрии ИТЭР со стороны сильного магнитного поля

Основным принципом, лежащим в основе диагностики рефлектометрии является отражение электромагнитной волны от плазмы. Положение области непрозрачности определяется, вообще говоря, типом волны зондирующего излучения (обыкновенная – ‘O’ и необыкновенная – ‘X’), ее

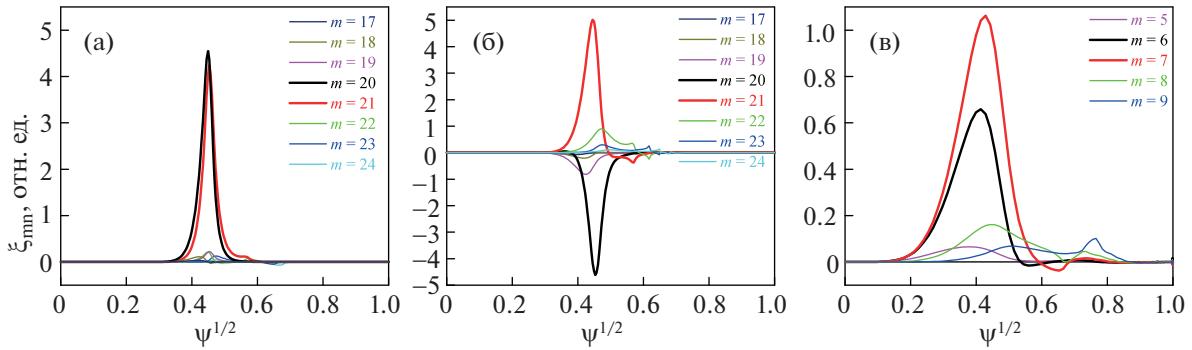


Рис. 1. Профили основных компонент ТАЕ, рассчитанные с помощью кода KINX для основного индуктивного сценария работы ИТЭР с током 15 МА (а, б) и основного стационарного сценария ИТЭР с током 9 МА (в). Структура компонент ТАЕ для сценария с током 15 МА приведена согласно [13], структура компонент RSAE для сценария с током 9 МА приведена согласно [16]. а) – баллонная ТАЕ, тороидальный индекс моды $n = 20$; б) – антибаллонная ТАЕ, тороидальный индекс моды $n = 20$; в) – RSAE стационарный сценарий, тороидальный индекс моды $n = 4$.

частотой F_{probe} и локальными значениями электронной плотности плазмы n_e , полного магнитного поля B и электронной температуры T_e . Отражение волны

от плазмы происходит, когда частота падающей волны сравнивается с так называемой частотой отсечки F_{cutoff} , определяемой соотношениями [19]:

$$F_{\text{cutoff}} = \begin{cases} \omega_p/2\pi & (\text{отсечка О-волны}) \\ \frac{1}{2\pi} \left(\sqrt{\omega_p^2 + (\omega_c/2)^2} - (\omega_c/2) \right) & (\text{нижняя отсечка Х-волны}) \\ \frac{1}{2\pi} \left(\sqrt{\omega_p^2 + (\omega_c/2)^2} + (\omega_c/2) \right) & (\text{верхняя отсечка Х-волны}) \end{cases} \quad \begin{aligned} \omega_p^2 &= \frac{n_e e^2}{m_e} \\ \omega_c &= \frac{eB}{m_e c} \end{aligned} \quad (7)$$

где ω_p это плазменная частота, ω_c электронная циклотронная частота, m_e и e масса и заряд электрона соответственно.

Особенностью ИТЭР являются плоские либо слабо пикированные профили электронной плотности в центральной части плазменного шнура, что делает невозможной проведение измерений с использованием зондирования на обыкновенной волне (О-волне) [20]. Использование для зондирования верхней отсечки необыкновенной волны (Х-волны) возможно только со стороны слабого магнитного поля и затруднено высоким уровнем возмущений электронной плотности, дрейфовыми неустойчивостями, сильным фоновым излучением плазмы на частоте электронного циклотронного резонанса, поглощением зондирующего излучения в области циклотронного резонанса в результате релятивистских эффектов. Поэтому использование зондирования со стороны сильного магнитного поля и нижней отсечки необыкновенной волны является основным методом исследования центральной части плазмы в ИТЭР с помощью рефлектометрии [2].

Общий вид диагностики приведен на рис. 2. Антенны диагностики 2 расположены в экваториальной плоскости установки в щели между модулями blankets. Приемно-передающая линия на основе прямоугольного волновода располагается за модулями blankets на стенке вакуумной камеры.

Поскольку существенной особенностью при зондировании плазмы нижней отсечки необыкновенной волной является зависимость положения области непрозрачности плазмы как от электронной плотности, так и величины магнитного поля, то результирующее возмущение фазы и амплитуды отраженного сигнала (отклик диагностики) является сложной функцией возмущений для каждого параметра. При этом значение имеет не только абсолютная величина возмущения, но и фазовое соотношение между возмущениями плотности и магнитного поля. При определенном соотношении амплитуды возмущений плотности и магнитного поля результирующее возмущение фазы отраженной волны стремится к нулю. Помимо вопроса о величине отклика HFS-рефлектометрии на возмущения плазмы ТАЕ-модами, существенный интерес представляет также во-

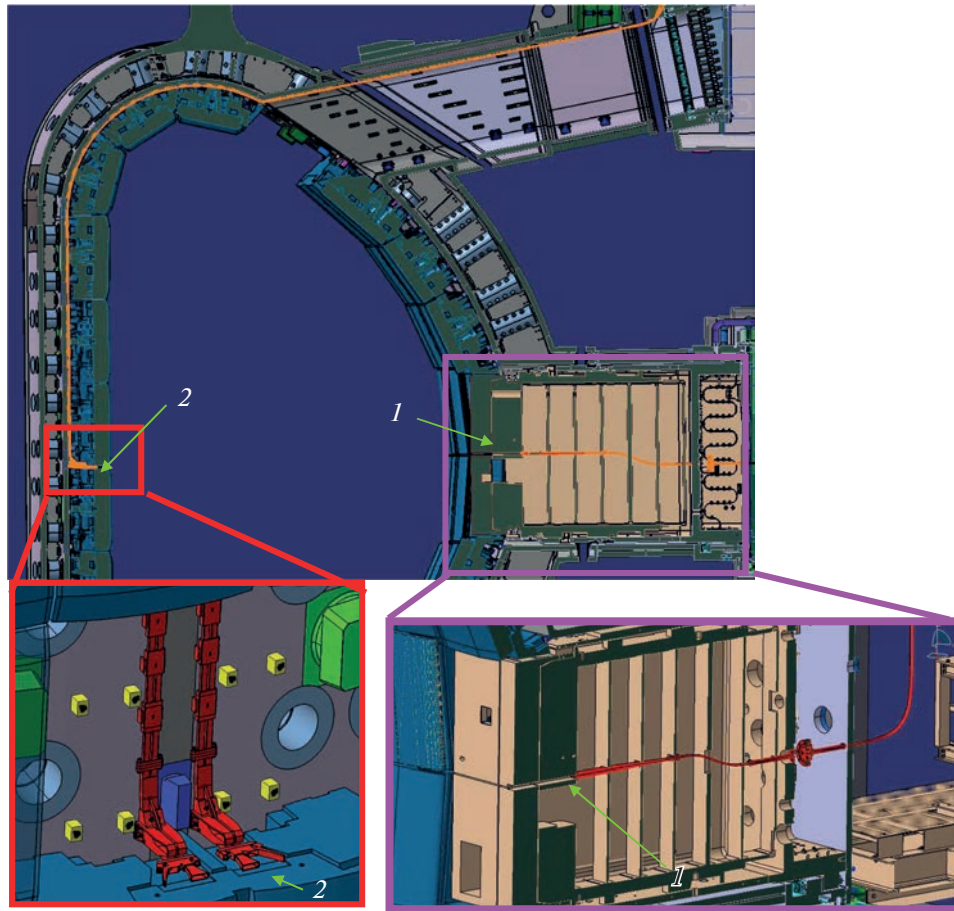


Рис. 2. Размещение элементов диагностики рефлектометрии в полоидальном сечении установки ИТЭР. 1 — излучающая антенна рефлектометра, 2 — зеркально-рупорная антенна рефлектометра на стороне сильного магнитного поля.

прос об интерпретации данных измерений с учетом нелокальности рефлектометрии.

Кроме классического рефлектометра в состав диагностического комплекса был также введен канал для наблюдения прохождения волны через сечение плазмы в окне прозрачности между верхней и нижней частотой отсечки необыкновенной волны (рефрактометрии) [21]. Такое расширение диагностики было необходимо для повышения надежности измерения средней плотности плазмы, однако измерения на ряде установок показали также перспективность данного метода для наблюдения ТАЕ [6–9]. В настоящий момент для диагностики предполагается использование зондирования на 4-х фиксированных частотах (40, 55, 70 и 90 ГГц) и применение амплитудной модуляции излучения на частоте 50 МГц для однозначного определения времени распространения электромагнитной волны в плазме для определения средней плотности.

Излучающая антенна диагностики 1 при этом расположена в экваториальном порту 08, а в качестве приемной антенны служит антенна рефлек-

тометра 2 для измерения профиля плотности на стороне сильного магнитного поля (рис. 2).

3.2. Структура ТАЕ в установке ИТЭР в инженерных координатах

Одной из проблем, возникающих при моделировании диагностики на основе предсказаний теории, является перенос результатов расчетов, выполненных в специальных координатах, в инженерные координаты. Как указывалось выше, отклик диагностики зависит от величины электронной плотности и полного значения магнитного поля. Равновесные (невозмущенные) значения электронной плотности $n_e(\rho)$ задавались с использованием кода ASTRA. Невозмущенное двумерное распределение полного магнитного поля $B(R, Z)$ и полоидального потока $\Psi(R, Z)$ было получено с помощью кодов EFIT, CAXE, VMES.

Возмущение электронной плотности $\delta n_e(R, Z)$ и полного магнитного поля $\delta B(R, Z)$ были получены с использованием данных кодов KINX, TERPSI-

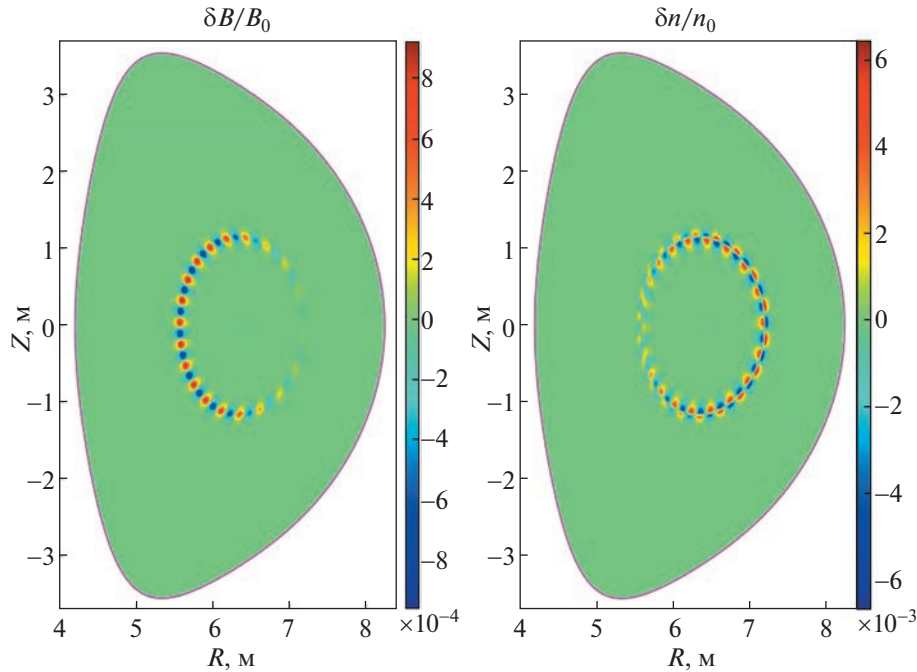


Рис. 3. Сечение плазмы ИТЭР с $Q = 10$ с линиями уровня возмущений полного магнитного поля (слева) и электронной плотности (справа) баллонной ТАЕ с тороидальным индексом $n = 20$.

CHORE и VENUS в бузеровских криволинейных координатах с выпрямленными силовыми линиями (s, θ, ζ) , удобными для расчетов траекторий заряженных частиц в тороидальных магнитных полях. Структура возмущений рассчитывалась для 51 момента времени в течение одного периода волны, определяемых соотношением $t = (0, 1, \dots, 50)/50 \times 2 \times \pi/\omega$, где ω — собственная частота моды. Радиальное разрешение при расчетах возмущений составляло около 4 мм, полоидальное разрешение — 1 градус. Для представления полученных данных на декартовой прямоугольной сетке (R, Z) с заданным шагом, необходимым для моделирования отклика диагностики рефлектометра, была использована входящая в состав программного комплекса MATLAB 2019 функция `griddata`, основанная на триангуляции Делоне [22]. Функция интерполирует на упорядоченную равномерную прямоугольную сетку входные данные, заданные на магнитных поверхностях в точках $R(s, \theta, \zeta)$ и $Z(s, \theta, \zeta)$ в бузеровских координатах. Функция `griddata` может использовать линейный, кубический, метод интерполяции, интерполяцию полиномами, с помощью сплайнов.

Результаты интерполяции электронной плотности и полного магнитного поля, возмущенные баллонной ТАЕ с тороидальным индексом $n = 20$, в момент времени $t = 0$, приведены на рис. 3. Максимальная амплитуда возмущения нормированной плотности плазмы составляет $\delta n/n_e \approx 6 \times 10^{-3}$, максимальная амплитуда возмущения

магнитного поля равна $\delta B/B = 10^{-3}$ (здесь и далее в разделе положительный знак возмущения показан красным цветом, отрицательный знак — синим цветом, нулевой уровень возмущения показан светло-зеленым цветом). Для баллонной моды максимальные возмущения плотности плазмы расположены на стороне слабого поля, а возмущения магнитного поля — на стороне сильного поля. Взаимное расположение максимальных возмущений плотности и магнитного поля меняется в зависимости от времени и тороидального угла в соответствии с уравнениями (4), (6). В расчете использовалась максимальная амплитуда насыщения $\delta B/B \approx 10^{-3}$, полученная для единственной собственной баллонной ТАЕ с тороидальным индексом $n = 20$, полученные результаты согласуются с результатами, полученными в работе [23].

Результаты интерполяции электронной плотности и полного магнитного поля, возмущенной антибаллонной ТАЕ с тороидальным индексом $n = 20$, в момент времени $t = 0$, приведены на рис. 4. Максимальная амплитуда возмущения нормированной плотности плазмы $\delta n_e/n_e \approx 4 \times 10^{-3}$. Для антибаллонной моды максимальные возмущения плотности плазмы расположены на стороне сильного поля. Максимальная амплитуда антибаллонного возмущения магнитного поля меньше, чем у баллонного возмущения, и равна $\delta B/B \approx 4 \times 10^{-4}$, что соответствует результатам расчетов [13].

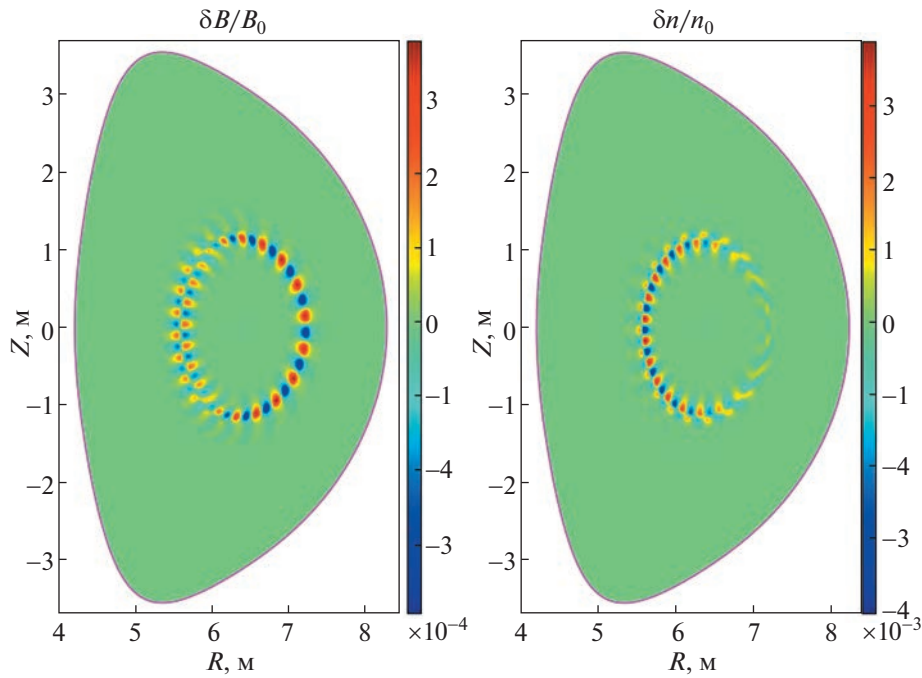


Рис. 4. Сечение плазмы ИТЭР с $Q = 10$ с линиями уровня возмущений полного магнитного поля (слева) и электронной плотности (справа) антибаллонной ТАЕ с тороидальным индексом $n = 20$.

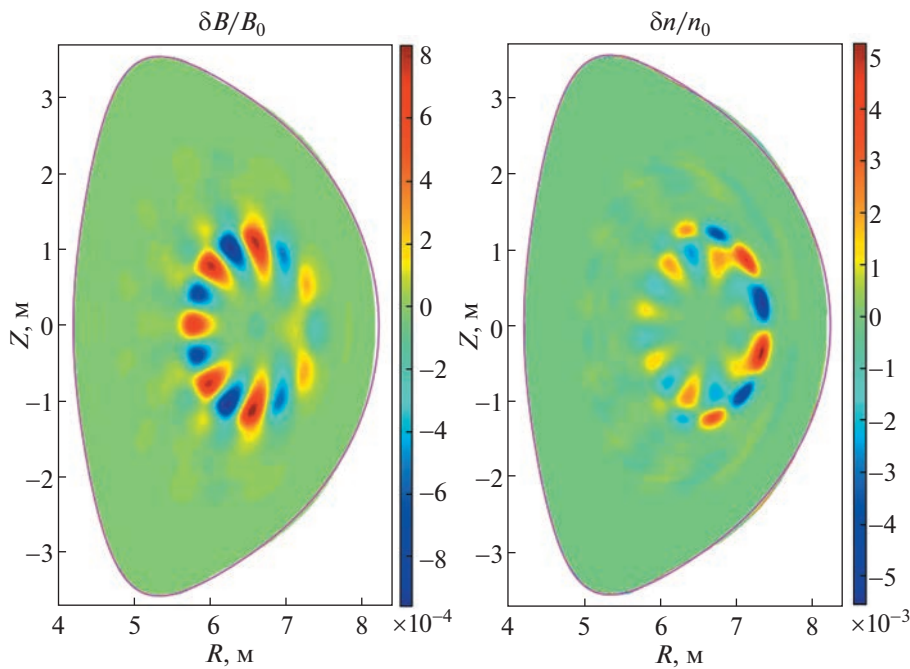


Рис. 5. Сечение плазмы в стационарном сценарии ИТЭР с током 9 МА с линиями уровня возмущения полного магнитного поля (слева) и электронной плотности (справа) RSAE с тороидальным индексом $n = 4$.

Результаты интерполяции электронной плотности и полного магнитного поля, возмущенной RSAE с тороидальным индексом $n = 4$, в момент

времени $t = 0$, приведены на рис. 8. Максимальная амплитуда возмущения нормированной плотности плазмы $\delta n_e/n_e \approx 5 \times 10^{-3}$. Максималь-

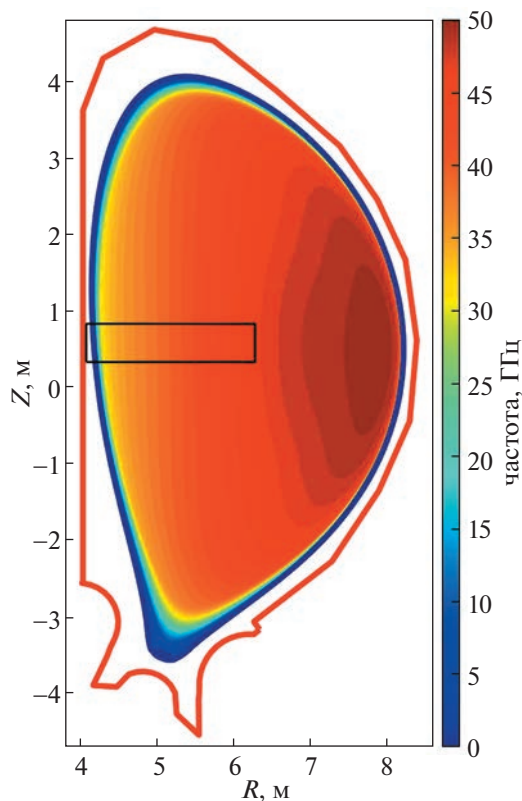


Рис. 6. Распределения поверхностей с одинаковой частотой нижней отсечки необыкновенной волны для основного индуктивного сценария ИТЭР. Черным прямоугольником выделена расчетная область кода TAMIC RtX analyzer.

ная амплитуда возмущения магнитного поля равна $\delta B/B \approx 10^{-3}$. В расчете использовалась максимальная амплитуда насыщения $\delta B/B \approx 10^{-3}$, полученная для RSAE с тороидальным индексом $n = 4$.

Для каждого из сценариев для 51 момента времени проведена интерполяция возмущенной плотности плазмы и магнитного поля и получено 102 файла общим размером примерно 4 Гбт.

3.3. Моделирование сигналов рефлектометрии

Моделирование работы диагностики HFS рефлектометрия проводится путем расчета распространения электромагнитной волны на возмущенном поле электронной плотности и магнитного поля с использованием двумерного полноволнового кода TAMIC RtX Analyzer [24].

При генерации файлов задания для кода использовались данные о невозмущенном распределении электронной плотности и магнитного поля, и рассчитанное двумерное распределение возмущений для расчетной сетки. Расчеты были проведены в нерелятивистском приближении ($T_e = 0$). Поскольку для частоты отсечки нижней

необыкновенной волны релятивистские поправки невелики, то полученные результаты будут удовлетворительно описывать видимую рефлектометром структуру возмущений с учетом неопределенности параметров плазмы ИТЭР и геометрии эксперимента.

Поскольку моделирование систем классического рефлектометра и рефрактометра используют различную геометрию, они будут рассмотрены отдельно.

3.3.1. Моделирование рефлектометра. На рис. 6 показано распределение частоты нижней отсечки для необыкновенной волны для основного индуктивного сценария ИТЭР. Моделирование распространения электромагнитной волны проводится в области от 4.0792 м до 6.6112 м в радиальном направлении и от 0.2780 м до 0.7780 м в вертикальном направлении (область, выделенная черным прямоугольником на рис. 6).

Пример распределения диэлектрической проницаемости, возмущенной ТАЕ, для зондирующей частоты 42.5 ГГц для одного момента времени показан на рис. 7. Видно, что для данной частоты зондирующего излучения поверхность отсечки отклоняется от невозмущенного значения на величину около ± 5 мм. Это должно приводить к вариации фазы отраженного сигнала на величину порядка одного радиана.

Для всех рассчитанных полей возмущений n_e и B были подготовлены файлы задания для кода TAMIC RtX analyzer. На рис. 8 показано распределение напряженности электрического поля в расчетной области при расчете отражения зондирующего сигнала рефлектометра на частоте 42.5 ГГц для одного из полей возмущений (баллонная мода, момент времени $t = 0$). Видно периодическое возмущение напряженности поля по вертикальной координате из-за присутствия возмущения поверхности отсечки (правая граница рисунка). Тестовый расчет показал, что задача требует около 1.7 Гбт оперативной памяти при постановке задачи (1.1 Гбт при проведении расчета). Время счета для достижения установившегося распределения поля в счетной области составляет около 6 часов для процессора Intel Core i7 860 с тактовой частотой 2.8 ГГц.

3.3.2. Моделирование рефрактометра. На рис. 9 показано распределение частоты нижней отсечки для необыкновенной волны для стационарного сценария 9 МА ИТЭР. Моделирование распространения электромагнитной волны в плазме проводится в области от 4.0820 м до 8.4420 м в радиальном направлении и от 0.2880 м до 0.8680 м в вертикальном направлении (область, выделенная черным прямоугольником на рис. 9).

Согласно описанию диагностики, измерения средней плотности предполагается проводить на ряде фиксированных частот, а именно 40, 55, 70 и

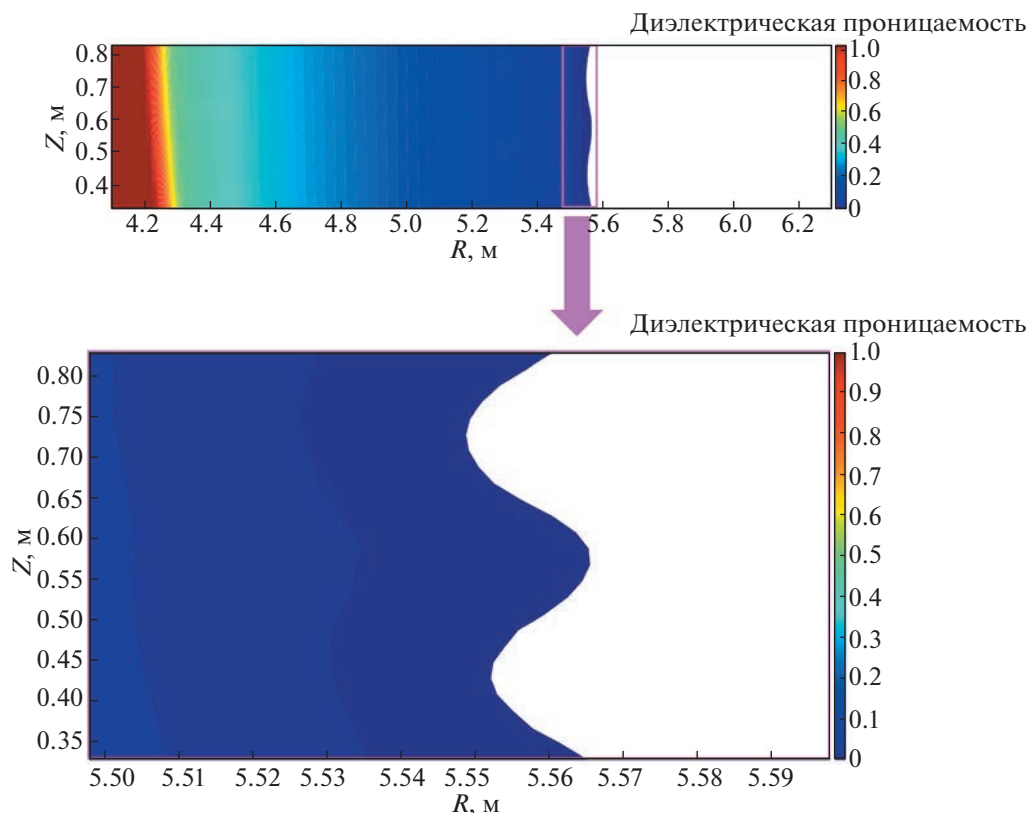


Рис. 7. Распределение диэлектрической проницаемости плазмы в расчетной области кода TAMIC RtX analyzer для частоты рефлектометра 42.5 ГГц. Внизу в увеличенном масштабе показана область вблизи поверхности отсечки.

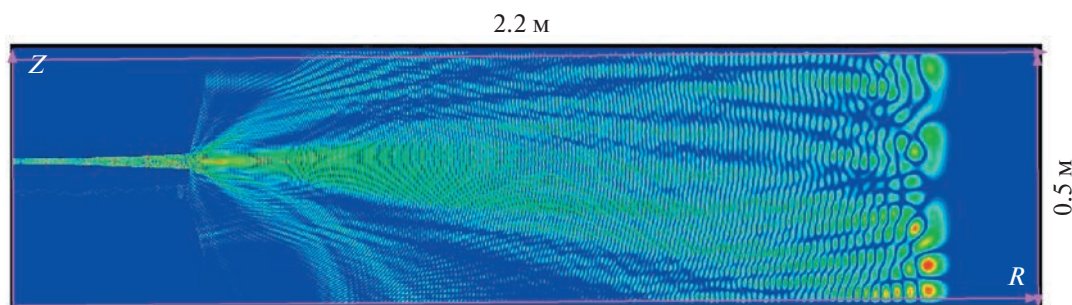


Рис. 8. Распределение напряженности электрического поля зондирующей волны при отражении от плазмы в присутствии ТАЕ.

90 ГГц [21]. Для моделирования были выбраны частоты 40 и 55 ГГц. Расчет на частотах 70 и 90 ГГц требует существенного увеличения счетного времени и ресурсов, прежде всего оперативной памяти, что невозможно в существующей версии кода TAMIC.

Пример распределения диэлектрической проницаемости, возмущенной RSAE модой, для зондирующей частоты 55 ГГц показан на рис. 10. Видно, что возмущения, вызываемые RSAE-мо-

дой малы и не видны на распределении диэлектрической проницаемости в расчетной области.

Для оценки правильности расчета было дополнительно построено пространственное распределение возмущения диэлектрической проницаемости RSAE модой в расчетной области кода TAMIC RtX analyzer для частоты рефлектометра 55 ГГц (рис. 10, внизу). Видно, что характерные возмущения диэлектрической проницаемости не превышают 5×10^{-3} . Таким образом, следует ожидать слабое возмущение проходящего сигнала RSAE-модой.

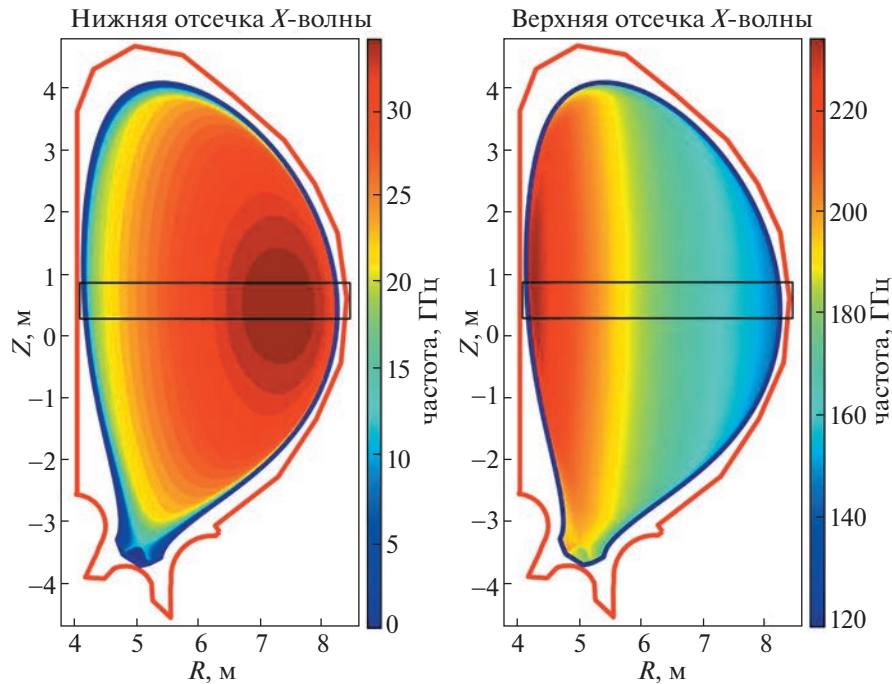


Рис. 9. Распределения поверхностей с одинаковой частотой отсечки необыкновенной волны в стационарном сценарии ИТЭР с током 9 МА. Слева — распределения для нижней частоты отсечки, справа — распределения для верхней. Черным прямоугольником выделена расчетная область кода TAMIC RtX analyzer.

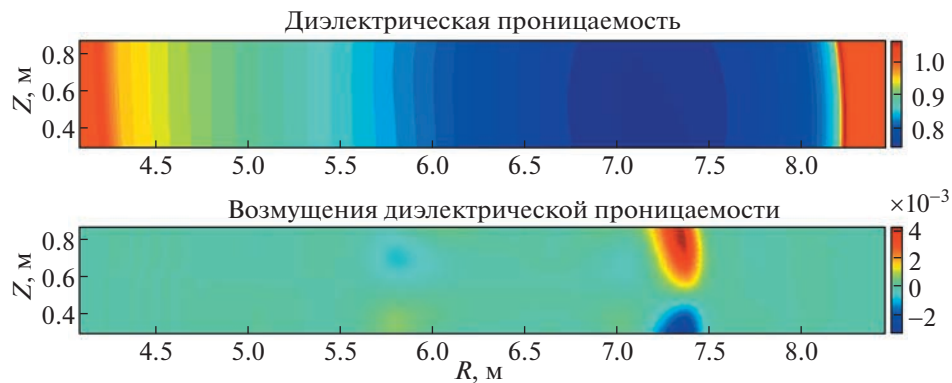


Рис. 10. Распределение диэлектрической проницаемости плазмы (вверху) и возмущения диэлектрической проницаемости (внизу) в расчетной области кода TAMIC RtX analyzer для частоты рефлектометра 55 ГГц.

Для рассчитанных полей возмущений n_e и B были подготовлены файлы задания для кода TAMIC RtX analyzer. Корректность генерации файлов задания была подтверждена расчетом отражения для одного из полей возмущений (момент времени $t = 0$). На рис. 11 показано распределение напряженности электрического поля в расчетной области.

Тестовый расчет показал, что задача требует около 2.8 Гбайт оперативной памяти при постановке задачи (2.15 Гбайт при проведении расчета). Время счета для достижения установившегося

распределения поля в расчетной области составляет около 4.5 часов для процессора Intel Core i7 860 с тактовой частотой 2.8 ГГц.

3.4. Отклик диагностики рефлектометрии на возмущения плазмы, вызванные ТАЕ

3.4.1. Расчет отклика рефлектометрии на возмущения плазмы, вызванные собственными альфвенскими модами. Расчет проводился для 51 точки на периоде возмущения ТАЕ. Для каждого расчета характерное время распространения волны до

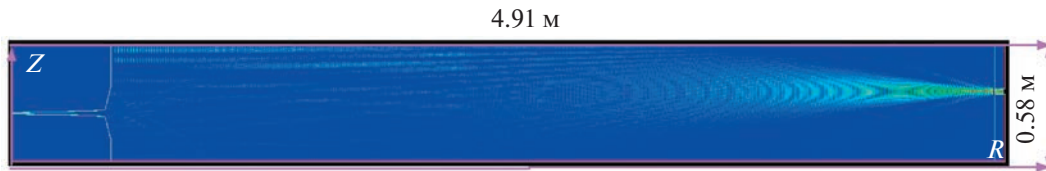


Рис. 11. Распределение напряженности электрического поля зондирующей волны при отражении от плазмы в присутствии RSAE.

отсечки и обратно составляло около 100 нс. Радиальные размеры области, возмущаемые ТАЕ модами, составляют около 10% от малого радиуса (рис. 1а и б), поэтому полное время распространения сигнала рефлектометра через эту область составляет около 10 нс. Поскольку характерная частота ТАЕ в рассматриваемых режимах с током плазмы 15 МА составляла $f_A \sim 70\text{--}110$ кГц, то характерный временной масштаб изменений распределения возмущений параметров плазмы составлял $2\pi/(n \times \omega) = 2\pi/n \times 2q_0/\omega_A = 2q_0/(n \times f_A) \sim 1$ мкс, что более чем на порядок превышает время распространения волны в области возмущений. Это позволяло пренебречь эволюцией распределения электронной плотности и магнитного поля плазмы. В рамках подхода “синтетической диагностики”, полученные данные анализировались с использованием цифрового моделирования работы приемных миксеров и квадратурных детекторов с реалистичными значениями промежуточной частоты (50 МГц), полосы низкочастотного фильтра (2 МГц по уровню -0.3 дБ, 4 МГц по уровню 3 дБ) и частоты опроса аналого-цифрового преобразователя (10^7 Выборок/с).

Для каждого расчетного случая определялась фаза и амплитуда принятого сигнала рефлектометра. Поскольку амплитуда возмущений диэлектрической проницаемости имеет сложную радиальную структуру, расчеты проведены для 21 частоты для случаев баллонной и антибаллонной моды в основном индуктивном сценарии работы ИТЭР с током 15 МА. Поскольку время, требуемое для расчетов отклика диагностики весьма велико (около 6 часов на расчет отражение на одной частоте от одного турбулентного поля), при моделировании рефлектометрии было решено ограничиться только рассмотрением случаев баллонной и антибаллонной ТАЕ.

Для сигнала на каждой частоте рассчитывалось среднеквадратичное возмущение фазы σ_φ , относительное возмущение амплитуды σ_A/A и полного возмущения электрического поля в зондирующей волне $\sigma_E/|E|$. Расчетные данные о видимой амплитуде возмущений сигнала рефлектометра от зондирующей частоты приведены на рис. 12.

Приведенные на рис. 12 данные относятся к установившемуся в результате численного расчета распределению поля отраженной волны и соответствуют случаю многократного отражения волны от области непрозрачности и внутрикамерных элементов установки (прежде всего первой стенки). Видно, что в целом отклик рефлектометрии характеризуется хорошей локальностью, и максимум возмущений отраженного сигнала соответствует области максимального возмущения ТАЕ-модами.

В случае баллонной моды отраженный сигнал представляет собой максимум сложной формы, со спадом в области высокочастотного крыла. Максимум возмущения поля отраженной волны соответствует максимуму возмущения диэлектрической проницаемости. Незначительное уширение области максимального отклика диагностики по сравнению с возмущением диэлектрической проницаемости связано с нелокальностью диагностики и плоским профилем электронной плотности в основном индуктивном сценарии работы ИТЭР. Максимальная амплитуда возмущений составляет около $\sigma_E/|E| \sim 1\text{--}1.5$ что находится на верхнем пределе линейного режима работы диагностики.

В случае антибаллонной моды распределение амплитуды возмущений отраженного сигнала рефлектометра существенно более сложное и на распределении амплитуды возмущения видны множественные минимумы и максимумы. Кроме того, максимальное видимое возмущение отраженного сигнала составляет около $\sigma_E/|E| \sim 2$. В распределении амплитуды возмущения по частотам зондирующего излучения видно насыщение (отсутствие пропорциональности между локальным возмущением диэлектрической проницаемости и возмущением амплитуды отраженного сигнала), в соответствии с предсказаниями теории [25]. Можно ожидать значительной сложности при интерпретации данных измерений для антибаллонных мод. Следует отметить, что как для баллонных, так и антибаллонных мод существенная доля полного возмущений сигнала связаны с возмущением амплитуды, что также указывает на существенно нелинейный характер отражения (так

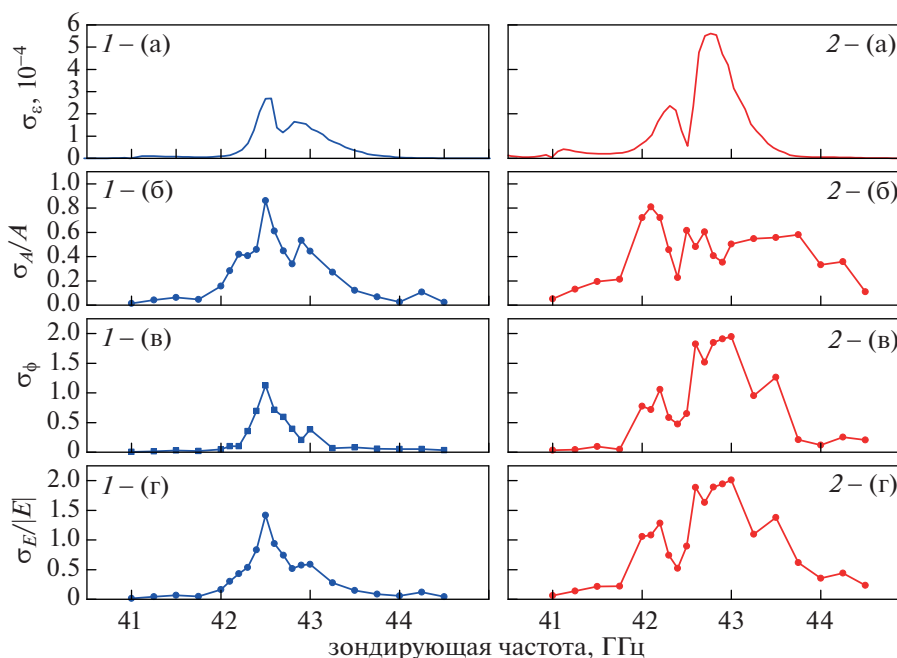


Рис. 12. Рассчитанная структура возмущений отраженной волны при наблюдении ТАЕ рефлектометром со стороны сильного поля. 1 – случай баллонной моды, 2 – случай антибаллонной моды. а) – локальные возмущения диэлектрической проницаемости в точке отражения, б) – относительные возмущения амплитуды волны, в) – возмущения фазы отраженной волны, г) – полное возмущение отраженного сигнала.

называемый случай “сильной турбулентности для рефлектометрии”).

Особенности синтетической диагностики рефлектометрии позволяют выделить сигнал, соответствующий первому отражению и провести анализ распределения возмущений для такого сигнала. Пример сравнения возмущений сигнала после первого отражения и установившегося сигнала после многократных отражений, приведено на рис. 13 для случая баллонной моды.

Анализ структуры возмущений показывает, что наличие паразитных вторичных отражений от стенки вакуумной камеры приводит к заметному искажению радиального распределения возмущений сигнала (кривые 1 и 2 соответственно). Максимальная амплитуда возмущений при этом меняется не существенно (менее чем на 20%), однако могут наблюдаться существенные вариации возмущений фазы и полного возмущения сигнала. Следует отметить, что данный результат расчета не может рассматриваться в качестве строго количественного описания разницы сигналов, так как структура стоячих волн сильно зависит от деталей конкретной геометрии эксперимента, которую сложно отразить с достаточной достоверностью при моделировании. Тем не менее, указанное обстоятельство говорит о важности учета вторичных отражений при анализе экспериментальных данных рефлектометрии в ИТЭР.

Существенной особенностью, выявленной при анализе данных моделирования ТАЕ, стал узкий диапазон частот зондирования, в котором виден отклик диагностики на возмущение в центральной части плазменного шнура (рис. 12). Видно, что для баллонного типа ТАЕ возмущение имеет заметную амплитуду при наблюдении на частотах 42–43.5 ГГц, а для антибаллонного типа моды – в диапазоне частот от 42 до 44 ГГц. При этом в обоих случаях структура возмущений сильно изрезана, и для детального анализа требуется проведение наблюдений на большом количестве частот.

Согласно предложенному на стадии концептуального дизайна диагностики для наблюдения за возмущениями плотности планировалось использовать рефлектометр на фиксированной частоте с периодической перестройкой частоты излучения (так называемый hopping – “скачущий” – рефлектометр). Центральная команда ИТЭР рекомендовала использовать период измерений около 10 мс при длине окна не менее 1 мс. С учетом времен, требуемой на перестройку это приводит к возможности измерения параметров турбулентности в 5–8 рабочих точках по частотному диапазону. В анализируемом сценарии наблюдения будут проводиться в частотном диапазоне U (40–60 ГГц). Допустим, что проведение измерения предполагается в 6 точках частотного диапазона, а именно на частотах 40, 44, 48 ГГц и т.д. Та-

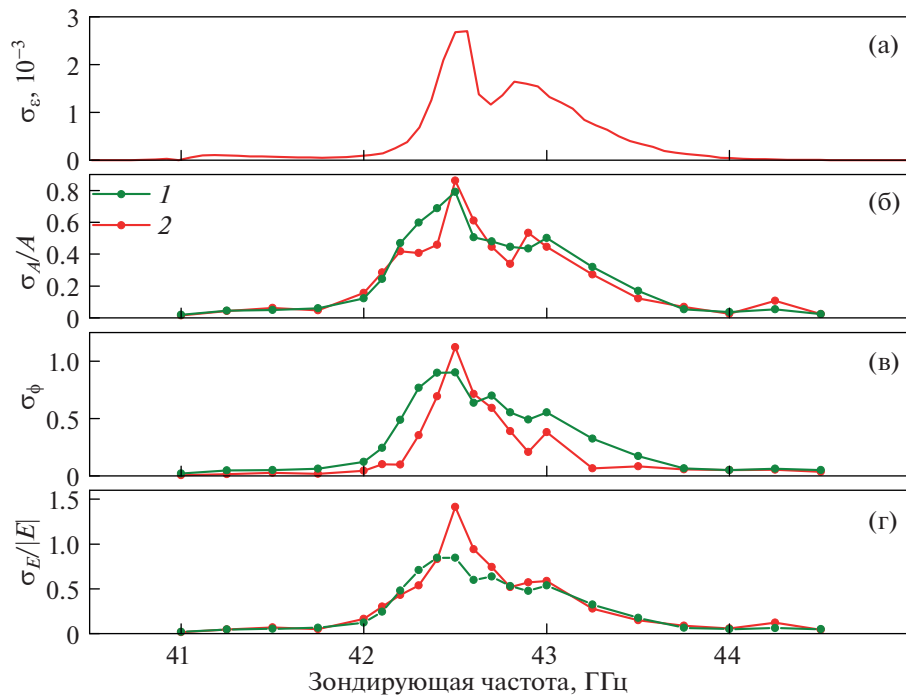


Рис. 13. Сравнение полученного распределения амплитуды возмущений сигнала рефлектометра баллонной ТАЕ в основном индуктивном сценарии ИТЭР после первого отражения и в установившемся режиме. 1 — возмущения сигнала рефлектометра после первого отражения, 2 — возмущения установившегося сигнала рефлектометра. а) — локальные возмущения диэлектрической проницаемости в точке отражения, б) — относительные возмущения амплитуды волны, в) — возмущения фазы отраженной волны, г) — полное возмущение отраженного сигнала.

ким образом, при использовании hopping рефлектометра возможна ситуация, когда точки наблюдения для всех частот зондирующего излучения лежат вдали от области существования ТАЕ и с трудом могут регистрировать ее существование в плазме. Измерение радиальной структуры моды в данном случае невозможно.

Еще одной сложностью, выявленной в ходе работ, является неоднозначная интерпретация данных диагностики. На рис. 14 показана структура относительных возмущений полного магнитного поля, электронной плотности и диэлектрической проницаемости, вызванных ТАЕ модами, в области отражения сигнала рефлектометра.

Видно, что возмущения локализованы в узкой области плазменного шнура (менее 10% малого радиуса). Для моды баллонного типа (кривые 1 на рис. 14) амплитуды возмущений магнитного поля и электронной плотности на стороне сильного магнитного поля сопоставимы, что приводит к сравнимому вкладу возмущений в итоговое возмущение диэлектрической проницаемости для волны зондирующего излучения. Таким образом, для данного типа альфвеновских мод, прямое измерение относительных возмущений электронной плотности, зафиксированного в Описании диагностики [2], невозможно и потребует привлечения для интерпретации результатов измере-

ний, как сложных моделей, так и интенсивного полноволнового моделирования. Для антибаллонной моды (кривые 2 на рис. 14) на стороне сильно магнитного поля возмущения электронной плотности доминируют над возмущениями магнитного поля, и будут вносить основной вклад в возмущения диэлектрической проницаемости. Следует еще раз отметить, что, согласно результатам моделирования, диагностика будет работать в нелинейном режиме, что существенно затруднит интерпретацию результатов измерений. При этом полученная при моделировании амплитуда возмущений плотности ТАЕ в 2–6 раз превышает зафиксированную в документах ИТЭР (5×10^{-6} – 5×10^{-4}) [26].

Интересной возможностью могло бы быть использование корреляционного анализа для анализа структуры ТАЕ-мод. Совместное использование данных, полученных с помощью корреляционной рефлектометрии и данных магнитных зондов, диагностики мягкого рентгеновского излучения или излучения плазмы на второй гармонике электронного циклотронного резонанса позволили бы установить не только распределение амплитуды возмущения по малому радиусу, но и распределение фазы возмущения [27]. К сожалению, в настоящий момент подобная возможность не предполагается в архитектуре систе-

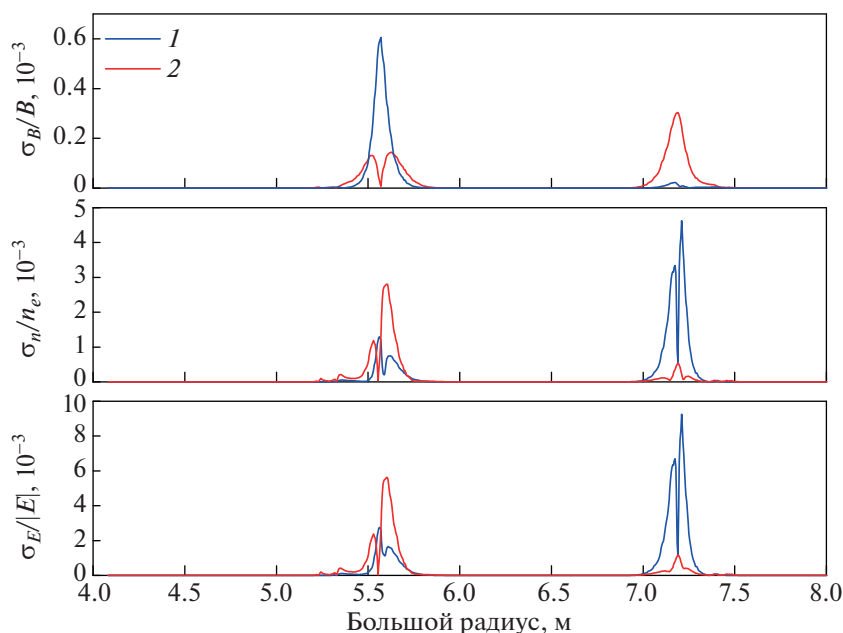


Рис. 14. Структура относительных возмущений магнитного поля, электронной плотности и электрической проницаемости плазмы в точке отражения сигнала HFS рефлектометра. 1 — баллонная мода, 2 — антибаллонная мода. а) — возмущения полного магнитного поля, б) — возмущения электронной плотности, в) — возмущения диэлектрической проницаемости.

мы сбора данных диагностического комплекса ИТЭР.

3.4.2. Расчет отклика канала рефрактометрии в экваториальном порту 08 на возмущения плазмы, вызванные собственными альфвеновскими модами. В рассматриваемом случае характерное время распространения волны из антенны в экваториальном порту 08 до приемной антенны на стороне сильного магнитного поля составляла около 35 нс. Это на порядок меньше, чем характерный масштаб времени эволюции возмущений, вызванных ТАЕ (более 600 нс). Расчет проводился для 51 точки на периоде возмущения ТАЕ. В рамках подхода “синтетической диагностики”, полученные данные анализировались с использованием цифрового моделирования работы приемных миксеров и квадратурных детекторов с реалистичными значениями промежуточной частоты (50 МГц), частоты опроса и разрешения аналого-цифрового преобразователя Teledyne/SP Devices ADQ 414 (1 Г Выборка/с на канал, разрешение 14 бит/10 бит эффективно [28]).

Для каждого расчетного случая определялась фаза и амплитуда принятого сигнала рефлектометра. Расчеты были проведены для несущих частот зондирующего сигнала 40 и 55 ГГц для стационарного сценария ИТЭР с током 9 МА и частоты 55 ГГц для основного индуктивного сценария ИТЭР с током 15 МА. Проведенные оценки показали, что возмущение фазы, огибающей сигнала рефлектометра с амплитудной модуляцией, составляет ме-

нее 0.05° при типичной точности определения фазы квадратурным детектором около 0.1° . Малость возмущения делает сомнительной возможность наблюдения ТАЕ на частоте модуляции из-за влияния широкополосных возмущений плазмы, а также шумов микроволнового источника и приемной аппаратуры. Поэтому было предложено рассмотреть схему с измерением возмущений, вызванных ТАЕ-модой на основной частоте зондирующего сигнала. Полученные данные для всех исследованных режимов сведены в табл. 1.

Видно, что возмущение фазы волны составляет от 3 до 60 градусов. Максимальное относительное возмущение амплитуды волны составляет порядка 30% от возмущения фазы, что говорит об умеренном влиянии возмущений на форму волнового фронта. Это позволяет использовать в дальнейших расчетах упрощенные модели, основанные на приближении одномерной геометрической оптики.

Набег фазы ϕ при прохождении через возмущенную плазму в этом случае описывается уравнением

$$\begin{aligned}\phi &= k_0 \int \sqrt{\epsilon} dl = k_0 \int \sqrt{(\epsilon + \delta\epsilon)} dl = \\ &= k_0 \int \sqrt{\epsilon} dl + \frac{k_0}{2} \int \frac{\delta\epsilon}{\sqrt{\epsilon}} dl,\end{aligned}\quad (8)$$

где ϵ диэлектрическая проницаемость плазмы, $\delta\epsilon$ — переменная по времени добавка, k_0 — волновое число зондирующего излучения в вакууме, инте-

Таблица 1. Амплитуда возмущений сигнала рефрактометра по результатам одномерных и двумерных расчетов в основном сценарии ИТЭР с током 15 МА и стационарном режиме ИТЭР с током 9 МА

Сценарий	Мода	Частота	Амплитуда возмущений сигнала					
			1D		2D			
			σ_ϕ		σ_ϕ		σ_A/A	$\sigma_E/ E $
		ГГц	град	10^{-3} рад	град	10^{-3} рад	10^{-3}	10^{-3}
Индуктивный 15 МА	Баллонная	55	2.78	48.6	3.56	62.1	18.6	64.8
	Антибаллонная	55	9.72	170	10.7	187	21.0	188
Стационарный 9 МА	RSAE	55	25.4	444	29.3	511	180	542
		40	56.3	983	63.3	1105	244	1131

грирование ведется вдоль лучевой траектории. Первый член в полученном выражении связан со средним набегом фазы внутри плазмы, а второй член отражает переменную во времени поправку в фазе, связанную с наличием в плазме нестационарных возмущений.

Типичные профили плотности плазмы, полного магнитного поля и диэлектрической проницаемости для необыкновенной волны показаны на рис. 15. Профили возмущений магнитного поля, электронной плотности и диэлектрической проницаемости, вызванных существованием в плазме ИТЭР антибаллонной ТАЕ, показаны на рис. 16. Видно, что как возмущения плотности, так и магнитного поля имеют знакопеременный характер вдоль траектории распространения зон-

дирующей волны. Это приводит к тому, что подынтегральный член в уравнении (8), соответствующий графику на рис. 16 в, также знакопеременный и при расчете интегрального набег фазы в существенной степени усредняется.

Одномерный расчет набег фазы, выполненный для всех рассмотренных ранее случаев по формуле (8), приведен в табл. 1. Видно качественное согласие результатов расчетов в одномерном и двумерном приближении. Наблюдающееся расхождение связано с отсутствием в одномерных оценках по формуле (8) эффектов, связанных с многолучевой интерференцией из-за конечной ширины зондирующего пучка, рефракции, конечных размеров возмущений в плазме в поперечном направлении и иных эффектов. Тем не

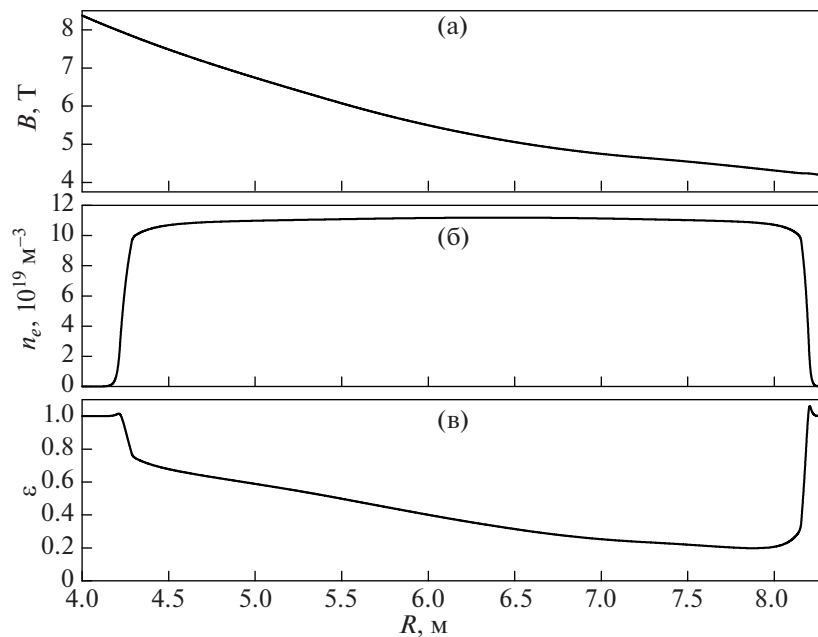


Рис. 15. Профили полного магнитного поля (а), электронной плотности плазмы (б) и диэлектрической проницаемости для необыкновенной волны (в) в основном сценарии работы ИТЭР с током 15 МА при зондировании рефрактометром на частоте 55 ГГц.

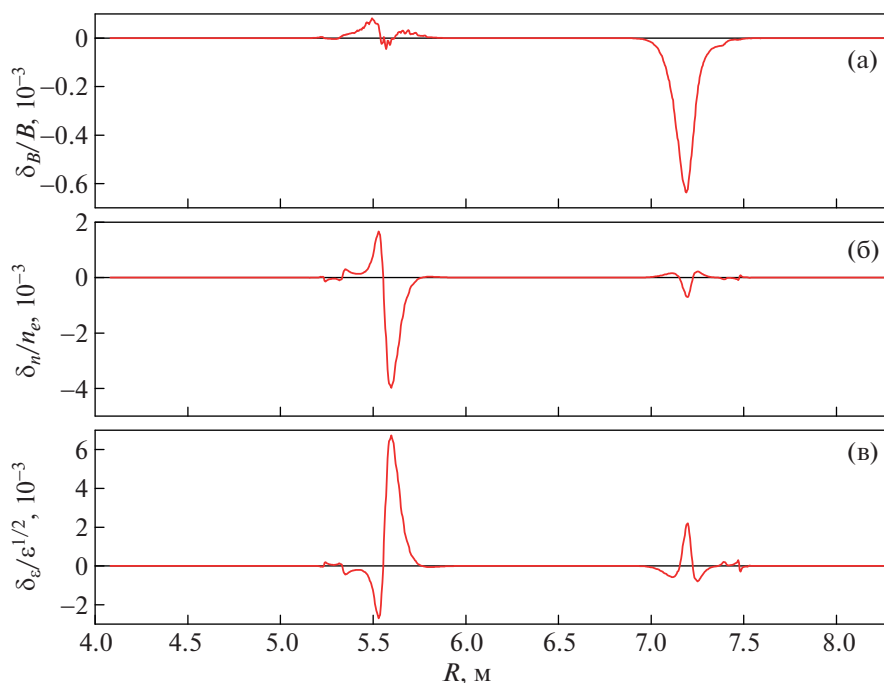


Рис. 16. Профили относительных возмущений полного магнитного поля (а), электронной плотности плазмы (б) и диэлектрической проницаемости для необыкновенной волны, нормированной на показатель преломления (в) для анти-баллонной ТАЕ в основном сценарии работы ИТЭР с током 15 МА при зондировании рефрактометром на частоте 55 ГГц.

менее, быстрота расчетов в одномерном приближении позволяет получить качественные данные об амплитуде возмущений сигнала рефрактометра, что важно при отработке алгоритмов обработки сигналов диагностики.

Полученные данные показывают, что регистрация рефрактометром возмущений, вызванных ТАЕ-модами, при использовании схемы измерений, предложенной в [21], невозможна. Представляется целесообразным отказаться от супергетеродинной схемы с тройным гетеродинамированием (на несущей частоте, промежуточной частоте и частоте модуляции) в пользу схемы с двойным гетеродинамированием — на несущей частоте и промежуточной частоте с дальнейшей раздельной обработкой сигнала для получения данных о флуктуациях плазмы и средней величины групповой задержки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены характеристики ТАЕ для основного сценария ИТЭР с током 15 МА и квазистационарного сценария с током 9 МА. С помощью кодов KINX и VENUS для каждого из режимов рассчитаны фиксированная структура характеристик ТАЕ. Для найденных ТАЕ в основных сценариях работы ИТЭР проведена интерполяция возмущений плотности плазмы и возмущенного магнитного

поля на декартову прямоугольную сетку R, Z . С помощью двумерного полноволнового кода TAMIC RtX проведено моделирование двух сценариев работы диагностики рефлектометрия ИТЭР — классического рефлектометра и рефрактометра, работающего в окне прозрачности плазмы на необыкновенной волне зондирующего излучения. Полученные данные обработаны с использованием подхода “синтетической диагностики”.

Для сценария использования классического рефлектометра показано, что смоделированная амплитуда возмущений ТАЕ приводит к относительному возмущению полного сигнала рефлектометра на уровне $\sigma_E/|E| \sim 1-2$. Полученный уровень возмущений отраженного сигнала соответствует нелинейной области работы рефлектометра, что подтверждается существенным возмущением амплитуды отраженного сигнала. Возмущения плазмы сильно локализованы по радиусу, и отклик на сигнале рефлектометра наблюдается в узком диапазоне частот зондирования. Такая локализация может представлять проблему при использовании рефлектометров со ступенчатой перестройкой частоты из-за конечного (как правило, небольшого) выбора частот зондирующего излучения. Анализ структуры возмущений показал, что для некоторых возмущений (в частности, баллонной ТАЕ) можно ожидать значительный вклад возмущений магнитного поля в возмущение

ние сигнала рефлектометра. Это делает нетривиальной интерпретацию результатов измерений диагностики. Совместное использование данных, полученных с помощью рефлектометрии, и данных других диагностик, и применение корреляционного анализа позволило бы расширить возможности диагностического комплекса ИТЭР как инструмента для изучения ТАЕ.

Для сценария использования диагностики как рефлектометра показано, что возмущение фазы сигнала на основной волне зондирующего излучения составляет порядка 3–60 градусов. Результаты качественно подтверждаются расчетами в рамках одномерной геометрической оптики. Малый набег связан как с малой амплитудой возмущений, так и с знакопеременностью возмущений вдоль луча наблюдения. При этом применение предложенной ранее схемы измерений с измерением задержки в распространении сигнала через плазму на частоте амплитудной модуляции не позволяет проводить наблюдения ТАЕ. Предлагается целесообразным доработка структуры диагностики для возможности наблюдения ТАЕ в режиме рефлектометра.

Настоящая работа выполнена по договору № 17706413348210001850/47-21/01 от 01.07.2021 между ЧУ “ИТЭР-Центр” и НИЦ “Курчатовский институт” в рамках государственного контракта № н.4а.241.19.20.1042 от 21.04.2020 с Госкорпорацией “Росатом”. Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мегакласса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fasoli A., Gormenzano C., Berk H.L., Breizman B., Briguglio S., Darrow D.S., Gorelenkov N., Heidbrink W.W., Jaun A., Konovalov S.V., Nazikian R., Noterdaeme J.-M., Sharapov S., Shinohara K., Testa D., Tobita K., Todo Y., Vlad G., Zonca F. // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. № 6. S264.
2. Вершков В.А., Солдатов С.В., Шелухин Д.А., Уразбаев А.О. // ПТЭ. 2004. № 2. С. 54.
3. Lechte C., Conway G.D., Görler T., Tröster-Schmid C. and the ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. V. 59. 075006
4. da Graca S., Conway G.D., Lauber P., Curran D., Igochine V., Classen I., Garcia-Munoz M., Stober J., Van Zeeland M.A., Manso M.E. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2012. V. 54. 095014.
5. Hacquin S., Alper B., Sharapov S., Borba D., Boswell C., Fessey J., Menesis L., Walsh M. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. 714.
6. Heidbrink W.W. // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. 055501.
7. Gorelenkov N.N., Van Zeeland M.A., Berk H.L., Crocker N.A., Darrow D., Fredrickson E., Fu G.Y., Heidbrink W.W., Menard J., Nazikyan R. // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. 056107.
8. Borba D., Conway G.D., Günter S., Huysmans G.T.A., Klose S., Maraschek M., Mück A., Nunes I., Pinches S.D., Serra F. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 809.
9. Crocker N.A., Peebles W.A., Kubota S., Fredrickson E.D., Kaye S.M., LeBlanc B.P., Menard J.E. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. 045002.
10. Koenies A., Briguglio S., Gorelenkov N., Feher T., Isaev M., Lauber Ph., Mishchenko A., Spong D.A., Todo Y., Cooper W.A., Hatzky R., Kleiber R., Borchardt M., Vlad G., Biancalani A., Bottino A. and ITPA EP TG. // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. 126027.
11. Isaev M.Y., Leonov V.M., Medvedev S.Y. // Fusion Science and Technology. 2019. V. 75. 218.
12. Polevoi A.R., Medvedev S.Yu., Mukhovatov V.S., Kukushkin A.S., Murakami Y., Shimada M., Ivanov A.A. // J. Plasma Fusion Res. SERIES. 2002. V. 5. P. 82.
13. Исаев М.Ю., Медведев С.Ю., Кунер Э.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 2. С. 1–11.
14. Betti R., Freidberg J. // Phys. Fluids B. 1992. V. 4. P. 1465.
15. Пустовитов В.Д., Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Под редакцией Б.Б. Кадомцева. Вып. 15. М. Энергоатомиздат, 1987. С. 146.
16. Sharapov S.E., Alper B., Fessey J., Hawkes N.C., Young N.P., Nazilian R., Kramer G.J., Borba D.N., Hacquin S., De La Luna E., Pinches S.D., Rapp J., Testa D., and JET-EFDA // Contributors. 2004. V. 93. № 16. P. 165001-1.
17. Isaev M.Yu., Aleynikov P.B., Konovalov S.V., Medvedev S.Yu. // 25th IAEA Fusion Energy Conference (FEC-2014), St. Petersburg, Russia, 13–18 October, 2014, TH/P3-39. http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/FEC/FEC2014/fec2014-preprints/312_THP339.pdf
18. Van Zeeland M.A., Gorelenkov N.N., Heidbrink W.W., Kramer G.J., Spong D.A., Austin M.E., Fisher R.K., Garcia Munoz M., Gorelenkova M., Luhmann N., Murakami M., Nazikian R., Pace D.C., Park J.M., Tobias B.J., White R.B. // Nucl. Fusion 52(2012)094023.
19. Heald M.A., Wharton C.B. // Plasma diagnostics with microwaves., New York–London–Sydney, John Wiley & Sons Inc., 1998.
20. Vershkov V., Manso M., Vayakis G., Sanchez A.J., Wagner D., Walker C., Soldatov S., Kuznetsova L., Zhuravlev V., Sestroretskii B., ITER Joint Central Team and Russian and EU Home Teams // Diagnostics for Thermonuclear Fusion Reactors 2. New York, Plenum Press, 1998. P. 107.
21. Krasilnikov A.V., Kaschuck Y.A., Vershkov V.A., Petrov A.A., Petrov V.G., Tugarinov S.N. // International Conference on Fusion Reactor Diagnostics, Varenna, Italy September 9–13, 2013.

22. *Delaunay B.* // *Bulletin de l'Académie des Sciences de l'URSS, Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles*. 1934. № 6. P. 793–800. <https://www.mathworks.com/help/matlab/ref/griddata.html>
23. *Schneller M., Lauber Ph., Briguglio S.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2016. V. 58. P. 014019.
24. *Климов К., Годин А., Перфильев В.* Схемы элементарного объема пространства в подмагниченной плазме. Точность + скорость = ТАМИС. М.: LAMBERT Academic Publishing, 2012.
25. *Mazzucato E., Nazikian R.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1995. V. 66. № 2. P. 1237.
26. ITER Project Requirements (PR) // ITER Organization, 2021. P. 1–159.
27. *Soldatov S.V., Bagdasarov A.A., Chistiakov V.V., Dnestrovskii Yu.N., Ivanov N.V., Kakurin A.M., Martynov D.A., Pterskii V.V., Pozniak V.I., Vershkov V.A., Tsaun S.V., Yakovets A.N., Volkov V.V.* // *Proc. of 24th EPS Conference on Contr. Fus. and Plasma Phys.* Berchtesgarden, Germany. 1997. V. 21A. Pt 2. P. 673
28. Teledyne / SP Devices ADQ 414 Datasheet. 2020, P. 1–32. <https://www.spdevices.com/documents/datasheets/19-adq14-datasheet/file>

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОДЫ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗОВАННОЙ ПРИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ ИНЕРТНОГО ГАЗА

© 2023 г. К. Ю. Вагин^{а,*}, С. А. Урюпин^а

^аФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: vagin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 09.06.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 22.06.2023 г.

Исследованы электромагнитные моды в слабоионизованной плазме, образованной при многофотонной ионизации атомов инертного газа, в котором имеет место эффект Рамзауэра–Таундсенда. Показано, что при сравнительно небольшой энергии фотоэлектронов порядка 1 эВ возможно усиление электромагнитных волн. Усиление возможно как в случае редких столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами, так и при частотах столкновений большой плазменной частоты электронов. При энергиях фотоэлектронов несколько больших 1 эВ возможно развитие апериодической неустойчивости с инкрементом, величина которого сравнима с плазменной частотой электронов. Представлен детальный аналитический и численный анализ влияния столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами на закон дисперсии электромагнитной волны и инкременты неустойчивостей.

Ключевые слова: фотоионизованная плазма, электромагнитные неустойчивости, усиление излучения

DOI: 10.31857/S0367292123600711, **EDN:** XAIRRB

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение механизмов усиления и генерации электромагнитного излучения в плазме давно привлекает внимание специалистов. Это внимание обусловлено не только широкой распространенностью плазм в природе, но возможностью сравнительно просто создавать сильно неравновесные распределения, как электронов, так и ионов. Неравновесность распределений частиц может быть причиной развития различных неустойчивостей в плазме, которые в свою очередь могут приводить к усилению и генерации излучения. Иными словами развитие неустойчивостей приводит к образованию в плазме избыточной энергии электромагнитного поля [1]. Неравновесные распределения частиц формируются не только под воздействием внешних полей на полностью ионизованную плазму, но и на стадии образования самой плазмы при ионизации атомов газа.

Ярким примером неравновесных плазм является фотоионизованная плазма, образованная при воздействии фемтосекундного ионизирующего импульса лазерного излучения на газ. Например,

при туннельной ионизации атомов газа линейно поляризованным излучением образуется распределение электронов близкое к анизотропному бимаксвелловскому распределению [2, 3]. В случае туннельной ионизации циркулярно поляризованным излучением формируется торообразное распределение электронов по скоростям [2, 4–6]. Еще большее многообразие неравновесных распределений фотоэлектронов возникает в режимах многофотонной или надпороговой ионизации атомов газа [7–14]. В этих режимах при ионизации инертных газов формируется сильно анизотропное распределение фотоэлектронов, которое с течением времени становится изотропным, но многопиковым распределением по энергии.

Особенности усиления электромагнитного излучения в фотоионизованной плазме, образованной в режиме туннельной ионизации атомов газа описаны в работах [15–23]. Изучению неустойчивостей и возможности усиления электромагнитного излучения в плазме, образованной при многофотонной ионизации атомов инертного газа, посвящены работы [24–28]. В плазме, образован-

ной в режиме многофотонной ионизации газа при атмосферном давлении, частоты столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами сравнимы с плазменной частотой и частотой терагерцового излучения. Поэтому при изучении распространения и усиления импульсов терагерцового излучения в такой плазме необходимо учитывать, как неравновесность распределения фотоэлектронов, так и особенности их рассеяния на нейтральных атомах.

Учитывая важную роль столкновений фотоэлектронов при выявлении оптимальных условий усиления электромагнитных импульсов, настоящее сообщение посвящено изучению влияния столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами инертного газа на электромагнитные моды. Особое внимание уделено поиску условий, в которых возможно усиление электромагнитных волн. В различных диапазонах длин волн исследована роль столкновений в развитии электромагнитных неустойчивостей. Выявлены оптимальные условия наиболее сильной раскачки неустойчивостей в зависимости от параметров плазмы.

2. ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПРИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ

Рассмотрим слабоионизованную плазму, образованную при многофотонной ионизации одноатомного газа коротким импульсом линейно поляризованного лазерного излучения. Детальное обсуждение формирующегося после выключения ионизирующего импульса неравновесного распределения фотоэлектронов и этапов его эволюции дано в работах [24, 26, 27].

Приведем кратко лишь необходимые для дальнейшего изложения основные свойства такого распределения. При воздействии излучения сравнительно небольшой интенсивности $\sim 10^{12} - 10^{13}$ Вт/см² ионизация атомов реализуется при поглощении минимального числа фотонов K , необходимого для преодоления потенциала ионизации атома. В условиях воздействия коротких ионизирующих импульсов длительностью, не превышающей обратную эффективную частоту столкновений фотоэлектронов, их столкновения не влияют на распределение по скоростям, формирующееся в результате ионизации отдельных атомов. Энергетический спектр сильно неравновесного распределения фотоэлектронов имеет вид узкого пика, сосредоточенного вблизи значения приобретаемой фотоэлектронами в результате ионизации кинетической энергии $m\nu^2/2$, которая не превышает нескольких электрон-вольт [7, 8, 24]. Здесь m и ν — масса и скорость электрона соответственно.

Под воздействием лазерных импульсов указанной выше умеренной интенсивности степень ионизации формирующегося плазменного образования невелика $\sim 10^{-6} - 10^{-4}$ [24]. Поэтому рассеяние фотоэлектронов в основном происходит на нейтральных атомах, а столкновения электронов между собой и с ионами редки. Для характерных значений энергии фотоэлектронов их рассеяние на атомах носит упругий характер, поскольку возбуждение внутриатомных электронных состояний из-за столкновений электронов и атомов происходит при заметно более высоких энергиях [29, 30].

В сравнительно плотной плазме частые упругие столкновения фотоэлектронов с нейтральными атомами, характеризующиеся эффективной частотой ν_{eN} , приводят к быстрой релаксации по направлениям импульса. Тем самым на временах превышающих ν_{eN}^{-1} неравновесная функция распределения фотоэлектронов становится изотропной. При этом пикообразная форма распределения по скоростям сохраняется в течение весьма широкого временного интервала вплоть до ее релаксации к равновесной максвелловской функции, которая происходит либо из-за редких электрон-электронных столкновений с частотой ν_{ee} , либо из-за обмена энергией при столкновениях фотоэлектронов с нейтральными атомами. Отношение характерного времени последнего процесса ко времени изотропизации определяется половиной отношения масс атома M и электрона [31], и во много раз превосходит единицу. Таким образом в широком временном интервале

$$\nu_{eN}^{-1} < t \ll \min \left[\nu_{ee}^{-1}, \frac{M}{2m} \nu_{eN}^{-1} \right] \quad (1)$$

можно говорить о существовании плазмы, в которой слабо изменяющееся во времени неравновесное изотропное распределение фотоэлектронов имеет форму ярко выраженного моноэнергетического пика. В такой плазме зависящие от вида распределения электронов свойства физических процессов, характерные времена развития которых попадают в указанный выше интервал, могут качественно отличаться от свойств аналогичных процессов в термодинамически равновесной плазме.

Целью настоящего сообщения является исследование свойств собственных поперечных электронных плазменных мод в образованной при многофотонной ионизации плазме в указанном временном интервале с учетом особенностей упругих столкновений электронов с нейтральными атомами.

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В этом разделе получим дисперсионное уравнение для поперечных электромагнитных возмущений в фотоионизированной плазме. Примем, что пространственно-временная структура возмущений функции распределения фотоэлектронов $\delta f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$, электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитного поля в плазме имеет вид $\sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$. Будем интересоваться сравнительно высокочастотными коллективными движениями фотоэлектронов, когда движением нейтральных атомов и ионов можно пренебречь. Для типичных энергий ~ 1 эВ скорость фотоэлектронов сравнительно не велика. Это позволяет ограничиться изучением условий, когда расстояние $v/|\omega|$, проходимое электроном за время изменения поля, много меньше пространственного масштаба k^{-1} его изменения $|\omega| \gg kv$.

В таких условиях мы воспользуемся линеаризованным кинетическим уравнением [32] для возмущения функции распределения $\delta f(\mathbf{v})$ вида

$$\begin{aligned} -i\omega\delta f(\mathbf{v}) + \frac{e}{m}(\mathbf{E}\mathbf{v})\frac{\partial f_0(v)}{v\partial v} = \\ = -v(v)[\delta f(\mathbf{v}) - \langle \delta f(\mathbf{v}) \rangle_v]. \end{aligned} \quad (2)$$

В (2) $\langle \dots \rangle_v \equiv \int (\dots) dO_v / 4\pi$ означает усреднение по углам вектора скорости $\mathbf{v}$, а e — заряд электрона. Интеграл столкновений в правой части (2) подобен интегралу столкновений, используемому в модели Лоренца [33]. К такому виду сводится интеграл столкновений Больцмана, если принять во внимание малость скорости атомов инертного газа по сравнению со скоростью фотоэлектронов. Он описывает упругое рассеяние фотоэлектронов на нейтральных атомах, в результате которого изменяется только направление импульса электронов, тогда как их энергия остается неизменной.

Входящая в (2) эффективная частота столкновений фотоэлектронов $v(v) \equiv v_{eN}(v) = Nv\sigma_{tr}(mv^2/2)$ учитывает зависимость транспортного сечения упругого рассеяния фотоэлектронов σ_{tr} на нейтральных атомах с концентрацией N от энергии фотоэлектронов. Используя явный вид такой зависимости для атомов конкретного газа можно получить функцию $v(v)$. Рисунок 1, основанный на экспериментальных данных [30] для плазмы Хе, в логарифмическом масштабе иллюстрирует вид выраженной в относительных единицах зависимости частоты столкновений фотоэлектронов v от их кинетической энергии. Кривая на этом рисунке имеет ярко выраженный минимум, отвечающий эффекту Рамзауэра—Таунсенда [34–36]. Для инертных газов уменьшение транспортного сечения упругого рассеяния фотоэлектронов на

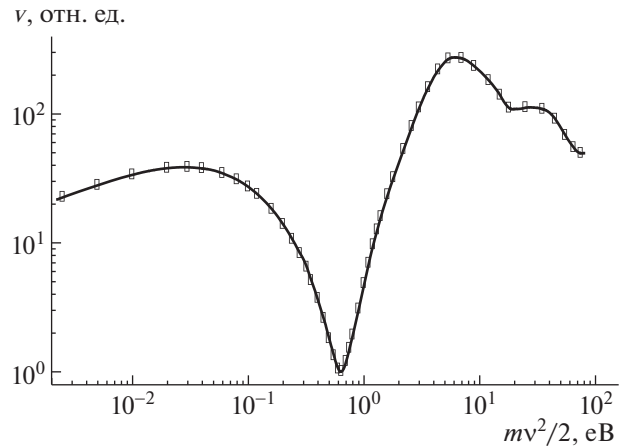


Рис. 1. Зависимость частоты упругих столкновений фотоэлектронов v от их энергии $mv^2/2$ в слабоионизированной плазме Хе. Прямоугольники демонстрируют значения v соответствующие экспериментальным данным [30] для σ . Сплошная кривая — результат интерполяции на основе этих данных.

атомах имеет место в области энергий $mv^2/2 \sim 1$ эВ.

Совместное решение уравнений Максвелла для электромагнитного поля в плазме и уравнения (2) позволяет получить дисперсионное уравнение для поперечных электронных мод

$$k^2 c^2 - \omega^2 \epsilon_{tr}(\omega) = 0, \quad (3)$$

где

$$\epsilon_{tr}(\omega) = 1 + \frac{4\pi\omega_L^2}{3n\omega} \int_0^{+\infty} \frac{v^3 dv}{\omega + iv(v)} \frac{\partial f_0(v)}{\partial v} \quad (4)$$

— поперечная диэлектрическая проницаемость фотоионизированной плазмы [32], полученная без учета пространственной дисперсии (когда выполнено неравенство $|\omega| \gg kv$), c — скорость света, $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$ — ленгмюровская частота электронов, n — плотность электронов.

Дисперсионное уравнение (3) составляет основу дальнейшего рассмотрения электромагнитных мод в фотоионизированной плазме с учетом эффекта Рамзауэра—Таунсенда.

4. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД “ХОЛОДНОЙ” ФОТОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

С целью выявления основных свойств коллективных мод фотоионизированной плазмы ограничимся рассмотрением сравнительно простой модели “холодной” плазмы, не учитывающей разброс фотоэлектронов по скоростям в пределах

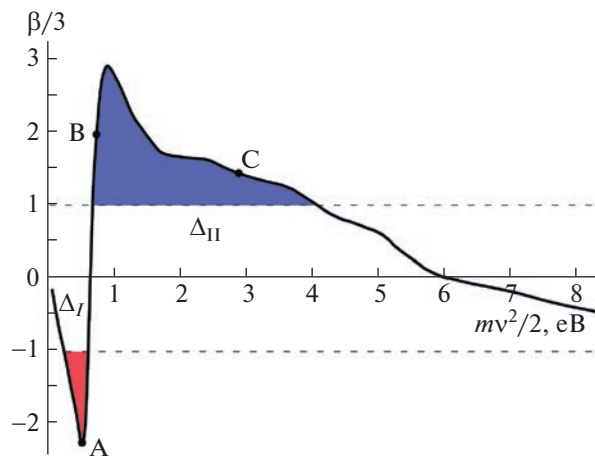


Рис. 2. Зависимость коэффициента $\beta/3$ от энергии фотоэлектронов $mv^2/2$ в плазме Хе.

энергетического пика. В такой модели распределение фотоэлектронов по скоростям можно аппроксимировать функцией вида

$$f_0(v) = \frac{n}{4\pi v_0^2} \delta(v - v_0), \quad (5)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, v_0 — скорость фотоэлектронов в энергетическом пике.

Используя выражения (4) и (5), после интегрирования по скоростям из (3) получаем для комплексной частоты $\omega = \omega' + i\omega''$ следующее дисперсионное уравнение:

$$k^2 c^2 - \omega^2 + \frac{\omega_L^2 \omega}{\omega + i\nu_0} \left(1 - \frac{\beta}{3} \frac{i\nu_0}{\omega + i\nu_0} \right) = 0. \quad (6)$$

Здесь $\beta \equiv \beta(v_0) = d \ln[v(v)]/d \ln v|_{v=v_0}$ — логарифмическая производная частоты столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами, которая не зависит от их концентрации N и определяется видом функции $v(v)$. Постоянная $\beta(v_0)$ учитывает влияние зависимости частоты столкновений фотоэлектронов от их скорости на свойства плазменных мод.

На рис. 2 для плазмы Хе представлена зависимость коэффициента $\beta/3$ в области значений энергии $mv^2/2$, при которых фотоэлектроны испытывают лишь упругие столкновения. Точка А на кривой рис. 2 соответствует энергии электронов $mv^2/2 = 0.5$ эВ. Точка В отмечена для значения $mv^2/2 = 0.72$ эВ, отвечающего экспериментальной работе [8], в которой реализована многофотонная ионизация атомов Хе при поглощении $K = 11$ фотонов излучения Nd:YAG-лазера. Точка С соответствует энергии 2.87 эВ, реализую-

щейся при ионизации $K = 3$ фотонами излучения Kr:F-лазера атомов Хе [24].

Для указанных характерных энергий фотоэлектронов приведем значения эффективных частот их столкновений с нейтральными атомами $\nu_{eN} = N\nu_0\sigma_{tr}$, где $\sigma_{tr} = \sigma_{tr}(mv_0^2/2)$, и между собой $\nu_{ee} = 4\pi e^4 n\Lambda/m^2 v_0^3$, где $\Lambda = \ln[2\pi n v_0^3/\omega_L^3]$ — кулоновский логарифм. Эти частоты определяют границы временного интервала (1). Рассмотрим газ Хе при давлении близком к атмосферному, когда концентрация атомов $N \approx 2.5 \times 10^{19}$ см $^{-3}$. Для энергии фотоэлектронов $mv_0^2/2 = 0.5$ эВ сечение их рассеяния на нейтральных атомах составляет $\sigma_{tr} = 0.64 \times 10^{-16}$ см 2 [30]. В этих условиях, приняв степень ионизации равной $\alpha = 10^{-6}$, получаем следующие оценки $\nu_{eN} \approx 0.7 \times 10^{11}$ с $^{-1}$ и $\nu_{ee} \approx 1.5 \times 10^9$ с $^{-1}$. Для энергии $mv_0^2/2 = 0.72$ эВ имеем $\sigma_{tr} = 0.4 \times 10^{-16}$ см 2 [30] и, при той же степени ионизации $\alpha = 10^{-6}$, для частот столкновений получаем оценки $\nu_{eN} \approx 0.5 \times 10^{11}$ с $^{-1}$ и $\nu_{ee} \approx 1 \times 10^9$ с $^{-1}$. Вблизи указанных значений энергий фотоэлектронов сечение рассеяния в Хе имеет резкий минимум и частота столкновений с нейтральными атомами ν_{eN} минимальна (см. рис. 1). Для больших энергий фотоэлектронов 2.87 эВ сечение рассеяния возрастает $\sigma_{tr} = 1.5 \times 10^{-15}$ см 2 [30] и отличие указанных частот столкновений становится еще заметнее. Принимая $\alpha = 10^{-5}$, имеем оценки $\nu_{eN} \approx 3.8 \times 10^{12}$ с $^{-1}$ и $\nu_{ee} \approx 1.5 \times 10^9$ с $^{-1}$. Входящее в (1) отношение $M/2m = 1.2 \times 10^5$ для атомов Хе. Тем самым, для указанных выше параметров плазмы временной интервал (1) существования неравновесного изотропного распределения фотоэлектронов весьма широк.

5. РЕШЕНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ В ДЛИННОВОЛНОВОМ ПРЕДЕЛЕ

Дисперсионное уравнение (6) представляет собой уравнение четвертой степени относительно переменной ω . В пределе длинноволновых возмущений, когда $k \rightarrow 0$, одно из решений является тривиальным и уравнение (6) сводится к кубическому

$$\omega(\omega + i\nu_0)^2 - \omega_L^2 \left[\omega + i\nu_0 \left(1 - \frac{\beta}{3} \right) \right] = 0. \quad (7)$$

Воспользовавшись формулой Кардано находим следующие решения этого уравнения

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega'_1 + i\omega''_1 = \frac{\sqrt{3}\omega_L}{2}\psi_-(v_0/\omega_L, \beta) - \\ &- i\left[\frac{\omega_L}{2}\psi_+(v_0/\omega_L, \beta) + \frac{2v_0}{3}\right], \\ \omega_2 &= i\omega''_2 = i\left[\omega_L\psi_+(v_0/\omega_L, \beta) - \frac{2v_0}{3}\right], \\ \omega_3 &= -\omega_1^* = -\omega'_1 + i\omega''_1,\end{aligned}\quad (8)$$

где * означает комплексное сопряжение и использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned}\psi_{\pm}(\xi, \beta) &= a(\xi, \beta) \pm b(\xi, \beta), \\ a(\xi, \beta) &= \\ &= \left(\frac{\xi^3}{27} + \xi\frac{\beta-1}{6} + \frac{1}{3}\sqrt{\xi^4\frac{\beta}{9} + \xi^2\left[\left(\frac{\beta-1}{2}\right)^2 - \frac{1}{3}\right] + \frac{1}{3}}\right)^{\frac{1}{3}}, \\ b(\xi, \beta) &= \frac{\xi^2 - 3}{9a(\xi, \beta)}.\end{aligned}\quad (9)$$

Пара решений этого уравнения $\omega_{1,3}$ соответствует периодическим во времени возмущениям, вещественные частоты которых имеют противоположный знак, а мнимые совпадают. Третье решение этого уравнения ω_2 является чисто мнимым.

Сначала рассмотрим предельный случай малой частоты столкновений $v_0 \ll \omega_L$. В таком пределе из соотношений (8), (9) имеем следующие асимптотические формулы:

$$\omega_1 \approx \omega_L - i\frac{v_0}{2}\left(\frac{\beta}{3} + 1\right), \quad (10)$$

$$\omega_2 \approx iv_0\left(\frac{\beta}{3} - 1\right). \quad (11)$$

Выражение (10) описывает высокочастотную плазменную волну. Мнимая часть частоты этой волны пропорциональна множителю $\beta/3 + 1$. Согласно рис. 2 реализующая вследствие эффекта Рамзауэра–Таунсенда немонотонная зависимость частоты столкновений $\nu(v)$ фотоэлектронов от их скорости приводит к смене знака выражения $\beta/3 + 1$. В частности, в узком интервале энергий Δ_I : $0.23 \text{ эВ} < mv^2/2 < 0.6 \text{ эВ}$ это выражение отрицательно и мнимая часть ω_1 становится положительной, что соответствует возможности развития неустойчивости и нарастания с течением времени амплитуды рассматриваемой высокочастотной электромагнитной волны (на рис. 2 указанный узкий интервал энергий фотоэлектронов иллюстрируется заштрихованной областью над кривой в отрицательной области значений $\beta/3$). Для значений энергии не попадающих в указанный интервал волна (10) является слабо затухающей.

В свою очередь, чисто мнимая малая частота ω_2 пропорциональна выражению $\beta/3 - 1$, которое положительно в сравнительно широком интервале энергий Δ_{II} : $0.65 \text{ эВ} < mv^2/2 < 4.1 \text{ эВ}$ (см. рис. 2 – этот интервал отмечен широкой заштрихованной областью под кривой в положительной области значений $\beta/3$). Тем самым, в указанном интервале энергий фотоэлектронов длинноволновая низкочастотная мода (11) является аperiodически неустойчивой. Рассмотренный в этом абзаце в частном случае редких столкновений длинноволновый предел указывает на возможность развития в фотоионизированной плазме двух различных видов электромагнитной неустойчивости.

Отметим, что уравнение (7) допускает также асимптотическое решение для низкочастотной моды и в условиях сильно столкновительной плазмы, когда $v_0 \gg \omega_L$. В этом случае выражение для мнимой частоты этой моды имеет вид

$$\omega_2 \approx i\frac{\omega_L^2}{v_0}\left(\frac{\beta}{3} - 1\right). \quad (12)$$

Согласно (12) низкочастотная аperiodическая неустойчивость может развиваться в плазме и в условиях частых столкновений электронов.

Появление этих неустойчивостей связано с тем, что действительная часть проводимости $\text{Re}[\sigma_r(\omega)]$ изменяет знак (здесь принято во внимание определение $\epsilon_r(\omega) = 1 + 4\pi i\sigma_r(\omega)/\omega$). Для высокочастотной моды (см. (10)) $\text{Re}[\sigma_r(\omega)] < 0$, если $\beta/3 + 1 < 0$, а для моды вида (11) $\text{Re}[\sigma_r(\omega)] < 0$ при $\beta/3 - 1 < 0$. Изменение знака $\text{Re}[\sigma_r(\omega)]$ возникает из-за того, что разные группы электронов дают отличающийся по знаку вклад в проводимость. Для тех электронов, для которых эффективная сила трения об атомы больше, чем от воздействия со стороны электрического поля волны, возникает отрицательный вклад в $\text{Re}[\sigma_r(\omega)]$. И если этот вклад доминирует над вкладом от остальных электронов, то $\text{Re}[\sigma_r(\omega)] < 0$. Именно это имеет место в тех инертных газах, для которых ярко выражен эффект Рамзауэра–Таундсена. Из-за резкого нарастания сечения рассеяния электронов на атомах, эффективная частота столкновений, а тем самым и сила трения, электронов дающих основной вклад в $\text{Re}[\sigma_r(\omega)]$, резко возрастает и $\text{Re}[\sigma_r(\omega)]$ становится отрицательной. При этом энергия волны не убывает, а увеличивается. Иными словами, происходит развитие неустойчивости.

5.1. Высокочастотная неустойчивость плазмы с низкоэнергетическими фотоэлектронами при произвольном значении частоты столкновений

Выражения (8), (9) позволяют провести анализ свойств низко- и высокочастотной длинноволновых мод для различных значений энергии фотоэлектронов и произвольного отношения частоты их упругих столкновений ν_0 с атомами к ленгмюровской частоте ω_L .

Рисунок 3 демонстрирует зависимости безразмерных вещественной ω'_1/ω_L и мнимой ω''_1/ω_L частей частоты высокочастотной волны от безразмерной частоты столкновений ν_0/ω_L . Сплошные кривые построены для значения энергии фотоэлектронов $mv_0^2/2 = 0.5$ эВ, лежащей в интервале энергий Δ_I высокочастотной неустойчивости; пунктирные и штриховые кривые — для значений 0.72 и 2.87 эВ соответственно, лежащих вне этого интервала. Точки A, B и C, нанесенные на кривую $\beta/3$ рис. 2, отвечают указанным значениям энергии.

При энергии фотоэлектронов 0.5 эВ в интервале частот столкновений $0 < \nu_0 < 0.8\omega_L$ мнимая часть частоты этой моды является положительной, что отвечает неустойчивой электромагнитной волне с медленно увеличивающейся с ростом ν_0 частотой, превышающей электронную ленгмюровскую частоту. Максимальный инкремент этой неустойчивости составляет $\gamma_1 = \omega''_1 \approx 0.094\omega_L$ и достигается при $\nu_0 \approx 0.3\omega_L$. При $\nu_0 > 0.8\omega_L$ эта волна становится затухающей с быстро увеличивающимся декрементом. В пределе частых столкновений уже при $\nu_0 > 1.25\omega_L$ декремент этой волны превышает ее обратный период $|\omega''| > \omega'/2\pi$.

Представленные на этом же рисунке кривые для больших энергий фотоэлектронов отвечают электромагнитной волне, затухающей при любых значениях частоты столкновений. При этом рис. 3 демонстрирует общее свойство, что вне указанного интервала энергий высокочастотной неустойчивости описываемая волна слабо затухает лишь в пределе редких столкновений $\nu_0 \ll \omega_L$ и имеет частоту, практически совпадающую с ω_L (см. вставку к рис. 3). С увеличением частоты столкновений фотоэлектронов декремент этой моды быстро нарастает пропорционально ν_0 и уже при $\nu_0 \geq 0.1\omega_L$ волна затухает на временах меньших одного периода колебаний. Все кривые на рис. 3 в условиях, когда декремент затухания превышает обратный период колебаний, нарисованы тонкими линиями.

Отметим, что свойства высокочастотной волны для близких значений энергий фотоэлектронов 0.5 и 0.72 эВ диаметрально различаются.

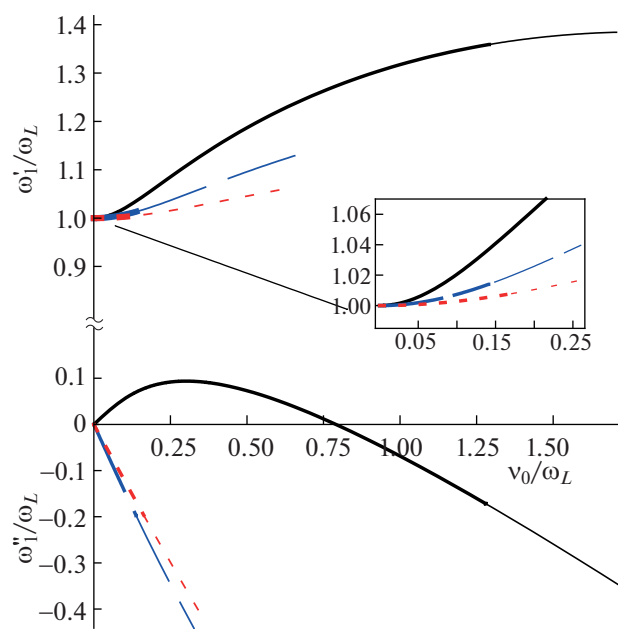


Рис. 3. Зависимости безразмерных вещественной ω'_1/ω_L и мнимой ω''_1/ω_L частей частоты высокочастотной волны от безразмерной частоты столкновений ν_0/ω_L в длинноволновом пределе. Сплошные кривые соответствуют энергии фотоэлектронов $mv_0^2/2 = 0.5$ эВ; пунктирные и штриховые кривые — значениям 0.72 и 2.87 эВ соответственно.

Это обусловлено резкой зависимостью от скорости частоты упругих столкновений электронов с атомами вследствие эффекта Рамзауэра—Таунсенда (см. рис. 2).

5.2. Аперриодическая электромагнитная неустойчивость плазмы с более энергичными фотоэлектронами

Ниже представлен численный анализ общего решения (8), (9) дисперсионного уравнения (6) для фотоэлектронов относительно высоких энергий с энергией в интервале Δ_{II} . При этом в плазме развивается низкочастотная аперриодическая неустойчивость. Приведенное ниже рассмотрение позволяет обобщить асимптотические аналитические формулы (11), (12) на случай произвольного отношения частоты электронных столкновений и их ленгмюровской частоты, а также установить условия наиболее эффективного нарастания поперечных возмущений.

Рисунок 4 демонстрирует зависимость мнимой части безразмерной частоты ω''_2/ω_L низкочастотной моды от безразмерной частоты столкновений ν_0/ω_L для тех же значений энергий фотоэлектронов, что представлены на рис. 3 (использованы аналогичные обозначения для соответствующих кривых). Значения энергии 0.72 и 2.87 эВ принадлежат

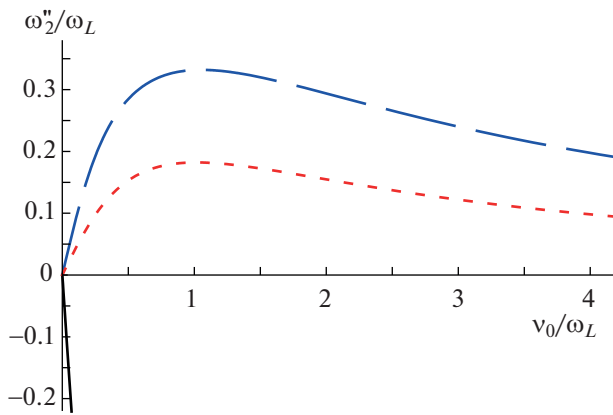


Рис. 4. Зависимость мнимой части безразмерной частоты ω_2''/ω_L низкочастотной моды от безразмерной частоты столкновений v_0/ω_L для тех же значений энергии фотоэлектронов, что и на рис. 3 (обозначения кривых совпадают с использованными на рис. 3).

интервалу Δ_{II} , в котором длинноволновая низкочастотная мода является аperiodически неустойчивой (см. рис. 2, точки *B* и *C* соответственно). Отвечающие указанным значениям энергии ω_2'' соответственно штриховая и пунктирная кривые на рис. 4 описывают инкремент $\gamma_2 = \omega_2'' > 0$ аperiodически неустойчивой низко-

частотной моды. В пределе слабостолкновительной плазмы $v_0 \ll \omega_L$ инкремент аperiodической неустойчивости линейно нарастает с увеличением частоты столкновений, что соответствует асимптотической формуле (11). Инкремент имеет максимум, составляющий несколько десятков процентов от электронной плазменной частоты ω_L , который достигается для частот столкновений v_0 близких к ω_L . В плазме с частыми столкновениями $v_0 \gg \omega_L$ инкремент убывает обратно пропорционально v_0 (см. также асимптотику (12)). Сплошная кривая на рис. 4, построенная для энергии фотоэлектронов 0.5 эВ не попадающей в интервал Δ_{II} аperiodической неустойчивости низкочастотной моды, описывает сильно затухающие возмущения.

Подводя итог разделам 5.1, 5.2, на рис. 5 в плоскости параметров — безразмерной частоты столкновений v_0/ω_L и энергии фотоэлектрона $mv^2/2$ представлены области неустойчивости и линии уровня инкрементов высокочастотной γ_1 (область I) и низкочастотной γ_2 (область II) мод фотоионизированной плазмы в длинноволновом пределе. Низкочастотная мода является аperiodически неустойчивой при любых значениях частоты столкновений в интервале энергий фотоэлектрона Δ_{II} . Положение границы области неустойчивости $\gamma_2 = 0$, изображенной толстыми

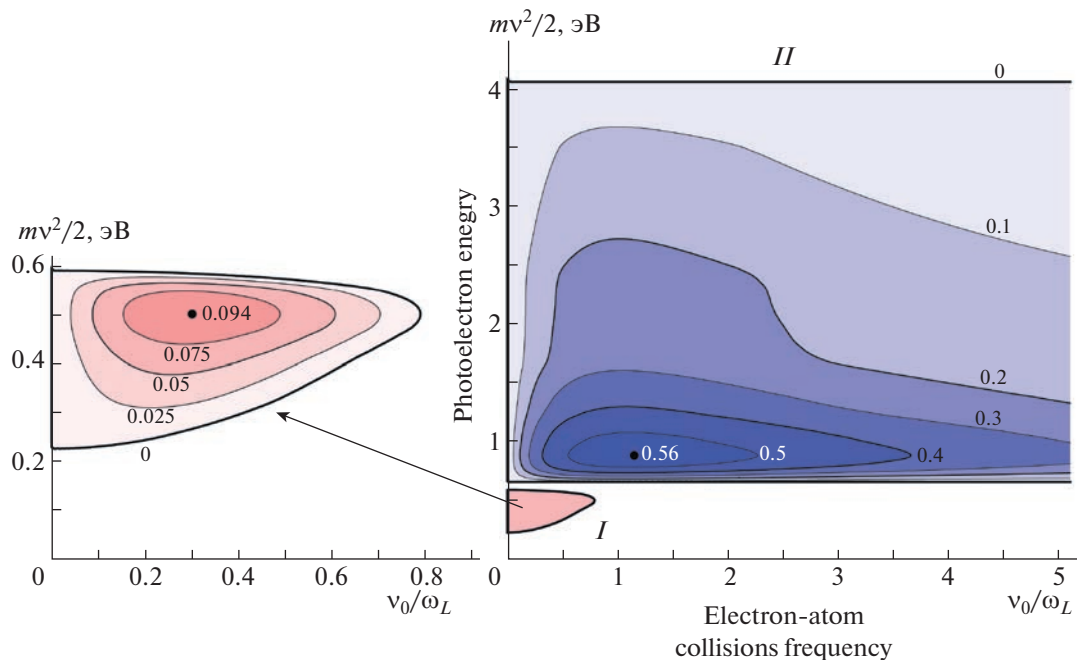


Рис. 5. Области неустойчивости и линии уровня безразмерных инкрементов $\gamma_{1,2}/\omega_L$ высокочастотной (I) и низкочастотной (II) мод фотоионизированной плазмы в длинноволновом пределе в плоскости безразмерной частоты столкновений v_0/ω_L и энергии фотоэлектронов $mv^2/2$.

кривыми, практически не зависит от частоты столкновений. Численные значения, нанесенные около линий уровня указывают абсолютные значения безразмерного инкремента γ_2/ω_L . Рисунок 5 демонстрирует, что наиболее эффективно апериодическая неустойчивость развивается в плазме с энергией фотоэлектронов близкой к 1 эВ и частотой столкновений, попадающей в достаточно широкий интервал значений, сравнимых с электронной ленгмюровской частотой. Инкремент неустойчивости при этом составляет несколько десятков процентов от ω_L . Максимальный инкремент $\gamma_{2,\max} \approx 0.56\omega_L$ реализуется при $mv^2/2 \approx 0.89$ и $v_0 \approx 1.15\omega_L$.

Неустойчивость высокочастотной волны в длинноволновом пределе реализуется в значительно более компактной области I сравнительно небольших значений энергии фотоэлектронов Δ_I и частоты их столкновений $v_0 < 0.8\omega_L$. Эта область изображена в крупном масштабе в левой части рис. 5. Максимальное значение инкремента неустойчивости высокочастотной волны $\gamma_{1,\max} \approx 0.094\omega_L$ заметно меньше максимального инкремента низкочастотной апериодической неустойчивости и реализуется при $mv^2/2 \approx 0.5$ эВ и $v_0 \approx 0.3\omega_L$.

6. СВОЙСТВА ПОПЕРЕЧНЫХ МОД С КОНЕЧНОЙ ДЛИНОЙ ВОЛНЫ

Переходя к анализу решений дисперсионного уравнения (6) для конечных значений волнового числа, остановимся как на предельных случаях, допускающих асимптотическое аналитическое решение, так и представим результаты численного анализа для типичных параметров плазмы в общем случае.

6.1. Высокочастотная электромагнитная неустойчивость

В области высоких частот, когда столкновения фотоэлектронов сравнительно редки и выполнено неравенство

$$|\omega| \gg v_0, \quad (13)$$

в линейном приближении по частоте столкновений дисперсионное уравнение (6) принимает следующий вид:

$$k^2 c^2 - \omega^2 + \omega_L^2 \left[1 - i \frac{v_0}{\omega} \left(\frac{\beta}{3} + 1 \right) \right] = 0. \quad (14)$$

Рассматривая последнее слагаемое в уравнении (14) как малую поправку, получаем следую-

щую пару высокочастотных асимптотических решений дисперсионного уравнения:

$$\omega = \pm \sqrt{\omega_L^2 + k^2 c^2} - i \frac{v_0}{2} \frac{\beta/3 + 1}{1 + (kc/\omega_L)^2}, \quad (15)$$

$$\frac{v_0}{2} \left| \frac{\beta}{3} + 1 \right| \ll \max \left\{ \omega_L, \frac{k^3 c^3}{\omega_L^2} \right\}.$$

Вещественная часть частоты в (15) отвечает закону дисперсии высокочастотной электромагнитной волны, малая мнимая часть обусловлена столкновениями электронов. В длинноволновом пределе $k \ll \omega_L/c$ выражение (15) переходит в (10). В коротковолновом пределе $k \gg \omega_L/c$ имеем поперечную волну с линейным законом дисперсии и малой мнимой частью, убывающей $\sim k^{-2}$:

$$\omega = kc - i \frac{v_0}{2} \frac{\omega_L^2}{k^2 c^2} \left(\frac{\beta}{3} + 1 \right), \quad \frac{v_0}{2} \left| \frac{\beta}{3} + 1 \right| \ll \frac{k^3 c^3}{\omega_L^2}. \quad (16)$$

Формула (16) применима и в сильно столкновительной плазме, когда частота столкновений электронов превышает их плазменную частоту. Выражения (15) и (16) демонстрируют, что высокочастотная электромагнитная неустойчивость, реализующаяся в условиях, когда энергия фотоэлектронов попадает в интервал Δ_I и коэффициент $\beta/3 + 1 < 0$, может развиваться при любых конечных значениях волновых чисел. При этом даже в условиях сравнительно частых столкновений фотоэлектронов $v_0 > 0.8\omega_L$, когда длинные электромагнитные волны являются устойчивыми (см. рис. 3), согласно (16) пространственная дисперсия приводит к тому, что короткие электромагнитные волны оказываются неустойчивыми. Если энергия фотоэлектронов не попадает в интервал Δ_I , то в рамках применимости формул (15) и (16) высокочастотная электромагнитная волна является слабо затухающей.

Рисунок 6 иллюстрирует зависимости от волнового числа вещественной и мнимой частей частоты волны, отвечающей высокочастотному решению дисперсионного уравнения (6) в условиях возможного увеличения ее амплитуды из-за развития неустойчивости при $mv^2/2 = 0.5$ эВ. Рассмотрены различные значения отношения частоты столкновений к электронной ленгмюровской частоте: $v_0/\omega_L = 0.5$ (пунктирные кривые), 0.3 (сплошные кривые), 0.6 (штрихпунктирные кривые), 0.9 (штриховые кривые), 1.2 (кривые со штрихом и двумя точками). Первые три кривые для мнимой части частоты демонстрируют тот факт, что при не очень больших частотах столкновений неустойчивость реализуется при любых значениях волновых чисел. Причем для сравнительно редких столкновений, когда $v_0 < 0.3\omega_L$ максимальный инкремент достигается в длинно-

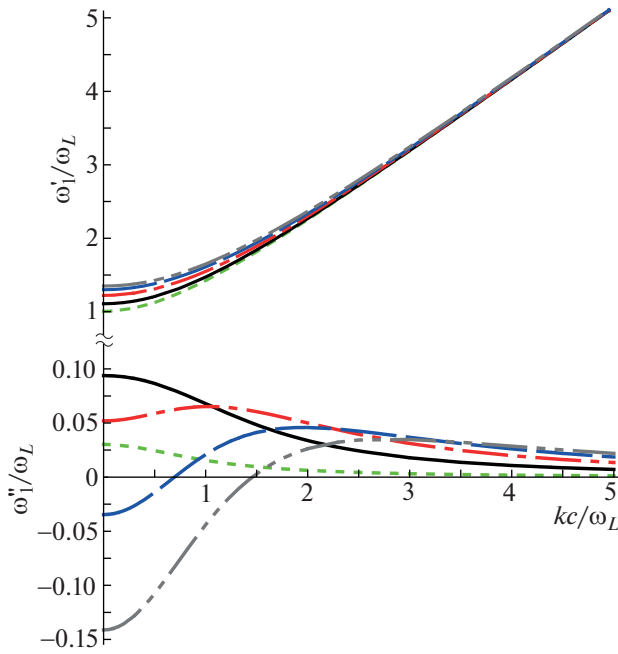


Рис. 6. Зависимости безразмерных вещественной ω'_1/ω_L и мнимой ω''_1/ω_L частоты высокочастотной волны от безразмерного волнового числа kc/ω_L в плазме с энергией фотоэлектронов $mv_0^2/2 = 0.5$ эВ. Кривые построены для следующих значений отношения частоты столкновений к электронной ленгмюровской частоте: $v_0/\omega_L = 0.05$ (пунктирные кривые), 0.3 (сплошные кривые), 0.6 (штрихпунктирные кривые), 0.9 (штриховые кривые), 1.2 (кривые со штрихом и двумя точками).

волновом пределе при $k = 0$. Для чуть больших частот столкновений $0.3\omega_L < v_0 < 0.8\omega_L$ наиболее эффективно нарастают волны с конечными значениями волновых чисел, также увеличивающимися вместе с v_0 . Две последние кривые демонстрируют, что дальнейшее увеличение v_0 сопровождается стабилизацией длинных волн, декремент затухания которых быстро нарастает по мере роста v_0 . Напротив, короткие волны по-прежнему сохраняют тенденцию к усилению с повышением частоты столкновений. В области малых k вещественная часть частоты близка к электронной ленгмюровской частоте, близка к растая с ростом v_0 . Закон дисперсии коротких высокочастотных волн практически не зависит от частоты столкновений и отвечает поперечной электромагнитной волне с частотой пропорциональной k и фазовой скоростью, немного большей скорости света c .

На рис. 7 в плоскости безразмерных волнового числа kc/ω_L и частоты столкновений v_0/ω_L представлена область неустойчивости и линии уровня инкремента высокочастотной волны в плазме с той же энергией фотоэлектронов, что и на рис. 6.

Согласно рис. 7 при заданном k неустойчивость высокочастотной волны реализуется в ограниченном интервале частот столкновений фотоэлектронов от нуля до некоторого максимального значения. Указанный интервал неустойчивости постепенно расширяется в сторону больших v_0 при уменьшении длины волны. Максимальное значение инкремента при выбранной энергии фотоэлектрона составляет $\gamma_{1,\max} \approx 0.094\omega_L$ и достигается в длинноволновом пределе $k = 0$ при $v_0 \approx 0.3\omega_L$. В области коротких волн инкремент неустойчивости высокочастотной волны мал по сравнению с ω_L .

6.2. Подавление аperiodической неустойчивости в коротковолновой области

В этом разделе показано, что уменьшение длины волны приводит к стабилизации низкочастотной неустойчивой моды. В пределе редких столкновений уравнение (6) позволяет установить влияние слабой пространственной дисперсии на инкремент аperiodической неустойчивости низкочастотной моды (11)

$$\omega_2 = i v_0 \left(\frac{\beta}{3} - 1 \right) \left[1 - \frac{k^2 c^2}{\omega_L^2} \left(1 - \frac{3}{\beta} \right)^{-2} \right], \quad (17)$$

$$v(v_0) \left| \frac{\beta}{3} - 1 \right| \ll kc \ll \omega_L \left| 1 - \frac{3}{\beta} \right|.$$

Выражение (17) получено в длинноволновом пределе, и малое второе слагаемое в квадратных скобках описывает уменьшение инкремента с ростом k . То есть максимальный при фиксированном значении v_0 инкремент низкочастотной аperiodической неустойчивости достигается в длинноволновом пределе при $k \rightarrow 0$.

Еще один предельный случай, допускающий приближенное аналитическое решение уравнения (6) для низкочастотной моды — это случай частых столкновений фотоэлектронов и низкочастотных на этом фоне возмущений, когда выполнено противоположное (13) условие

$$|\omega| \ll v_0. \quad (18)$$

Сохраняя в рамках неравенства (18) в дисперсионном уравнении (6) главный член по малому параметру ω/v_0 получаем приближенное дисперсионное уравнение

$$k^2 c^2 - \omega^2 + i \omega_L^2 \frac{\omega}{v_0} \left(\frac{\beta}{3} - 1 \right) = 0. \quad (19)$$

Удовлетворяющее условию (18) решение квадратного уравнения (19), отвечающее при фиксиро-

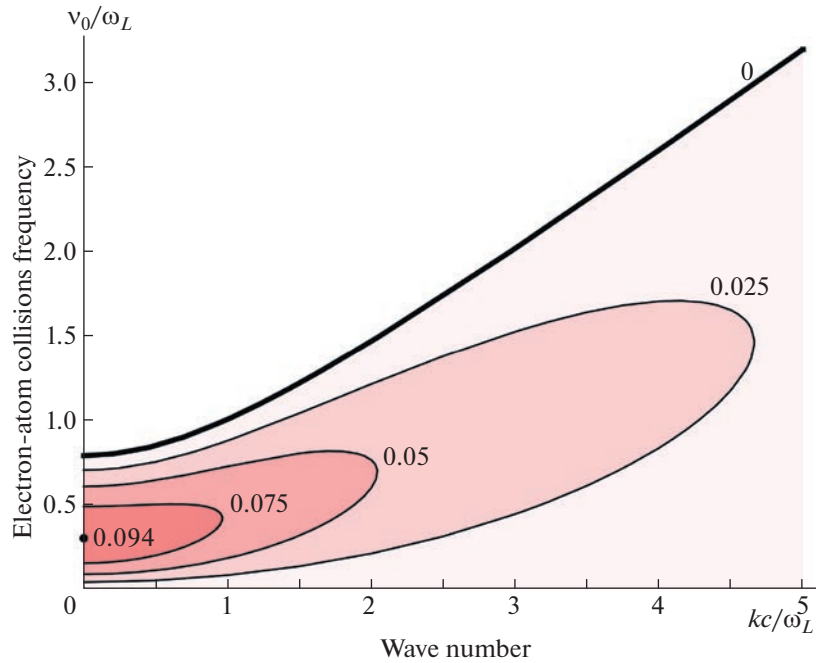


Рис. 7. Область неустойчивости и линии уровня безразмерного инкремента γ_1/ω_L высокочастотной волны в плазме с энергией фотоэлектронов $mv^2/2 = 0.5$ эВ в плоскости безразмерных волнового числа kc/ω_L и частоты столкновений ν_0/ω_L .

ванном значении k наибольшей мнимой части, имеет вид

$$\omega = i \frac{\omega_L^2 \left(\frac{\beta}{3} - 1 \right)}{2\nu_0} + \sqrt{k^2 c^2 - \left[\frac{\omega_L^2 \left(\frac{\beta}{3} - 1 \right)}{2\nu_0} \right]^2}, \quad (20)$$

$$\omega_L \sqrt{\frac{1}{2} \left| \frac{\beta}{3} - 1 \right|} < kc \ll \nu_0.$$

В интервале малых волновых чисел $0 < kc < < |\beta/3 - 1| \omega_L^2 / 2\nu_0$ при извлечении корня выбирается ветвь $+i$. При этом частота (20) является чисто мнимой, убывающей по абсолютному значению с ростом k . При $|\beta/3 - 1| \omega_L^2 / 2\nu_0 < kc \ll \nu_0$ рассматриваемая мода отвечает волне с вещественной частотой близкой к kc при больших k .

Отвечающие асимптотическим формулам (17) и (20) особенности низкочастотной моды иллюстрирует рис. 8, полученный с использованием численного решения уравнения (6) для плазмы с энергией фотоэлектронов $mv^2/2 = 2.87$ эВ принадлежащей интервалу Δ_{II} (точка С на рис. 2) и частотой столкновений $\nu_0 = 0.8\omega_L$. Здесь представлены зависимости безразмерных вещественной ω'_2/ω_L (штриховая кривая) и мнимой ω''_2/ω_L (сплошная кривая) частей частоты низкочастотной моды от безразмерного волнового числа kc/ω_L в интервале сравнительно небольших зна-

чений k , для которых возможно развитие неустойчивости. Согласно рис. 8 в интервале малых волновых чисел $0 < k < k_a$ частота электромагнитной низкочастотной моды является чисто мнимой, что отвечает аperiодической электромагнитной неустойчивости с положительным инкрементом $\gamma_2 = \omega''_2 > 0$. С увеличением k инкремент постепенно уменьшается. В интервале промежуточных значений $k_a < k < k_w$ неустойчивая мода отвечает волне, вещественная частота которой увеличивается, а инкремент снижается по мере роста волнового числа. В области больших волновых чисел $k > k_w$ рассматриваемая волна становится устойчивой с быстро нарастающим декрементом затухания. Для параметров плазмы, использованных при построении рис. 8, уже при $k \approx 0.75\omega_L/c$ декремент сравнивается с обратным периодом волны $|\omega''| \approx \omega'/2\pi$, т. е. волна становится сильно затухающей.

Рисунок 9 демонстрирует область неустойчивости низкочастотной электромагнитной моды и линии уровня ее инкремента в плоскости безразмерных волнового числа kc/ω_L и частоты столкновений ν_0/ω_L в плазме с той же энергией фотоэлектронов, что и на рис. 8. На вставке к этому рисунку схематически представлены три области. В области I: $0 < k < k_a(\nu_0)$ неустойчивость имеет аperiодический характер. Именно в этой области

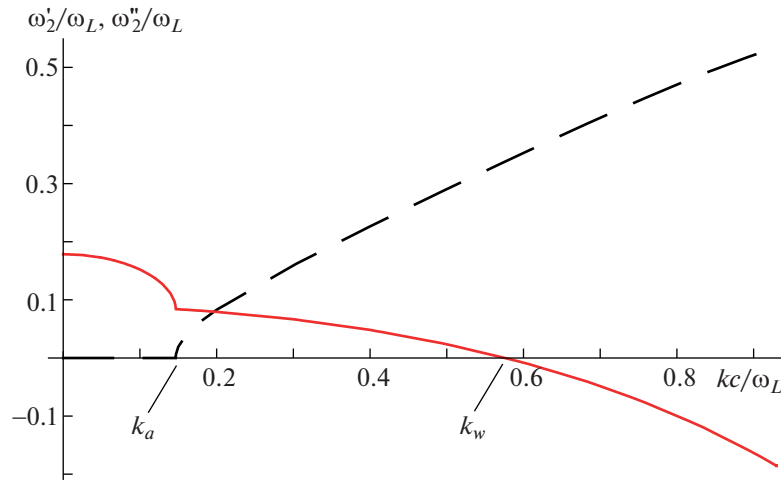


Рис. 8. Зависимости безразмерных вещественной ω_2'/ω_L (штриховая кривая) и мнимой ω_2''/ω_L (сплошная кривая) частоты низкочастотной моды в интервале безразмерных волновых чисел kc/ω_L , при которых возможно развитие неустойчивости этой моды в плазме с энергией фотоэлектронов $mv^2/2 = 2.87$ эВ и частотой столкновений $\nu_0 = 0.8\omega_L$.

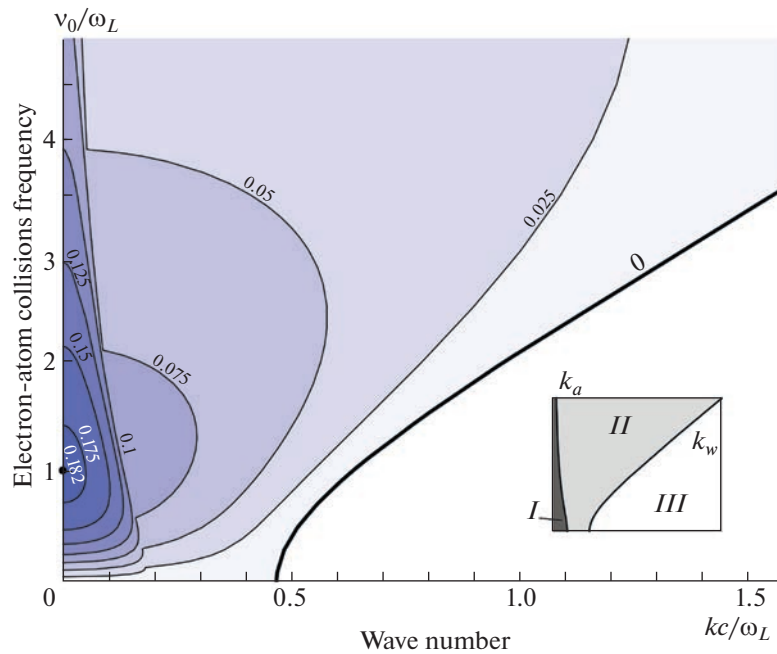


Рис. 9. Области неустойчивости низкочастотной электромагнитной моды (*I* – аperiодическая неустойчивость, *II* – область существования неустойчивой электромагнитной волны) и линии уровня ее безразмерного инкремента γ_2/ω_L в плоскости безразмерных волнового числа kc/ω_L и частоты столкновений ν_0/ω_L в плазме с энергией фотоэлектронов $mv^2/2 = 2.87$ эВ.

инкремент достигает наибольших значений. Абсолютный максимум инкремента при выбранной энергии фотоэлектрона составляет $\gamma_{2,\max} \approx 0.182\omega_L$ и достигается при $k = 0$ и $\nu_0 \approx 1.017\omega_L$ (жирная точка на оси ординат). В области *II*: $k_a(\nu_0) < k < k_w(\nu_0)$ низкочастотная мода

отвечает неустойчивой электромагнитной волне с увеличивающейся по мере роста k вещественной частотой и уменьшающимся инкрементом. Отметим, что с увеличением частоты столкновений фотоэлектронов интервал волновых чисел, в пределах которого реализуется аperiодическая

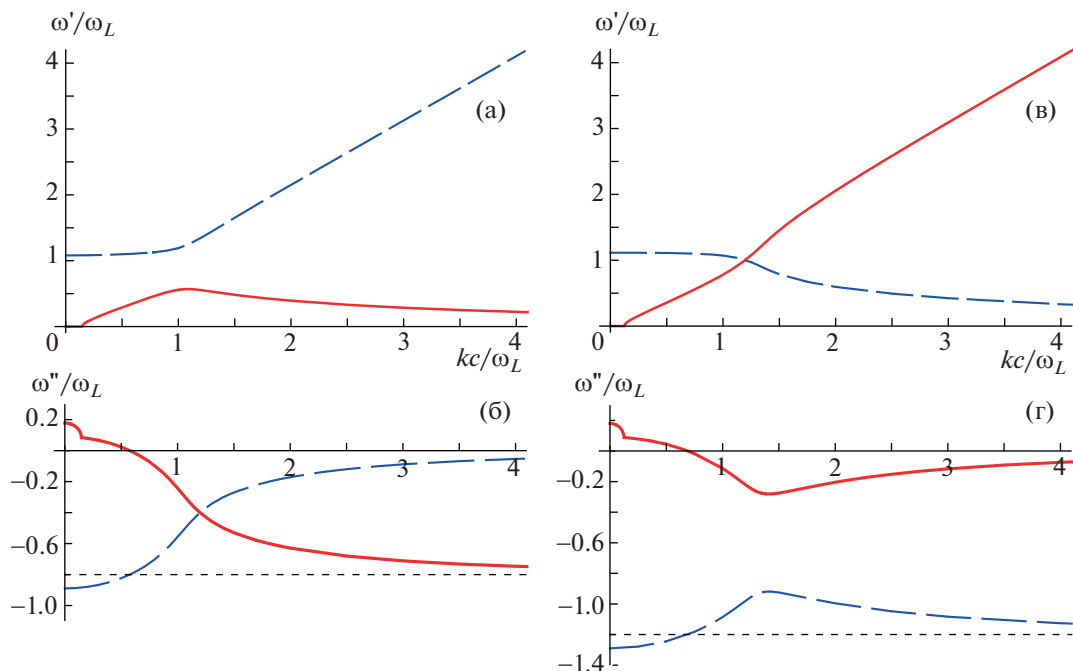


Рис. 10. Зависимости безразмерных вещественных ω'/ω_L (а, в) и мнимых ω''/ω_L (б, г) частей частот мод, отвечающих двум различным решениям дисперсионного уравнения (6) от безразмерного волнового числа kc/ω_L . Рисунки (а, б) построены для случая $v_0 = 0.8\omega_L$, рисунки (в, г) — соответственно для $v_0 = 1.2\omega_L$. Энергия фотоэлектронов та же, что и на рис. 8, 9.

неустойчивость сужается, тогда как аналогичный интервал неустойчивости периодических волновых возмущений быстро расширяется. Для не очень больших частот столкновений $v_0 < \omega_L$ верхняя граница области неустойчивости $k_w(v_0)$ в пространстве волновых чисел слабо меняется. Напротив, когда $v_0 > \omega_L$ значение $k_w(v_0)$ возрастает прямо пропорционально v_0 . Область III параметров плазмы соответствует устойчивой электромагнитной волне.

6.3. Влияние частых столкновений фотоэлектронов с энергией в интервале Δ_{II} на свойства плазменных мод

В этом разделе продемонстрировано влияние эффективной частоты столкновений электронов на свойства изучаемых мод и показано, что наиболее ярко оно проявляется в области волновых чисел $k \sim \max[\omega_L, v_0]/c$ и для $v_0 \sim \omega_L$. На рис. 10 в широком диапазоне волновых чисел представлены вещественные и мнимые части частот, отвечающие низко- и высокочастотному решению дисперсионного уравнения (6), которые иллюстрируют два качественно различных случая: частоты столкновений фотоэлектронов меньшей их ленгмюровской частоты $v_0 = 0.8\omega_L$ (рис. 10а и б) и соответственно большей $v_0 = 1.2\omega_L$ (рис. 10в и г).

Сплошные кривые отвечают моде, которая в длинноволновом пределе имеет меньшую по абсолютному значению частоту и при $k < k_a$ является аperiodически неустойчивой с инкрементом, меньшим ω_L . Поведение этой моды в области небольших волновых чисел $k \lesssim k_w$, отвечающих развитию неустойчивости, подробно рассмотрено при обсуждении рис. 8 и 9. Штриховые кривые на рис. 10 соответствуют волне, которая в длинноволновом пределе является обыкновенной поперечной волной с большей частотой, вещественная часть которой близка к ω_L . Декремент этой волны в области небольших волновых чисел $k < \max[\omega_L; v_0]/c$ по абсолютному значению незначительно превосходит частоту столкновений фотоэлектронов с атомами (на рис. 10б и г пунктирные прямые отвечают значению $\omega'' = -v_0$). Таким образом, длинноволновая электромагнитная волна для выбранного значения энергии электронов оказывается слабо затухающей лишь в фотоионизованной плазме со сравнительно редкими столкновениями электронов $v_0 \ll \omega_L$ (см., также рис. 3 и его обсуждение). Согласно рис. 10 в интервале небольших k свойства обеих мод, как для частот столкновений меньших ω_L , так и больших качественно сходны.

В коротковолновой области поведение рассмотренных мод зависит от соотношения v_0 и ω_L .

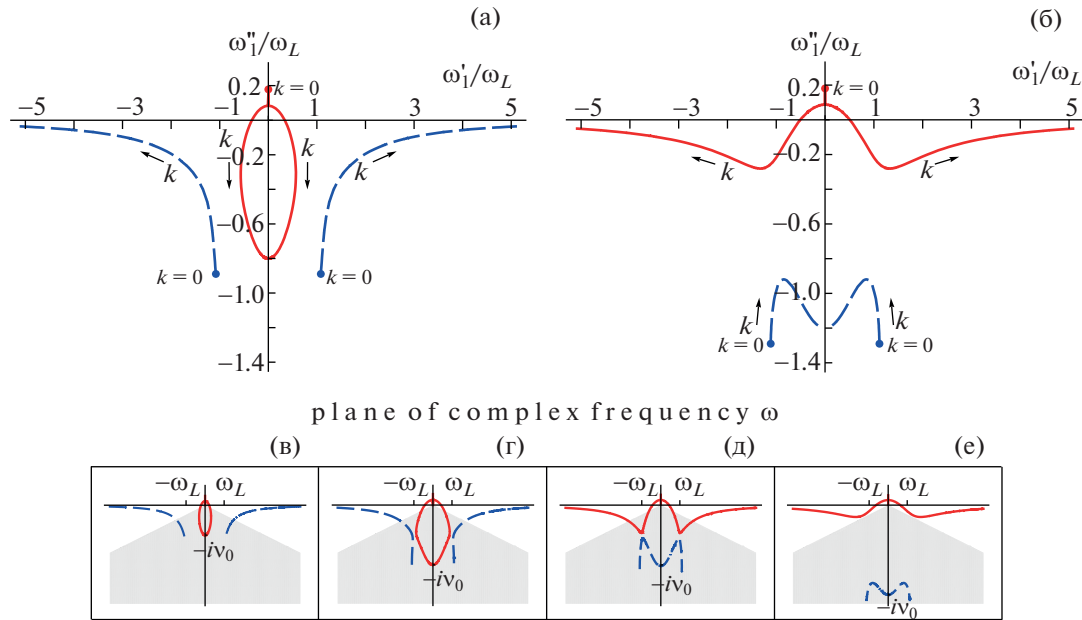


Рис. 11. Кривые иллюстрирующие два решения дисперсионного уравнения (6) в плоскости безразмерной комплексной частоты $\omega/\omega_L \equiv (\omega' + i\omega'')/\omega_L$ для плазмы с частотой столкновений фотоэлектронов $\nu_0 = 0.8\omega_L$ (а) и $\nu_0 = 1.2\omega_L$ (б) и той же энергией фотоэлектронов, что на рис. 8–10. Вставки в нижней части рисунка демонстрируют изменение поведения этих мод при увеличении отношения частоты столкновений электронов к их ленгмюровской частоте $\nu_0/\omega_L = 0.5$ (в); 1 (г); 1.02 (д); 1.5 (е).

В плазме с $\nu_0 < \omega_L$ с увеличением волнового числа до значений $k \sim \omega_L/c$ вещественная часть частоты низкочастотной моды растет, не достигая в максимуме ω_L (см. рис. 10а). При дальнейшем увеличении k частота ω' убывает. Отрицательная мнимая часть частоты ω'' этой моды в коротковолновой области волновых чисел $k > \omega_L/c$ асимптотически стремится к значению $-\nu_0$. Тем самым, в фотоионизированной плазме с не очень большой частотой столкновений электронов $\nu_0 < \omega_L$ в области коротких волн с $k \gtrsim \omega_L/c$ низкочастотная мода является сильно затухающей волной с вещественной частотой меньшей ω_L . Напротив, согласно рис. 10а и б высокочастотная волна в плазме с $\nu_0 < \omega_L$ в коротковолновом диапазоне $k > \omega_L/c$ является слабо затухающей с декрементом уменьшающимся $\sim k^{-2}$ и растущей по линейному закону вещественной частотой (см. также асимптотику (16)). В сильно столкновительной плазме с $\nu_0 > \omega_L$ низко- и высокочастотная в длинноволновой области моды при переходе в область коротких волн с $k > \nu_0/c$ “меняются местами”. Низкочастотная длинноволновая аperiодически неустойчивая мода в области коротких волн становится слабо затухающей высокочастотной волной с нарастающей по линейному закону частотой, которая может превышать ω_L в

несколько раз (сплошные линии на рис. 10в и г). В свою очередь, вещественная частота высокочастотной в длинноволновой области волны с ростом k монотонно убывает от ω_L практически до нуля, а декремент этой моды по абсолютному значению во всем диапазоне k оказывается сравним с частотой столкновений ν_0 (штриховые линии на рис. 10в и г). Поэтому в сильно столкновительной плазме эта волна быстро затухает.

На рис. 11 в плоскости безразмерной комплексной частоты $\omega/\omega_L \equiv (\omega' + i\omega'')/\omega_L$ представлены кривые иллюстрирующие два различных решения дисперсионного уравнения (6) для плазмы с теми же значениями частоты столкновений фотоэлектронов что и на рис. 10: $\nu_0 = 0.8\omega_L$ (рис. 11а) и $\nu_0 = 1.2\omega_L$ (рис. 11б) и той же энергией фотоэлектронов, что на рис. 8–10. Жирные точки, с которых начинаются кривые отвечают значениям частот в длинноволновом пределе при $k = 0$. Стрелки вдоль кривых указывают направление роста волнового числа k . В нижней части рис. 11 приведены схематические вставки, демонстрирующие изменение характера поведения этих мод по мере увеличения отношения частоты столкновений электронов к их ленгмюровской частоте $\nu_0/\omega_L = 0.5$ (рис. 11в); 1 (рис. 11г); 1.02 (рис. 11д); 1.5 (рис. 11е). При любых конечных значениях частоты столкновений мнимая часть одной из двух мод является положительной для

малых k и отвечает инкременту неустойчивости $\gamma = \omega'' > 0$ (сплошная кривая). В плазме с $v_0 < \omega_L$ диапазоны вещественных частот низко- и высокочастотной мод не перекрываются для любых значений волнового числа (см. рис. 11а, в, г). Серым цветом на вставках рис. 11в–е показана область для $\omega'' < 0$, в которой выполняется неравенство $|\omega'|/2\pi < |\omega''|$. Для устойчивых мод, попадающих в эту область, данное неравенство отвечает условию сильного затухания волны, когда ее период превосходит обратный декремент затухания. В плазме с не аномально малой частотой столкновений высокочастотная волна слабо затухает лишь в области частот много больших ω_L (штриховая кривая). Низкочастотная мода в области устойчивости практически сразу становится сильно затухающей. При превышении v_0 над ω_L моды перестраиваются и в интервале $-\omega_L < \omega' < \omega_L$ существует две моды: одна из которых всегда является сильно затухающей (штриховая кривая), а вторая — неустойчива (сплошная кривая). Именно вторая мода переходит в слабо затухающую волну в области частот заметно превышающих ω_L . Рисунок 11е указывает на возможность существования в сильно столкновительной плазме моды, которая неустойчива в области частот меньших электронной ленгмюровской и является слабо затухающей волной в остальной широкой области частот, как сравнимых, так и много больших ω_L .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для неравновесной слабоионизированной плазмы, полученной в результате многофотонной ионизации атомов инертного газа коротким импульсом лазерного излучения аналитически и численно исследованы поперечные электронные моды. Новые свойства рассмотренных мод связаны с учетом эффекта Рамзауэра—Таунсенда, заключающемся в резкой немонотонной зависимости сечения упругого рассеяния электронов на нейтральных атомах именно в интервале типичных для многофотонной ионизации энергий фотоэлектронов. Показано, что при разных значениях энергии фотоэлектронов в рассматриваемой плазме возможно развитие двух различных видов электромагнитной неустойчивости. Первая из них — неустойчивость электромагнитной волны с вещественной частотой равной или большей электронной ленгмюровской частоты, реализующаяся в широком интервале длин волн в плазме со сравнительно небольшой средней энергией фотоэлектронов. Вторая — длинноволновая аperiодическая электромагнитная неустойчивость с максимальным инкрементом, составляющим несколько десятков процентов от электронной ленгмюровской частоты, которая может развиваться в плазме со средней энергией фотоэлектронов попадающей в широкую область несколько больших значений энергии. Как в слабо, так и в сильно столкновительной фотоионизированной плазме в коротковолновой области существует слабо затухающая высокочастотная волна с линейным законом дисперсии и частотой, которая превышает электронную ленгмюровскую частоту. Для энергий фотоэлектронов меньших 1 эВ эта волна может нарастать по амплитуде. Тем самым, реализуются условия для усиления внешнего пробного электромагнитного излучения рассматриваемой фотоионизированной плазмой, в частности, в терагерцовом диапазоне частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тимофеев А.В. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 87. [Timofeev A.V. // Plasma Phys. Rep. 2012. V. 38. P. 79. doi:10.1134/S1063780X11120099.]
2. Delone N.B., Krainov V.P. // JOSA B. 1991. V. 8. P. 1207. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.8.001207>
3. McNaught S.J., Knauer J.P., Meyerhofer D.D. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 626. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.626>
4. Leemans W.P., Clayton C.E., Mori W.B., Marsh K.A., Kaw P.K., Dyson A., Joshi C., Wallace J.M. // Phys. Rev. A. 1992. V. 46. P. 1091. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.46.1091>
5. Мур В.Д., Попруженко С.В., Попов В.С. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 893. [Mur V.D., Popruzenko S.V., Popov V.S. // JETP. 2001. V. 92. P. 777. doi:10.1134/1.1378169.]
6. Huang C.K., Zhang C.J., Marsh K.A., Clayton C.E., Joshi C. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 024011. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab61df>
7. Agostini P., Fabre F., Mainfray G., Petite G., Rahman N.K. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 47. P. 1127. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.1127>
8. Petite G., Agostini P., Yergeau F. // JOSA B. 1987. V. 4. P. 765.
9. Muller H.G., van Linden van den Heuvell H.B., Agostini P., Petite G., Antonetti A., Franco M., Migus A. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 565. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.565>
10. Fabre F., Agostini P., Petite G., Clement M. // J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 1981. V. 14. P. L677. <https://doi.org/10.1088/0022-3700/14/21/007>
11. Gontier Y., Rahman N.K., Trahin M. // EPL. 1988. V. 5. P. 595. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/5/7/004>
12. Marchenko T., Muller H.G., Schafer K.J., Vrakking M.J.J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2010. V. 43. P. 185001. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/43/18/185001>
13. Li M., Liu Y., Liu H., Yang Y., Yuan J., Liu X., Deng Y., Wu C., Gong Q. // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. P. 013414. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.013414>

14. Zhang L., Miao Z., Zheng W., Zhong X., Wu C. // Chemical Physics. 2019. V. 523. P. 52.
<https://doi.org/10.1016/j.chemphys.2019.04.005>
15. Вагин К.Ю., Урюпин С.А. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. С. 757. [Vagin K.Y., Uryupin S.A. // JETP. 2010. V. 111. P. 670. doi:10.1134/S1063776110100195.]
16. Вагин К.Ю., Романов А.Ю., Урюпин С.А. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 63. [Vagin K.Y., Romanov A.Y., Uryupin S.A. // Plasma Phys. Rep. 2012. V. 38. P. 57. doi:10.1134/S1063780X11120117.]
17. Вагин К.Ю., Урюпин С.А. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 759. [Vagin K.Y., Uryupin S.A. // Plasma Phys. Rep. 2013. V. 39. P. 674. doi:10.1134/S1063780X13080060.]
18. Вагин К.Ю., Урюпин С.А. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 468. [Vagin K.Y., Uryupin S.A. // Plasma Phys. Rep. 2014. V. 40. P. 393. doi:10.1134/S1063780X14040096.]
19. Vagin K.Yu., Uryupin S.A. // Phys. Lett. A. 2015. V. 379. P. 745.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2014.12.025>
20. Вагин К.Ю., Урюпин С.А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 808. [Vagin K.Y., Uryupin S.A. // Plasma Phys. Rep. 2015. V. 41. P. 744. doi:10.1134/S1063780X15080103.]
21. Donko Z., Dyatko N. // Eur. Phys. J. D. 2016. V. 70. P. 135.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2016-60726-4>
22. Vagin K.Y., Uryupin S.A. // J. Russ. Laser Res. 2016. V. 37. P. 473.
<https://doi.org/10.1007/s10946-016-9599-z>
23. Bogatskaya A.V., Gnezdovskaya N.E., Volkova E.A., Popov A.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 105016.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aba110>
24. Богацкая А.В., Попов А.М. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. С. 453. [Bogatskaya A.V., Popov A.M. // JETP Lett. 2013. V. 97. P. 388. doi:10.1134/S0021364013070035.]
25. Bogatskaya A.V., Smetanin I.V., Volkova E.A., Popov A.M. // Laser and Particle Beams. 2015. V. 33. P. 17.
<https://doi.org/10.1017/S0263034614000755>
26. Vagin K.Yu., Uryupin S.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 035005.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab5e28>
27. Vagin K.Yu., Uryupin S.A. // Physics of Plasmas. 2020. V. 27. P. 112110.
<https://doi.org/10.1063/5.0023518>
28. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. P. 025202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.104.025202>
29. Hayashi M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1983. V. 16. P. 581.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/16/4/018>
30. Hayashi M. Bibliography of electron and photon cross sections with atoms and molecules published in the 20th century. Xenon: Tech. Rep.: : National Inst. for Fusion Science, 2003.
31. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа: В задачах с решениями. М.: Наука, 1985. 424 с. [Smirnov B.M. Physics of ionized gases. New York: John Wiley & Sons, 2001.]
32. Vagin K.Yu., Mamontova T.V., Uryupin S.A. // Phys. Rev. A. 2020. V. 102. P. 023105.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.102.023105>
33. Lorentz H.A. // Arch. neerl. 1905. V. 10. P. 336. (see also Lorentz H.A. Collected Papers (Martinus Nijhoff, The Hague, 1936), Vol. III.)
34. Townsend J.S., Bailey V.A. // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1921. V. 42. P. 873.
35. Ramsauer C. // Annalen der Physik. 1921. V. 369. P. 513.
36. Brode R.B. // Reviews of Modern Physics. 1933. V. 5. P. 257.

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ В КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЕ НА ДИНАМИКУ ЗАРЯЖЕННЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

© 2023 г. О. С. Ваулина^{а,*}

^аОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: olga.vaulina@bk.ru

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 07.06.2023 г.

Принята к публикации 08.06.2023 г.

Исследуется влияние случайных сил, вызванных флуктуациями в комплексной плазме, на динамику заряженных пылевых частиц. Получены аналитические соотношения для их кинетической энергии, автокорреляционных функции скоростей, функций массопереноса и среднеквадратичных смещений для случая движения частицы под воздействием двух случайных сил. Предложен способ для учета более двух случайных сил различной природы. Обсуждается возможность моделирования движения пылевых частиц в комплексной плазме уравнениями Ланжевена с температурой не равной температуре окружающего газа.

Ключевые слова: комплексная плазма, динамика заряженных пылевых частиц, ограниченные кластерные ансамбли, процессы диффузии частиц в ограниченных системах

DOI: 10.31857/S0367292123600620, **EDN:** VCSAEZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Пылевая (комплексная) плазма представляет собой частично ионизованный газ, содержащий заряженные частицы вещества микронных размеров (пыль). Такая плазма широко распространена в природе и образуется в ряде технологических процессов [1–3]. Для моделирования динамики частиц в комплексной плазме широко используют методы, основанные на решении уравнений Ланжевена для пылевых частиц с некоторой эффективной температурой T_{eff} выше, чем температура T окружающего их нейтрального газа. (Уравнения Ланжевена принимают во внимание необратимость исследуемых процессов, позволяют учитывать влияние различных случайных возмущений и трение частиц за счет толчков атомов/молекул окружающего нейтрального газа.) Однако корректность такого подхода нуждается в дополнительных исследованиях совместного действия броуновской силы и других случайных сил разной природы, присутствующих в комплексной плазме. Наличие таких сил вызывает вопросы о применимости численных исследований физических свойств комплексной плазмы (процессов диффузии, перераспределения стохастической кинетической энергии, коэффициентов переноса, фазовых превращений и т.д. [1–6]) для анализа ее пылевой компоненты.

Большинство лабораторных исследований пылевой плазмы проводится в газовых разрядах

различных типов [7–11]. Благодаря распределению концентрации ионов и электронов в центре газоразрядных камер формируются эффективные ловушки для отрицательно заряженных частиц пыли [1–3]. Стохастическая энергия пылевых частиц (их “кинетическая температура”, T_{eff}) в таких условиях может достигать ~ 0.5 – 5 эВ, что значительно выше температуры T окружающего их газа, при этом распределение их скоростей соответствует функциям Максвелла с температурой T_{eff} . Механизмы такого “аномального разогрева” пылевых частиц обычно связывают с временными и/или пространственными изменениями их зарядов в объеме неоднородной плазмы [12–17].

Флуктуации зарядов пылевых частиц, вызванные случайной природой ионных и электронных токов, заряжающих эти частицы, присущи любым типам плазмы [14]. В условиях лабораторной газоразрядной плазмы дополнительная стохастическая энергия, ΔT , для отдельной свободной пылевой частицы (без учета ловушки), связанная с этими флуктуациями может быть записана в виде [14–17]

$$\Delta T = \frac{(\delta Q E)^2}{M v_{\text{fr}}(v_{\text{fr}} + \omega)}, \quad (1)$$

где M и v_{fr} — масса и коэффициент трения частицы, $\langle \delta Q \rangle^2 \approx e Q a^2$ — средний квадрат флуктуаций ее равновесного заряда Q , с амплитудой $a \approx 0.5$ и

характерной частотой $\omega \propto a$ для частицы радиусом a . Здесь E — напряженность электрического поля, необходимая для равновесного положения пылевой частицы в поле действующих сил. В типичных условиях экспериментов в плазме газовых разрядов постоянного тока и высокочастотного разряда для инертных газов с давлением $P \sim 0.01-1$ Тор [1–3] и частицами размером $a \sim 0.5-5$ мкм величина ΔT достигает значений много больших T ($\Delta T/T \sim 10^2-10^3$), а отношение характерных частот ω/v_{fr} может варьироваться от ~ 1 до 10^4 [15–18].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Основные соотношения

В настоящей работе исследуется влияние случайных сил, вызванных флуктуациями в комплексной плазме, на динамику заряженных пылевых частиц.

Рассмотрим движение частицы в однородной среде под воздействием двух независимых случайных сил различной природы: силы R , вызванной, например, флуктуациями окружающей плазмы; и силы Ланжевена, F_b , которая является источником ее стохастического (теплового) движения с температурой T , например, броуновской силы за счет случайных толчков молекул/атомов окружающей среды. Скорость $V \equiv V_x(t) = dx(t)/dt$ и смещение такой частицы x на одну степень свободы в однородной среде для ловушки с характерной частотой $\omega_0 = (Q\beta/M)^{1/2}$, где β — величина градиента внешнего линейного электрического поля E_x , можно найти из уравнения Ланжевена [1, 15, 16]:

$$M \frac{dV}{dt} = -Mv_{fr}V - M\omega_0^2x + R + F_b. \quad (2)$$

Отметим, что именно возникновение случайной силы (R) вследствие флуктуаций, δQ , заряда частиц является источником дополнительной стохастической энергии (1). Этот механизм подробно описан в работах [1, 15, 16].

Подчеркнем, что в случае $\omega_0 = 0$ уравнение (2) описывает движение “свободной” частицы. В условиях локального термодинамического равновесия среднее значение $\langle RF_b \rangle = 0$.

Автокорреляционная функция броуновской силы $\langle F_b(0)F_b(t) \rangle = 2TMv_{fr}\delta(t)$, где $\delta(t)$ — дельта-функция, описывает дельта-коррелированный гауссов процесс. Для моделирования таких стохастических процессов могут быть использованы случайные приращения силы, ΔF_b , за время Δt , которые согласно флуктуационно-диссипативной теореме можно представить в виде: $\Delta F_b = (2TMv_{fr}/\Delta t)^{1/2}\xi$. Здесь и далее ξ — некоторая случайная величина, распределенная по нормальному закону со среднеквадратичным откло-

нением равным 1, а Δt — шаг интегрирования уравнений движения по времени [1–3].

Пусть сила R подчиняется уравнению [19, 20]

$$\frac{dR}{dt} = -\omega R + \vartheta, \quad (3)$$

где ϑ — случайная величина ($\langle \vartheta \rangle = 0$), автокорреляционная функция которой, $\langle \vartheta(0)\vartheta(t) \rangle = 2\langle R^2 \rangle \omega \delta(t)$, описывает дельта-коррелированный гауссов процесс, а ω — характерная частота этого процесса. Таким образом, случайные приращения силы R можно представить в виде $\Delta R = (2\langle R^2 \rangle \omega \Delta t)^{1/2}\zeta$, где $\langle R^2 \rangle$ — средний квадрат силы R . Так, например, для частицы с флуктуирующим зарядом за счет потоков ионов и электронов, заряжающих частицу, ω — частота зарядки, а $\langle R^2 \rangle = \langle \delta QE \rangle^2 \approx \alpha^2 eQE^2$, см. (1).

Эффективную температуру частиц можно представить в виде $T_{eff} = T + \Delta T \equiv T + M\delta V^2$, где δV^2 — приращение их среднего квадрата скорости за счет случайных флуктуаций силы R . Величину δV^2 можно получить путем решения системы уравнений (2), (3) при $F_b = 0$. В обоих случаях ($\omega_0 = 0$ и $\omega_0 \neq 0$) эти уравнения дают

$$\delta V^2 = \frac{\langle R^2 \rangle}{M^2v_{fr}(v_{fr} + \omega + \omega_0^2/\omega)}. \quad (4)$$

Данная формула соответствует известному соотношению (1) для приращения энергии в случае флуктуаций заряда пыли, где $\Delta T = M\delta V^2$.

Численное моделирование задачи с двумя случайными силами, см. (2), (3), в ее трехмерной постановке и при $\omega_0 = 0$ и при $\omega_0 \neq 0$ для типичных условий экспериментов в плазме газовых разрядов ($\Delta T/T \sim 30-300$), и $\omega/v_{fr} \sim 1-10^4$) показало, что во всех рассмотренных случаях распределение скоростей частиц соответствует функции Максвелла с температурой $T_{eff} = T + \Delta T \equiv T$, где $\Delta T \equiv M\delta V^2$.

2.2. Свободная частица и частица в ловушке

Уравнения (2), (3) можно переписать в виде

$$\frac{d^2V}{dt^2} + (v_{fr} + \omega) \frac{dV}{dt} + (\omega_0^2 + v_{fr}\omega)V + \omega\omega_0^2x + f(\Delta F_b, \Delta R) = 0. \quad (5)$$

Откуда можно найти средний квадрат отклонений частицы $\langle x^2(t) \rangle$ и автокорреляционную функцию ее скоростей $\langle V(0)V(t) \rangle$, используя соответствующие начальные условия и величину $\langle V^2 \rangle$.

Следует отметить, что [6, 20]

$$\langle V(0)V(t) \rangle = \frac{1}{2} \frac{d^2 \langle x^2(t) \rangle}{dt^2}. \quad (6)$$

Учитывая корреляционные соотношения ($\langle RF_b \rangle = 0$, $\langle x(t)F_b \rangle = 0$, $\langle x(t)R \rangle = 0$), решения уравнения (4) являются независимыми как для функций $\langle x^2(t) \rangle$, так и для $\langle V(0)V(t) \rangle$, отвечающих за различные случайные процессы: $\langle x^2(t) \rangle_T$ и $\langle V(0)V(t) \rangle_T$ (при $R = 0$, $\langle V^2 \rangle = 2T/M$, $\omega = 0$); $\langle x^2(t) \rangle_R$ и $\langle V(0)V(t) \rangle_R$ (при $F_b = 0$, $\langle V^2 \rangle = \delta V^2$). Таким образом, $\langle x^2(t) \rangle = \langle x^2(t) \rangle_T + \langle x^2(t) \rangle_R$, а $\langle V(0)V(t) \rangle = \langle V(0)V(t) \rangle_T + \langle V(0)V(t) \rangle_R$.

Таким образом, для свободной частицы ($\omega_0 = 0$) из уравнения (5) получим

$$\langle x^2(t) \rangle_T = 2tD_T \left(1 + \frac{\exp(-v_{fr}t) - 1}{v_{fr}t} \right), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \langle x^2(t) \rangle_R = 2t \frac{D_R}{\omega^2 - v_{fr}^2} & \left[\omega^2 \left(1 + \frac{\exp(-v_{fr}t) - 1}{v_{fr}t} \right) - \right. \\ & \left. - v_{fr}^2 \left(1 + \frac{\exp(-\omega t) - 1}{\omega t} \right) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $D_T = T/(Mv_{fr})$ и $D_R = \delta V^2/v_{ef}$ — значения функций $D_T(t) = \langle x^2(t) \rangle_T/2t$ и $D_R(t) = \langle x^2(t) \rangle_R/2t$ при $t \rightarrow \infty$, где $v_{ef} = v_{fr}\omega/(v_{fr} + \omega)$. Откуда коэффициент диффузии рассматриваемой системы для любых отношений ω/v_{fr}

$$D = D_T + D_R \equiv \frac{T}{Mv_{fr}} + \frac{\delta V^2}{v_{ef}}. \quad (9)$$

Отметим, что для анализа зависимости $\langle x^2(t) \rangle$ от времени t , удобно использовать функцию массопереноса в виде $D(t) = \langle x^2(t) \rangle/2t$ [6, 20]. Нормированные значения $\langle x^2(t) \rangle_R$ (8) и $D_R(t) = \langle x^2(t) \rangle_R/2t$ для свободной частицы ($\omega_0 = 0$) при $v_{fr} = 10 \text{ с}^{-1}$ и различных значениях ω/v_{fr} представлены на рис. 1а и б совместно с результатами численного моделирования при $\Delta T/T \geq 30-300$, когда $\langle x^2(t) \rangle \cong \langle x^2(t) \rangle_R$, а $D(t) \cong D_R(t)$. Легко увидеть, что данные о поведении функции $D(t)$ позволяют получить более точную информацию об исследуемой системе, чем анализ $\langle x^2(t) \rangle$; см. также рис. 2а, б.

Для автокорреляционной функции скоростей $\langle V(0)V(t) \rangle$ имеем

$$\langle V(0)V(t) \rangle_T = \langle V^2(0) \rangle_T \exp(-v_{fr}t) \quad (10)$$

$$\langle V(0)V(t) \rangle_R =$$

$$= \frac{\langle V^2(0) \rangle_R}{\omega - v_{fr}} [\omega \exp(-v_{fr}t) - v_{fr} \exp(-\omega t)]. \quad (11)$$

Здесь $\langle V(0)^2 \rangle_T = T/M$, $\langle V(0)^2 \rangle_R = \delta V^2$.

При $\omega/v_{fr} \gg 1$ (что соответствует, например, отдельным случаям флуктуаций заряда частицы в газоразрядной плазме)

$$\langle x^2(t) \rangle = \frac{2t(T + M\delta V^2)}{Mv_{fr}} \left(1 + \frac{\exp(-v_{fr}t) - 1}{v_{fr}t} \right), \quad (12)$$

$$\langle V(0)V(t) \rangle = (T + M\delta V^2) \exp(-v_{fr}t)/M. \quad (13)$$

Таким образом, моделирования движения частиц в плазме уравнениями Ланжевена с температурой больше температуры окружающего газа ($T_{eff} \equiv T + \Delta T$, где $\Delta T \equiv M\delta V^2$) будет корректным, что нельзя сказать о случаях $\omega < v_{fr}$ или $\omega \sim v_{fr}$.

Нормированные значения $\langle V(0)V(t) \rangle_R$ (11) для свободной частицы при $v_{fr} = 10 \text{ с}^{-1}$ и разных ω/v_{fr} представлены на рис. 1в совместно с результатами численного моделирования при $\Delta T/T \geq 30-300$, когда $\langle V(0)V(t) \rangle \cong \langle V(0)V(t) \rangle_R$.

Для частицы в гармонической ловушке с характерной частотой $\omega_0 \neq 0$ (при $2\omega_0 < v_{fr}$) можно найти

$$\begin{aligned} \langle x^2(t) \rangle_T = \\ = \frac{2T}{M\omega_0^2} \left[1 - e^{-v_{fr}t/2} \left(\text{ch}(v_{fr}t\psi) + \frac{\text{sh}(v_{fr}t\psi)}{2\psi} \right) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \langle x^2(t) \rangle_R = \frac{2\delta V^2}{\omega_c^2} & \left\{ 1 - \frac{1}{b} \left[(\omega_0^2 - \omega_c^2) e^{-\omega t} + \right. \right. \\ & \left. \left. + e^{-v_{fr}t/2} \left(\text{ch}(v_{fr}t\psi) \{ \omega_c^2 + \omega(\omega - v_{fr}) \} \right) + \right. \right. \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \left. + \frac{\text{sh}(v_{fr}t\psi)}{v_{fr}\psi} \left[\omega_0^2 \left(\frac{v_{fr}}{2} - \omega \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \omega \frac{v_{fr}}{2} \left(\omega + \frac{2\omega_0^2}{v_{fr}} - v_{fr} \right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle V(0)V(t) \rangle_T = \\ = \frac{T}{M} \left[1 - e^{-v_{fr}t/2} \left(\text{ch}(v_{fr}t\psi) - \frac{\text{sh}(v_{fr}t\psi)}{2\psi} \right) \right], \end{aligned} \quad (16)$$

$$\langle V(0)V(t) \rangle_R = \frac{1}{2} \frac{d^2 \langle x^2(t) \rangle_R}{dt^2}, \quad (17)$$

где $\omega_c^2 = \omega\omega_0^2/(v_{fr} + \omega)$, $\psi = (1 - 4\xi_0^2)^{1/2}/2$, $\xi_0 = \omega_0/v_{fr}$, а $b = \omega_0^2 - \omega^2 - \omega v_{fr}$. (При условии $4\xi_0^2 > 1$, в формулах (14)–(17) величина $\psi = (4\xi_0^2 - 1)^{1/2}/2$, а ch и sh переходят в $\cos$ и $\sin$, соответственно.)

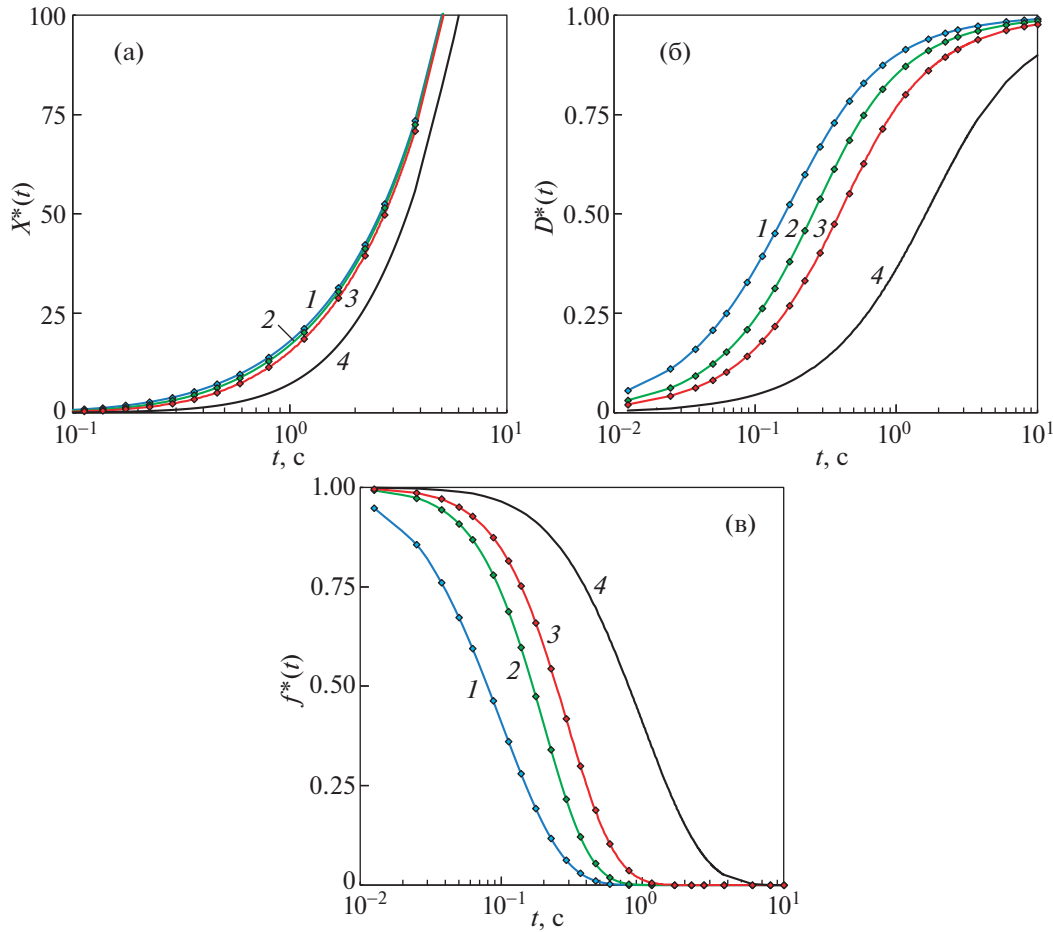


Рис. 1. Нормированные функции $X^*(t) = v_{fr} \langle x^2(t) \rangle_R / D_R$ (а), $D^*(t) = \langle x^2(t) \rangle_R / (2tD_R)$ (б) и $f^*(t) = \langle V(0)V(t) \rangle_R / \delta V^2$ (в) для свободной частицы при $v_{fr} = 10 \text{ с}^{-1}$ и ω/v_{fr} : 1 – 10; 2 – 1; 3 – 0.5; 4 – 0.1. Линии – аналитические соотношения, символы – результаты моделирования.

Нормированные значения $\langle x^2(t) \rangle_R$ (15), $D_R(t) = \langle x^2(t) \rangle_R / 2t$ и $\langle V(0)V(t) \rangle_R$ (17) для частицы в ловушке ($\omega_0 \neq 0$) при $v_{fr} = 10 \text{ с}^{-1}$, $\omega_0 = 2.5 \text{ с}^{-1}$ и различных значениях ω/v_{fr} представлены на рис. 2а–в соответственно. Аналитические кривые представлены совместно с результатами численного моделирования при $\Delta T/T \geq 30$ –300, когда $\langle x^2(t) \rangle \cong \langle x^2(t) \rangle_R$, $D(t) \cong D_R(t)$, а $\langle V(0)V(t) \rangle \cong \langle V(0)V(t) \rangle_R$.

Подобно случаю свободной частицы (12), (13) при $\omega/v_{fr} \gg 1$

$$\begin{aligned} \langle x^2(t) \rangle &= \\ &= \frac{2T_{\text{eff}}}{M\omega_0^2} \left[1 - e^{-v_{fr}t/2} \left(\text{ch}(v_{fr}t\psi) + \frac{\text{sh}(v_{fr}t\psi)}{2\psi} \right) \right], \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \langle V(0)V(t) \rangle &= \\ &= \frac{T_{\text{eff}}}{M} \left[1 - e^{-v_{fr}t/2} \left(\text{ch}(v_{fr}t\psi) - \frac{\text{sh}(v_{fr}t\psi)}{2\psi} \right) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

2.3. Движение частиц при наличии двух или более случайных сил

Таким образом, моделирование динамики частиц в плазме уравнениями Ланжевена, используя одну случайную силу с температурой больше температуры окружающего газа $T_{\text{eff}} > T$, будет корректным и в случае частиц в ловушке при $\omega/v_{fr} \gg 1$. Однако даже при $\omega/v_{fr} \gg 1$ выяснить природу дополнительной случайной силы (или сил) R при лабораторном анализе смещений $\langle x^2(t) \rangle$ частиц или их автокорреляционных функций $\langle V(0)V(t) \rangle$ является практически не возможным.

Предлагаемые здесь аналитические соотношения (5)–(19) имеют место для всех случайных сил, которые описываются уравнениям (2), (3), например, для частиц со случайными пространственными изменениями зарядов [13], или для случая активных частиц [21–23].

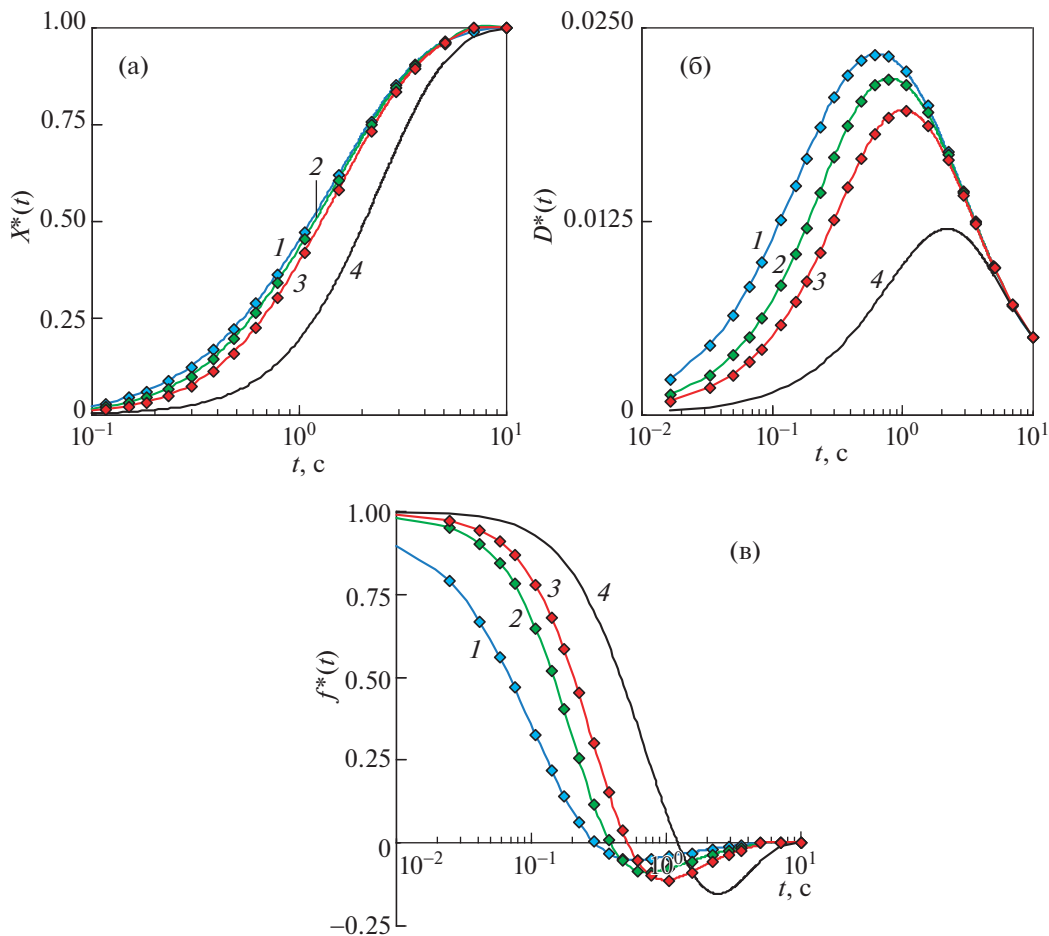


Рис. 2. Нормированные функции $X^*(t) = \omega_c^2 \langle x^2(t) \rangle_R / (2\delta V^2)$ (а), $D^*(t) = X^*(t) / (2t\nu_{fr})$ (б) и $f^*(t) = \langle V(0)V(t) \rangle_R / \delta V^2$ (в) для частицы в ловушке при $\nu_{fr} = 10 \text{ с}^{-1}$ и ω/ν_{fr} : 1 – 10; 2 – 1; 3 – 0.5; 4 – 0.1. Линии – аналитические соотношения, символы – результаты моделирования.

Задача при наличии более двух случайных сил для сводной частицы и частицы в гармонической ловушке ($\omega_0 = 0$ и $\omega_0 \neq 0$) решается аналогично, используя систему уравнений для $I = N$ сил R_i

$$M \frac{dV}{dt} = -M\nu_{fr}V + \sum_{i=1}^N R_i + F_b, \quad (20)$$

$$\frac{dR_i}{dt} = -\omega_i R_i + \vartheta_i. \quad (21)$$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследуется влияние случайных сил, вызванных флуктуациями в комплексной плазме, на динамику заряженных пылевых частиц. Получены аналитические соотношения для их кинетической энергии, автокорреляционных функции скоростей, функций массопереноса и среднеквадратичных смещений. Предлагаемые аналитические соотношения проверены путем числен-

ного моделирования и справедливы для всех случайных сил, заданных уравнениям (2), (3).

Рассмотрена возможность моделирования движения пылевых частиц в комплексной плазме уравнениями Ланжевена с температурой не равной температуре окружающего газа. Показано, что определить природу случайной силы по анализу движения пылевых частиц практически невозможно.

Подробно рассмотрен случай движения частиц под воздействием двух случайных сил, первая из которых броуновская сила, а природа второй связана с флуктуациями зарядов пылевых частиц в плазме. Предложена система уравнений для учета более двух случайных сил разной природы.

Данная работа будет полезной в исследованиях физических свойств комплексной плазмы, как с практической, так и с фундаментальной точки зрения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00899, <https://rscf.ru/project/22-22-00899/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вaulina O.S., Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А.* Пылевая плазма (эксперимент и теория). М.: Физматлит, 2009.
2. *Complex and Dusty Plasmas* / Eds. V.E. Fortov, G.E. Morfill. CRC Press, 2010.
3. *Ivlev A., Morfill G., Lowen H., Royall C.P.* Complex Plasmas and Colloidal Dispersions: Particle-Resolved Studies of Classical Liquids and Solids. Singapore: World Scientific, 2012.
4. *Vaulina O.S., Vladimirov S.V., Petrov O.F., Fortov V.E.* // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. P. 3234.
5. *Vaulina O.S., Drangevski I.E.* // *Physica Scripta*. 2006. V. T73. P. 577.
6. *Vaulina O.S., Adamovich X.G., Petrov O.F., Fortov V.E.* // *Phys. Rev. E*. 2008. V. 77. P. 066403.
7. *Fortov V.E., Nefedov E.A., Sinel'shchikov V.A., Usachev A.D., Zobnin A.V.* // *Phys. Lett. A*. 2000. V. 267. P. 179.
8. *Hebner G.A., Riley M.E., Greenberg K.E.* // *Phys. Rev. E*. 2002. V. 66. P. 046407.
9. *Thomas H., Morfill G., Demmel V.* // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 652.
10. *Pieper J.B., Goree J., Quinn R.A.* // *Phys. Rev. E* 1996. V. 54. P. 5636.
11. *Melzer A., Homann A., Piel A.* // *Phys. Rev. E*. 1996. V. 53. P. 2757.
12. *Vaulina O.S.* // *JETP*. 2016. V. 122. P. 193.
13. *Vaulina O.S.* // *Plasma Physics Reports*. 2017. V. 43. P. 354.
14. *Khrapak S.A., Nefedov A.P., Petrov O.F., Vaulina O.S.* // *Phys. Rev. E*. 1999. V. 59. P. 6017.
15. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Petrov O.F., Nefedov A.P.* // *Phys. Rev. E*. 1999. V. 60. P. 5959.
16. *Quinn R.A., Goree J.* // *Phys. Rev. E*. 2000. V. 61. P. 3033.
17. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Samarian A., Petrov O.F.* // *Physica Scripta*. 2000. V. T84. P. 292.
18. *Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P.* *Physical Kinetics*. Oxford: Pergamon Press, 1981.
19. *Ovchinnikov A.A., Timashev S.F., Belyy A.A.* *Kinetics of Diffusion Controlled Chemical Processes*. New York: Nova Science Publishers, Commack, 1989.
20. *Uhlenbeck G.E., Ornstein L.S.* // *Phys. Rev.* 1930. V. 36. P. 823.
21. *Nguyen G.H.P., Wittmann R., Lowen H.* // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2022. V. 34. P. 035101.
22. *Lisin E.A., Vaulina O.S., Lisina I.I., Petrov O.F.* // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2021. V. 23. P. 30.
23. *Das Sh., Gompper G., Winkler R.J.* // *New J. Phys.* 2018. V. 20. P. 015001.

**“АНОМАЛЬНОЕ” ВОЗДЕЙСТВИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОБОЙ
В ДЛИННОЙ РАЗРЯДНОЙ ТРУБКЕ В КСЕНОНЕ**© 2023 г. А. В. Мещанов^а, С. А. Дьячков^а, Ю. З. Ионих^{а,*}^аСанкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: y.ionikh@spbu.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 22.06.2023 г.

Исследован процесс электрического пробоя в разрядной трубке длиной 80 см и внутренним диаметром 1.5 см (так называемой “длинной разрядной трубке”) в ксеноне при давлении 1 Торр. Пробой осуществлялся положительными импульсами с линейно растущим передним фронтом крутизной dU/dt порядка 10^{-1} – 10^5 кВ/с. Измерялось напряжение пробоя в темноте и при освещении разрядной трубки люминесцентными лампами, светодиодами или диодным лазером. Воздействие освещения на напряжение пробоя зависит от крутизны фронта. При $dU/dt > 100$ кВ/с напряжение падает, при $dU/dt < 100$ кВ/с — растет. При 0.1–1 кВ/с этот рост достигает шести раз. Исследована зависимость наблюдаемого эффекта от интенсивности излучения, его длины волны и положения освещаемой области поверхности трубки. Предпробойная волна ионизации ведет себя в этих условиях необычно: ее скорость и интенсивность излучения фронта растут при ее движении. В качестве механизма наблюдаемых явлений рассматривается фотодесорбция электронов с поверхности трубки, в результате которой стенка вблизи анода приобретает положительный заряд. Это приводит к повышению пробойного напряжения и ускоренному движению волны ионизации. Проведены дополнительные эксперименты, подтверждающие наличие в этих условиях стеночного заряда в прианодной области.

Ключевые слова: пробой, длинные трубки, волна ионизации

DOI: 10.31857/S0367292123600759, EDN: ZFHUHM

1. ВВЕДЕНИЕ

Тлеющий разряд в длинных (длина много больше диаметра) разрядных трубках используется в источниках света, лазерах, лазерных гироскопах и других приборах газовой электроники. Зажигание разряда (пробой) в длинной трубке из-за сильной неоднородности электрического поля в промежутке перед пробоем происходит не путем развития электронных лавин, а через этап распространения волны ионизации — области повышенного градиента потенциала [1–3]. Вследствие этого пробой в такой трубке обладает рядом особенностей по сравнению с классическим таунсендовским [4]. Одной из них является сильная и немонотонная зависимость напряжения пробоя от скорости роста потенциала U высоковольтного электрода. Такая зависимость — с минимумом в области 10^2 – 10^4 кВ/с — получена в работе [5] для аргона, неона и их смеси. Возрастающая ветвь справа от этого минимума может быть объяснена наличием времени запаздывания пробоя τ_d , из-за

чего реальное (“динамическое”) напряжение пробоя U_b превышает статическое напряжение U_s

$$U_b = U_s + (dU/dt)\tau_d. \quad (1)$$

Это равенство как раз дает рост U_b с увеличением dU/dt (не обязательно линейный, так как время запаздывания может зависеть от напряжения). Такая зависимость получается и при пробое коротких промежутков, где поле до пробоя близко к однородному и пробой происходит по классическому (таунсендовскому) механизму [6]. Ветвь кривой слева от минимума, дающая рост U_b с уменьшением dU/dt , в коротких промежутках не наблюдалась. В [5] было предложено возможное объяснение происхождению этой ветви.

Важным уточнением условий работы [5] является то, что измерения проводились в условиях освещения разрядной трубки. Источником света были лампы лабораторного освещения плюс 30-ваттная люминесцентная лампа, находившаяся на расстоянии 0.5 м от трубки. Целью освещения было уменьшение статистического разброса U_b , обусловленного флуктуациями τ_d [7]. Проведен-

ные в настоящей работе исследования показали, однако, что выключение освещения может радикально изменять и саму величину U_b . Таким образом, освещение разрядной трубки излучением видимого спектра существенно влияет на процессы пробоя.

Хорошо известно воздействие на пробой коротковолнового излучения — УФ, рентгеновского и γ -диапазонов. Механизмы такого воздействия понятны — это фотоионизация газа и фотоэффект с поверхности электродов. Для излучения видимого спектра эти процессы, как правило, невозможны. Тем не менее ряд экспериментов указывает на существование такого воздействия. Если ограничиться рассмотрением условий, при которых после пробоя зажигается тлеющий разряд, то это эксперименты с коротким промежутком (таунсендовский пробой) и с длинными трубками. В первом случае речь идет о работах [8–11], в которых изучался пробой в неоне или азоте при освещении излучением перестраиваемого лазера или разряда в азоте. В этих работах измерялось время запаздывания пробоя τ_d , с которым, как следует из (1), связано напряжение пробоя. Во всех случаях облучение меняло время запаздывания, однако знак этого изменения был разным: в работах [8–10] значение τ_d увеличивалось, а в [11] уменьшалось. Авторы делают некоторые предположения о механизмах наблюдаемых эффектов.

Эксперименты с длинными трубками рассмотрим детальнее. В работах [12–14] исследовалась стандартная люминесцентная лампа с накаливаемым катодом, заполненная аргоном с парами ртути при полном давлении 150–500 Па (1.1–3.8 Торр). Стенки трубки были без люминофорного покрытия. Трубка освещалась галогеновой лампой накаливания. Напряжение на высоковольтном электроде (аноде) возрастало по закону $U = U_0[1 - \exp(-t/\tau)]$, где $\tau \approx 10$ мс, величина U_0 не указана. Измерялось введенное авторами “напряжение зажигания” V_i — значение U , при котором пробой происходил раз в 2–3 с. В [12, 13] освещение вызывало существенное, до 1.5 раза, увеличение этого значения. При этом эффект зависел от положения облучаемого места: при удалении от анода он ослабевал, но при некоторых условиях зависимость была немонотонная, с максимумом на расстоянии нескольких сантиметров от анода. Изучение спектральной зависимости эффекта показало, что имеется красная граница — около 500 нм. Авторы предложили два возможных механизма воздействия излучения: 1) излучение разрушает метастабильные уровни аргона, тем самым подавляя пенningовскую ионизацию атомов Hg, и 2) оно меняет состояние поверхностного заряда стенки и, как следствие, влияет на движение фронта ионизации. В [14] измерения проводились с варьируемой в небольших (≈ 2 ра-

за) пределах скорости роста анодного напряжения. Оказалось, что рост напряжения зажигания наблюдается при скорости меньшей 60 кВ/с, а при большей виден некоторый спад.

В работах [15–18] изучалось влияние освещения на динамическое напряжение пробоя U_b в длинных трубках, заполненных He, Ne, Ar или смесью Ar–Hg при давлении 0.6–5 Торр. Пробой инициировался импульсами положительной полярности с крутизной фронта 10^2 – 10^6 кВ/с. Трубки освещались излучением галогенной лампы или светодиодами, работавшими в непрерывном или импульсном режиме. В противоположность тому, что получено в работах [12–14], освещение во всех случаях снижало среднюю величину U_b , вплоть до 2–3 раз. Была найдена красная граница эффекта — около 400–500 нм. В некоторых случаях, как и в [12], точки, наиболее чувствительные к освещению, располагались на расстоянии 5–6 см от анода. При более сильном удалении освещаемой области от анода, в частности, при освещении прикатодной области, эффект пропадал.

В работе [19] исследовалось влияние освещения на зажигание импульсного разряда в потоке через разрядные трубки в He, N₂, O₂ и смесях He–N₂, He–O₂ при давлении 2–90 Па (0.015–0.67 Торр). Источниками света были светодиоды, лазеры и ксеноновая лампа. Высоковольтные импульсы длительностью 2 мкс прикладывались к внешним электродам. По длительности промежутка между импульсом напряжения и импульсом свечения разряда измерялось время запаздывания пробоя. Под действием освещения оно уменьшалось, в некоторых случаях на несколько порядков величины. Ориентировочное положение красной границы — 500 нм. Наибольшая эффективность достигалась, когда освещалась область вблизи высоковольтного анода.

В [15], а вслед за ней в [19], в качестве механизма наблюдаемого эффекта рассматривалась оптически стимулированная экзoeлектронная эмиссия. Это частный случай так называемой экзoeлектронной эмиссии — эмиссии электронов с поверхности тела при предварительном возбуждении ее внешним воздействием [20]. Предполагалось, что такое возбуждение могло произойти при контакте стенки с плазмой предыдущего разрядного импульса. Позднее авторы [15] отказались от такой трактовки и в следующих работах [16–18] рассмотрели другой механизм эмиссии электронов, а именно, их фотодесорбцию с поверхности стенки. В работе [21], посвященной моделированию диффузного барьерного разряда, было показано, что модель приводит к адекватным результатам, если включить в нее десорбцию электронов с поверхности диэлектрика. Предполагается, что адсорбированные электроны связаны с поверхностью поляризационными силами

со сравнительно небольшой энергией связи (порядка 1 эВ). Это предположение было подтверждено впоследствии экспериментально. Десорбция электронов может происходить и под воздействием фотонов. Так, в [22] напряжение зажигания барьерного разряда в гелии существенно снижалось при облучении диэлектрика (стекло) лазером на длине волны $\lambda = 532$ нм. При анализе результатов данной работы мы будем далее опираться на предположение о наличии адсорбированных электронов на стенке трубки.

Приведенный обзор работ показывает, что освещение разрядного промежутка излучением видимого диапазона может приводить к изменению напряжения пробоя в длинных трубках. Там, где использовались источники с варьируемым спектром излучения, обнаружено существование красной границы эффекта (около 500 нм). При этом, однако, его знак получается в разных работах различным. Из-за большого разброса условий эксперимента в работах невозможно выявить тот фактор, который определяет этот знак. Одним из таких факторов может быть скорость роста приложенного напряжения dU/dt . Хотя исследования в рассмотренных работах проводились при различных значениях этого параметра, зависимость от него величины U_b не изучалась (диапазон изменения его в [14] слишком узкий, чтобы можно было сделать какие-либо выводы). Кроме того, во всех случаях значения dU/dt превышают величины порядка 100 кВ/с, т.е. лежат справа от минимума зависимости U_b от dU/dt , о котором говорилось в начале обзора. Цель данной работы была в том, чтобы изучить влияние освещения на пробой в длинной трубке в широком диапазоне изменения dU/dt , включая область слева от этого минимума. Такая работа была проведена для различных инертных газов, от неона до ксенона. Качественная картина для всех этих газов была сходная, но в ксеноне наблюдаемые эффекты были выражены в наиболее сильной степени. В данной статье изложены результаты исследований именно в этом газе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальная установка была близкой к описанной в работе [23]. Отпаянная стеклянная разрядная трубка длиной 80 см и внутренним диаметром 1.5 см была наполнена спектрально чистым ксеноном при давлении 1 Торр. На анод трубки подавался высоковольтный положительный импульс. Передний фронт импульса был линейно растущим. Максимальная амплитуда импульса была 9 кВ, крутизна фронта могла варьироваться в пределах примерно от 10^{-1} до 10^5 кВ/с. Момент пробоя фиксировался по появлению тока в цепи катода и обрыву анодного напряжения. Для иллюстрации на рис. 1 приведены снятые

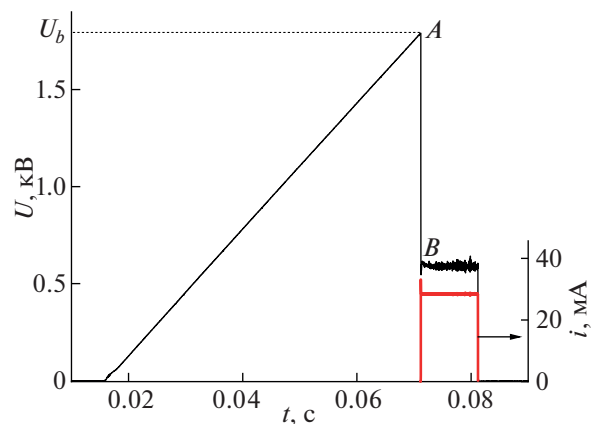


Рис. 1. Пример осциллограмм анодного напряжения и разрядного тока. Пробой происходит в точке A.

синхронно осциллограммы анодного напряжения и разрядного тока. В точке A происходит пробой, одновременно в точке B появляется разряд. Строго говоря, на зависимости $U(t)$ перед точкой A должны быть видны особенности, связанные с появлением и движением волны ионизации. Кроме того, точки A и B не должны лежать на одной вертикали, так как переход из точки A в точку B происходит не мгновенно, а растянут во времени в соответствии с развитием тока в разряде после пробоя. Однако все эти процессы занимают в условиях, близких к рассматриваемым, промежуток времени порядка 10 мкс [24], что в масштабе графика незаметно. При этом, правда, из-за статистических свойств пробойных процессов величина U_b может флуктуировать от одного импульса к другому. Поэтому осциллограммы вида приведенной на рис. 1 записывались для серии импульсов, и полученные значения U_b усреднялись. Ток в разряде ограничивался балластными сопротивлениями на уровне 10–40 мА, длительность разрядного импульса после пробоя была 10 мс.

Измерения проводились в полной темноте или при освещении разрядной трубки. Использовались различные источники освещения: 1) люминесцентные лампы общего лабораторного освещения; 2) люминесцентная 30-ваттная лампа, укрепленная вдоль трубки на расстоянии 0.5 м; 3) светодиоды с различной мощностью и полосой излучения; 5) диодный лазер, генерирующий на длине волны 407 нм. Излучение светодиодов и лазера фокусировалось на поверхность трубки, создавая освещенное пятно диаметром 7–15 мм.

Предпробойная волна ионизации регистрировалась по ее излучению из разных (от двух до восьми) точек трубки. Излучение через световоды направлялось на вход соответствующего числа фотоумножителей (ФЭУ-79, Hamamatsu R928 и

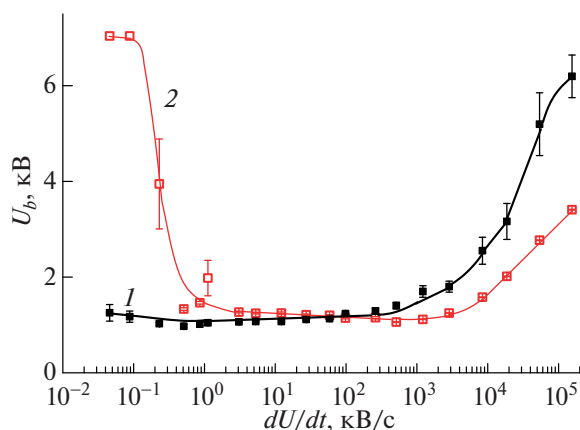


Рис. 2. Зависимость потенциала пробоя от скорости роста анодного напряжения в темноте 1 и при освещении трубки люминесцентными лампами 2.

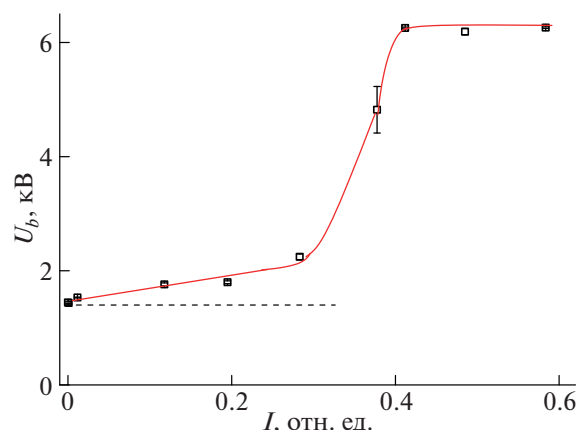


Рис. 3. Зависимость напряжения пробоя от относительной интенсивности освещения трубки лазерным диодом. Штриховая линия — напряжение пробоя в темноте.

Namamatsu R3896). Временное разрешение этих измерений составляло около 30 нс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Напряжение пробоя

На рис. 2 приведены результаты измерений потенциала пробоя как функции крутизны фронта напряжения. Приводятся данные, полученные при освещении всей поверхности трубки люминесцентными лампами и в темноте. Экспериментальные точки получены усреднением по нескольким (3–50) измерениям. Тем не менее в ряде случаев наблюдается большой разброс точек, обусловленный, очевидно, статистическим характером пробоя (стохастичностью моментов появления первичных электронов). Особенностью результатов является немонотонность зависимостей, полученных с освещением — наличие минимума при dU/dt порядка $10\text{--}10^3$ кВ/с. При больших dU/dt наблюдается рост U_b , причем в этой области освещение приводит к заметному уменьшению напряжения пробоя. Растущая зависимость U_b от dU/dt наблюдалась как для коротких разрядных промежутков [6], так и длинных трубок [5, 23]; она следует, очевидно, из соотношения (1). При этом сильное влияние освещения может быть объяснено, согласно [16–18], фотодесорбцией электронов со стенки трубки, что приводит к уменьшению времени запаздывания τ_d , и, следовательно, к понижению напряжения пробоя.

Левая ветвь кривых для освещаемого разряда была получена ранее в работах [5, 23]. В [5] было высказано предположение, что повышение напряжения пробоя объясняется зарядкой стенки трубки вблизи анода за счет конечной проводимости стекла. Новизна результатов данной работы состоит в том, что такой резкий рост U_b при

уменьшении крутизны фронта получается только при освещении, а в его отсутствие его почти нет. Следовательно, высокий потенциал пробоя в области медленного роста анодного напряжения связан, по крайней мере частично, с действием освещения трубки.

Этот вывод подтверждается измерениями, в которых при фиксированном значении dU/dt менялась интенсивность освещающего потока. В этих измерениях использовался лазерный диод. Интенсивность потока излучения менялась с помощью нейтральных светофильтров. Результаты этих измерений представлены на рис. 3. Они показывают, что с увеличением интенсивности освещения напряжение пробоя монотонно растет, выходя на насыщение при большом потоке. Отметим, что в этих экспериментах облучалась не вся поверхность трубки, а только небольшая ее часть площадью порядка 1 см^2 . Тем не менее, предельное значение U_b близко к значениям, полученным при освещении всей трубки (рис. 2). Это, правда, требовало достаточно высокой интенсивности источников света. Кроме того, величина эффекта зависела от положения облучаемого участка вдоль трубки (рис. 4). Наиболее чувствительной была прианодная область. На расстояниях от анода, превышающих примерно 10 см, эффект исчезал. На рис. 3 и в других описанных в данной работе экспериментах облучались точки в области максимального воздействия на потенциал пробоя и при скорости роста напряжения $dU/dt = 0.045\text{--}0.052$ кВ/с.

Рисунок 5 иллюстрирует влияние изменения длины волны облучения на напряжение пробоя. Использовался набор из четырех светодиодов и диодный лазер. Горизонтальные штрихи показывают ширину контура излучения светодиодов.

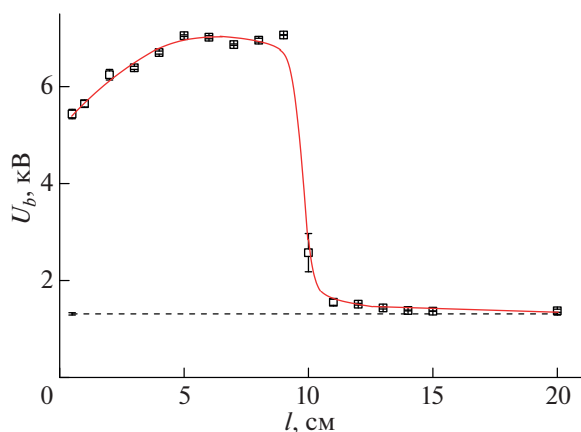


Рис. 4. Зависимость потенциала пробоя от расстояния между анодом и световым пятном при освещении светодиодом ($\lambda = 400$ нм). Штриховая линия — напряжение пробоя в темноте.

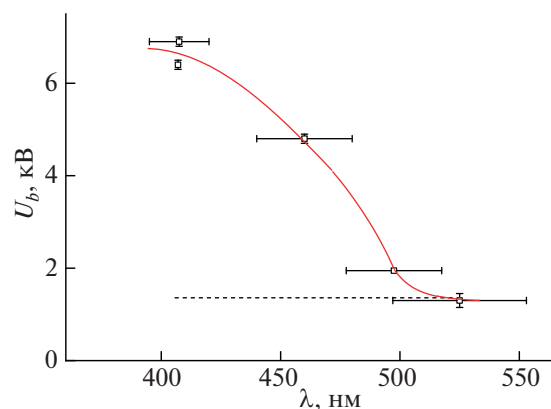


Рис. 5. Зависимость потенциала пробоя от длины волны облучения светодиодами и диодным лазером. Штриховая линия — напряжение пробоя в темноте.

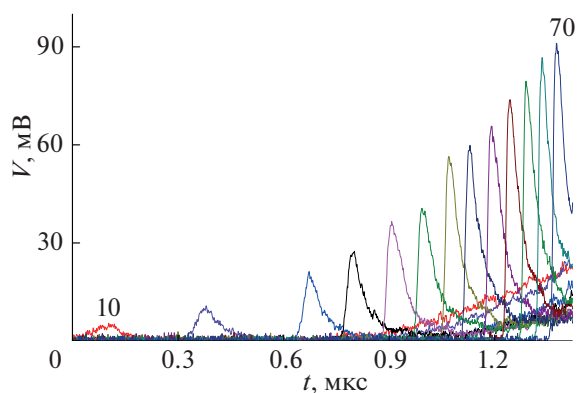


Рис. 6. Осциллограммы сигналов ФЭУ при регистрации волны ионизации. Цифрами указаны наименьшее и наибольшее расстояние (в сантиметрах) от анода до точки измерения, расстояние между соседними точками 5 см. Освещение люминесцентными лампами.

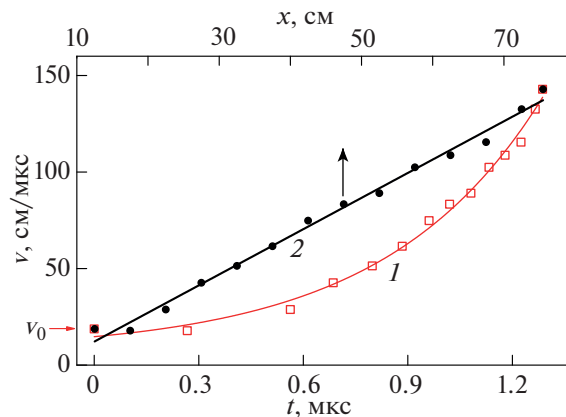


Рис. 7. Обработка осциллограмм рис. 6: зависимость скорости волны ионизации от времени t и продольной координаты x . Отмечено значение начальной скорости ВИ (см. Обсуждение).

Видно существование красной границы, лежащей в интервале 400–500 нм.

3.2. Предпробойная волна ионизации

Волна ионизации регистрировалась с помощью фотоумножителей. На рис. 6 приведены осциллограммы сигнала ФЭУ при непрерывном освещении трубки люминесцентными лампами. Расстояние между точками, отвечающими соседним кривым — 5 см. Из этих данных следует, что при движении волны ее скорость и интенсивность излучения из ее фронта быстро растут. Построенные по этим графикам временная и аксиальная зависимости скорости движения волны ионизации приведены на рис. 7. Линии на этом

рисунке — аппроксимации: экспоненциальная (1) и линейная (2). Видно, что временная зависимость скорости удовлетворительно описывается экспонентой, а зависимость от координаты линейная (как и должно быть при экспоненциальной временной зависимости).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. О механизме наблюдаемых явлений

Полученные результаты показывают, что освещение трубки излучением видимого спектра может существенно менять напряжение пробоя. При этом величина и знак этого изменения зависит от крутизны роста анодного напряжения (рис. 2). При dU/dt порядка 1 кВ/с и меньше освеще-

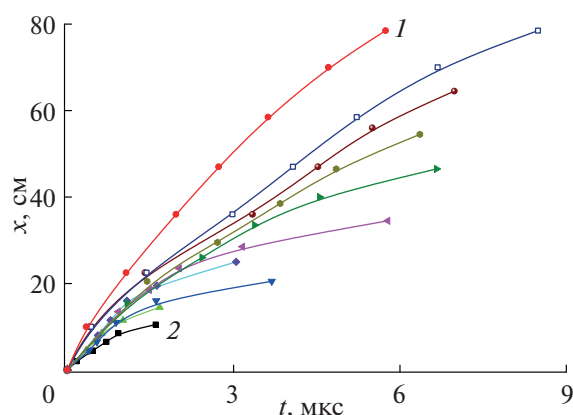


Рис. 8. x - t -диаграммы волн ионизации, инициированных импульсом амплитудой 2 кВ, приложенным к катоду, при потенциалах анода $U_A = 1.32$ (кривая 1) – 6.64 (2) кВ с шагом ≈ 0.5 кВ.

шение повышает пробойное напряжение, при 10^3 кВ/с и больше – понижает. Снижение напряжения пробоя в трубках под воздействием освещения, как было отмечено во Введении, наблюдалось в большинстве работ, где такие исследования проводились [15–19]. Наиболее правдоподобным объяснением этого эффекта кажется предположение о наличии процесса фотодесорбции слабосвязанных электронов с поверхности диэлектрической стенки [16–18]. Это приводит к росту вероятности генерации “эффективных” электронов, инициирующих пробой, т.е. к уменьшению времени запаздывания пробоя и в итоге, согласно (1), к снижению пробойного напряжения. При таком объяснении становится также понятным, почему эффект усиливается при увеличении dU/dt . Однако отсюда также следует, что при достаточно низкой скорости роста напряжения зависимость U_b от dU/dt должна исчезнуть, что противоречит данным рис. 2.

Рассмотрим теперь область малых значений dU/dt . В этом случае освещение трубки вызывает рост потенциала пробоя, причем эффект усиливается с уменьшением крутизны фронта импульса напряжения. При $dU/dt \approx 0.05$ кВ/с пробойный потенциал в 6 раз выше, чем без освещения. Для объяснения этого эффекта обратимся опять к процессу фотодесорбции электронов, в результате которой в объеме появляются свободные электроны. При высокой скорости роста напряжения они почти сразу оказываются в электрическом поле, в котором происходит их размножение и образование электронной лавины, развивающейся в первичный пробой. В результате пробойный потенциал уменьшается. Если же потенциал анода растет достаточно медленно, то в течение какого-то промежутка времени напряженность поля, в котором появляются десорбированные элект-

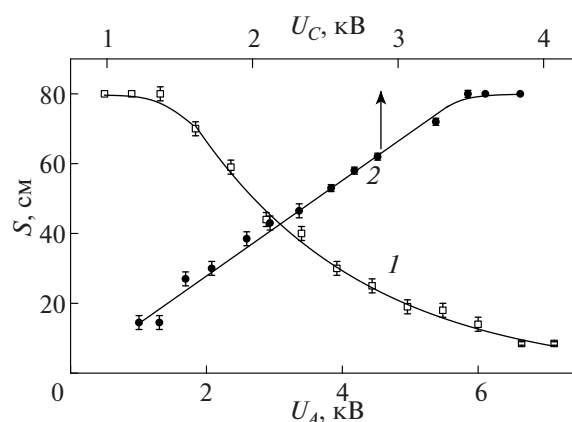


Рис. 9. 1 – глубина проникновения ВИ, инициированной импульсом амплитудой $U_C = 2$ кВ, приложенным к катоду, в зависимости от потенциала анода U_A ; 2 – то же при $U_A = 3$ кВ в зависимости от амплитуды U_C .

троны, слишком мала для их размножения. В то же время в этом поле происходит дрейф электронов, то есть между анодом и стенкой возникает ток, заряжающий стенку, в результате чего стенка вблизи анода приобретает положительный потенциал. Согласно концепции [3], решающую роль при первичном пробое и генерации волны ионизации играет наличие разности потенциалов между высоковольтным электродом и стенкой. Если благодаря фотодесорбции стенка приобретает положительный потенциал, то для сохранения той же разности анод должен иметь более высокий потенциал. Таким образом, напряжение пробоя возрастает.

В данной работе предположение о наличии заряда стенки вблизи анода проверялось методом, сходным с использованным в [23]. В условиях непрерывного освещения трубки ее анод подключался к источнику линейно растущего напряжения. После этого через некоторое время, но до пробоя, на катод подавался короткий (около 0.1 мс) прямоугольный импульс положительной полярности амплитудой U_C достаточной для того, чтобы инициировать волну ионизации, бегущую к аноду. Если в момент старта волны потенциал анода U_A был значительно меньше U_C , волна пробегала весь промежуток вплоть до анода. Но при увеличении задержки катодного импульса, т.е. при возрастании U_A , волна замедлялась и затухала, не добрав до анода (рис. 8). Чем выше был потенциал анода, тем короче был путь, пройденный волной (рис. 9, кривая 1). При достаточно высоком U_A он укорачивался до 10 см. В то же время при заданном значении U_A он удлинялся с ростом U_C (кривая 2). Эти закономерности можно объяснить как раз наличием стеночного заряда, потенциал которого увеличивается с ростом по-

тенциала анода и растет при приближении к нему. Волна ионизации несет на фронте заряд с потенциалом, равным U_c вблизи катода и остающимся примерно постоянным или убывающим [25] при ее движении. В то же время для распространения фронта его потенциал должен превышать потенциал стенки [3]. В точке, для которой это условие перестает выполняться, волна исчезает. Этот эксперимент, таким образом, подтверждает наличие положительного стеночного заряда, особенно заметного вблизи анода. Для его образования необходимо одновременное действие двух факторов: медленно меняющегося (или постоянного) напряжения на аноде и облучения стенки. Наличие этого заряда повышает уровень анодного потенциала, необходимого для генерации предпробойной волны ионизации, и тем самым повышает напряжение пробоя.

Придерживаясь этой концепции, попытаемся объяснить на ее основе полученные в работе закономерности.

4.2. Напряжение пробоя

Начнем с зависимости величины эффекта от интенсивности облучения: начальный ее рост и последующее насыщение (рис. 3). Первое, очевидно, можно объяснить увеличением потока фотоэмитированных электронов и, следовательно, заряда и потенциала стенки. Наличие насыщения может быть связано с двумя факторами: 1) количество адсорбированных электронов конечное; 2) при большой концентрации электронов в промежутке анод–стенка происходит искажение электрического поля, которое препятствует дальнейшему росту тока.

При локальном освещении трубки величина эффекта зависит от расстояния между облучаемым пятном и анодом (рис. 4): начиная с некоторого расстояния, он ослабевает и при $l > 10$ см исчезает. Это согласуется с результатами описанных выше измерений (рис. 8, 9), согласно которым, потенциал стенки убывает при удалении от анода. Кроме того, очевидно, что первичный пробой между анодом и удаленными точками стенки маловероятен. Аналогичная зависимость наблюдалась во всех цитированных выше работах [12–19], где изучалось воздействие освещения на потенциал пробоя. В некоторых из них эта зависимость была немонотонной, как и в нашем случае. В [17] предполагается, что расстояние l , наиболее благоприятное для возникновения эффекта, коррелирует с минимумом кривой Пашена для пробоя.

Подобно всем предыдущим исследованиям [13–19], в данной работе изучаемый эффект имеет красную границу. Ее значение, 400–500 нм, почти совпадает с полученными в этих работах.

Оно соответствует энергии связи адсорбированных электронов с поверхностью $\approx 2.5\text{--}3$ эВ, причем эта величина оказывается слабо зависящей как от рода наполняющего газа, так и поверхности (в [19] это кварц, в остальных работах — стекла различных марок).

4.3. Волна ионизации

Осциллограммы, показывающие движение волны ионизации при пробое в условиях высокого напряжения (рис. 6), демонстрируют ускорение волны в процессе ее движения. Графики на рис. 7 показывают форму этой зависимости. Такая зависимость резко отличается от той, что наблюдается при пробое импульсами напряжения прямоугольной формы, где скорость волны при движении падает или, если амплитуда импульса достаточно велика, остается постоянной [25]. Интенсивность излучения волны также обычно падает с расстоянием, а не растет, как на рис. 6. Эти закономерности иллюстрируются графиками на рис. 10, 11. В этом случае пробой производился прямоугольным импульсом. Необходимо при этом отметить следующее. Измерения с прямоугольным импульсом проводились в темноте, причем время запаздывания пробоя было больше длительности переднего фронта импульса (равной 2 мкс). Поэтому пробой всегда происходил в области установившегося значения напряжения (как это обычно и бывает при исследовании предпробойных волн ионизации). В случае линейно растущего напряжения пробой происходил на фронте импульса, но в рассматриваемых условиях скорость роста напряжения была крайне мала ($dU/dt \approx 0.1$ кВ/с), так что за время пробега волны через разрядный промежуток (порядка 1 мкс) напряжение не успевало измениться. Таким образом, в обоих случаях волна ионизации распространялась при постоянном напряжении на высоковольтном электроде. Что может быть причиной необычного поведения волны ионизации в условиях медленного роста напряжения с одновременным освещением трубки?

Известно [4, 25], что скорость предпробойной волны ионизации быстро растет при увеличении напряжения в момент пробоя. Рисунок 12 иллюстрирует это для условий данной работы. На графике отмечено значение напряжения пробоя неосвещенной трубки U_b^0 (см. рис. 2–5). Ему отвечает значение начальной скорости волны v_0^0 . Сопоставляя эту величину с данными рис. 7, получаем, что начальная скорость волны при освещении такая же, как без освещения, т.е.

$$v_0 = v_0^0. \quad (2)$$

Обратимся опять к концепции поверхностного заряда, создаваемого фотодесорбцией электро-

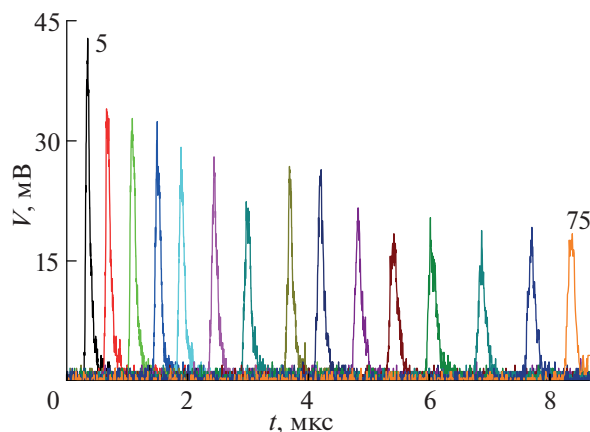


Рис. 10. Осциллограммы сигналов ФЭУ при регистрации ВИ при пробое прямоугольным импульсом амплитудой 1.24 кВ без освещения. Цифрами указаны наименьшее и наибольшее расстояние (см) от анода до точки измерения, расстояние между соседними точками 5 см.

нов. При медленно растущем анодном напряжении она создает заряд на стенке вблизи анода и этим повышает напряжение пробоя. Таким образом, волна стартует при более высоком потенциале анода, но и при повышенном потенциале стенки. Согласно идее Недоспасова [3], именно разность потенциалов между высоковольтным электродом и стенкой инициирует первичный пробой и волну ионизации. Можно предположить, что скорость волны определяется именно этой разностью, т.е. величиной $U_A - U_W$. Тогда из равенства начальной скорости волны при освещении и в темноте (2) следует, что в момент пробоя

$$U_A - U_W = U_b^0. \quad (3)$$

Для неосвещенной трубки $U_W = 0$, и условие пробоя — это $U_A = U_b^0$. В этом случае при движении волны потенциал ее фронта, равный вначале U_A , остается постоянным или постепенно уменьшается, из-за чего скорость волны не меняется или падает (рис. 10, 11, также работа [25]). При наличии же освещения волна, инициированная при высоком потенциале стенки, при удалении от анода входит в область с понижающимся потенциалом U_W , так что разность потенциалов между фронтом волны и стенкой возрастает. Ситуация здесь противоположная описанной выше, когда волна ионизации генерировалась импульсом, приложенным к катоду. Там волна, двигаясь к аноду, замедлялась (а потом и затухала), попадая в область с повышающимся потенциалом стенки (рис. 8, 9). Можно поэтому ожидать, что скорость ВИ, движущейся от анода, будет, наоборот, возрастать, что и наблюдается в эксперименте.

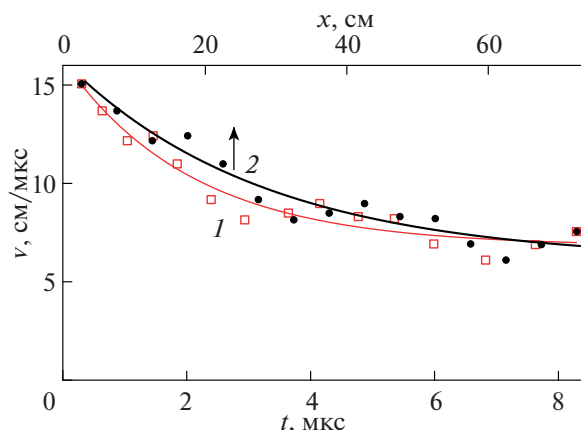


Рис. 11. Обработка осциллограмм рис. 10: зависимость скорости волны ионизации от времени t и продольной координаты z .

4.4. Оценки вероятностей процессов, происходящих на стенке

Из полученных данных (рис. 2) следует, что освещение стенки трубки приводит к повышению ее потенциала в прианодной области на величину порядка 10 кВ, или, в среднем по всей длине трубки, порядка 1 кВ (рис. 4). Оценка емкости трубки, с учетом ее геометрии и ее окружения, дает величину приблизительно равную 10 пФ. Эксперименты, описанные в [26], подтверждают это значение. Отсюда следует, что суммарный заряд, который приобретает стенка, составляет примерно 10 нКл, что соответствует около 10^{11} десорбированным электронам. По мнению авторов [21], поверхностная плотность адсорбированных на поверхности диэлектрика

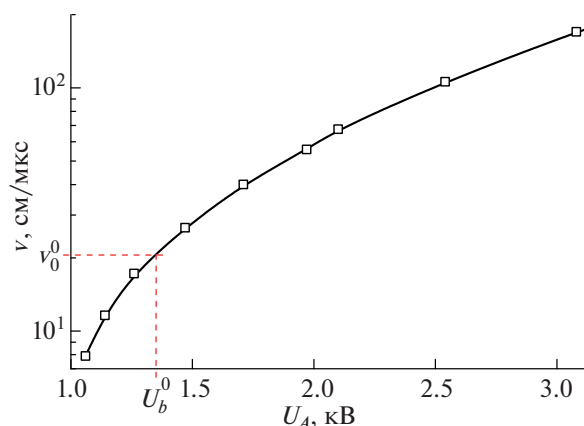


Рис. 12. Начальная скорость ВИ при пробое прямоугольным импульсом без освещения в зависимости от амплитуды импульса. Отмечены потенциал пробоя при линейно растущем напряжении без освещения и соответствующая скорость.

электронов составляет $10^{10}–10^{11} \text{ см}^{-2}$; умножая эту величину на площадь поверхности стенки, получаем $10^{12}–10^{13}$ электронов во всей трубке. Таким образом, для необходимого заряда стенки в процессе десорбции должны участвовать порядка 1–10% электронов. Это, с одной стороны, говорит о принципиальной возможности такого процесса. С другой стороны, видно, что избыток адсорбированных электронов может быть не очень велик. Возможно, именно этим объясняется наличие предела на кривых зависимости величины эффекта от интенсивности освещения (рис. 3).

Далее, можно оценить скорость (вероятность в единицу времени) фотодесорбции γ_{des} . При 10^{11} электронов, десорбированных за время фронта импульса 100 с, получается $\gamma_{\text{des}} = 10^9 \text{ с}^{-1}$. Имея эту оценку, можно понять, почему тот же процесс — фотодесорбция электронов — при большой скорости роста напряжения не приводит к повышению пробойного напряжения (а, напротив, понижает его). Если скорость роста напряжения теперь 10^3 кВ/с , то за время, необходимое для достижения пробойного напряжения 1 кВ, то есть за 1 мс, будет десорбировано всего 10^6 электронов. Это приведет к повышению среднего потенциала стенки на 10^{-2} В , или, если все излучение сфокусировано на пятне площадью 1 см^2 , локального потенциала на 1 В. В любом случае это не повлияет на напряжение пробоя. С другой стороны, какие-то из этих электронов могут стать затравочными для формирования лавины, инициирующий первичный пробой. Это приведет к уменьшению статистического времени запаздывания пробоя τ_s . По данным работ [17, 18], в неоне в условиях, близких к условиям данной работы, и при таком же освещении, величина τ_s составляет несколько микросекунд, в то время как без освещения она на два порядка больше. Уменьшение времени запаздывания и приводит, согласно равенству (1), к понижению напряжения пробоя.

Следует уточнить, что не каждый десорбированный электрон может быть эффективным, то есть инициировать лавину, приводящую к первичному пробую. Для этого он должен оказаться в нужном месте и в нужной фазе напряжения. Отсюда следует, что скорость появления эффективных электронов γ_{eff} должна быть меньше скорости фотодесорбции

$$\gamma_{\text{eff}} < \gamma_{\text{des}}. \quad (4)$$

Величина γ_{eff} может быть найдена из статистического времени запаздывания: $\gamma_{\text{eff}} = 1/\tau_s$ [6], что дает значение γ_{eff} порядка $10^5–10^6 \text{ с}^{-1}$ [18]. Следовательно, неравенство (4) выполняется с большим запасом.

Приведем также оценку квантового выхода фотодесорбции. Данные о световых характеристиках использованной для освещения лампы Philips TL-D 30W и ее спектре [27] позволяют оценить мощность излучения лампы в области длин волн короче красной границы (рис. 5): $W \approx 1 \text{ Вт}$. С учетом геометрии системы, поток квантов такого излучения через сечение трубки γ_{ph} составляет величину порядка 10^{15} с^{-1} . Отсюда квантовый выход фотодесорбции $\eta_{\text{des}} = \gamma_{\text{des}}/\gamma_{\text{ph}} \approx 10^{-6}$. В [17] получена величина 10^{-9} , но она относится к потоку эффективных электронов, который на 3–4 порядка меньше, чем десорбированных. В работе [25] из косвенных данных получено значение 0.015% для квантового выхода фотоэлектронной эмиссии из стекла, однако в этом случае речь идет не о фотодесорбции слабосвязанных электронов, а о фотоэффекте с участием коротковолновых фотонов с энергией, превышающей 5 эВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследован процесс электрического пробоя в разрядной трубке длиной 80 см и внутренним диаметром 1.5 см (так называемой “длинной разрядной трубке”) в ксеноне при низком давлении газа (1 Торр). Зажигание разряда (пробой) в таких трубках начинается с прохождения между электродами волны ионизации. В предыдущей работе [5] было обнаружено, что напряжение пробоя в такой трубке в неоне, аргоне и их смеси немонотонным образом зависит от скорости роста напряжения, подаваемого на высоковольтный электрод. Измерения в этой работе проводились при освещении разрядных трубок. В данной работе исследован пробой в ксеноне как при наличии освещения трубки, так и без него. Для освещения использовались люминесцентные лампы, светодиоды или диодный лазер. Пробой осуществлялся положительными импульсами с линейно растущим передним фронтом варьруемой крутизны dU/dt порядка $10^{-1}–10^5 \text{ кВ/с}$. Получены следующие результаты.

1. Аналогично [5], зависимость пробойного напряжения U_b от dU/dt при наличии освещения существенно немонотонна. При $dU/dt < 10 \text{ кВ/с}$ напряжение падает с ростом dU/dt , а при $dU/dt > 10^3 \text{ кВ/с}$ — растет. В отсутствие освещения напряжение пробоя постоянно в интервале $10^{-1}–10^2 \text{ кВ/с}$, и растет при большей крутизне. Рост пробойного потенциала при увеличении крутизны фронта импульса наблюдался ранее как в длинных трубках, так и в коротких промежутках, и объяснялся наличием времени запаздывания пробоя.

2. Кривые зависимости U_b от dU/dt для условий с освещением и без него пересекаются, так что при $dU/dt < 100$ кВ/с напряжение пробоя при освещении больше, чем без него, а при $dU/dt > 100$ кВ/с — меньше. Таким образом, освещение может как снижать потенциал пробоя (примерно вдвое), так и повышать его (до 6 раз). Снижение пробойного потенциала под действием излучения видимого диапазона наблюдалось ранее и объяснялось процессом фотоэмиссии электронов, адсорбированных на поверхности стенки. В данной работе исследуется область пологого фронта, где U_b падает с ростом dU/dt , и где освещение повышает потенциал пробоя.

3. Для заданной величины dU/dt пробойное напряжение растет с увеличением интенсивности облучения, достигая насыщения при некотором ее значении. При локальном освещении трубки влияние освещения зависит от положения освещаемого пятна вдоль трубки. С удалением от анода оно растет, достигая максимума на расстоянии $l = 5-8$ см, а затем падает; при $l > 10$ см эффект отсутствует. Зависимость величины эффекта от длины волны указывает на наличие красной границы, лежащей в диапазоне 400–500 нм.

4. Пробой газа в трубке сопровождается прохождением волны ионизации, движущейся от анода к катоду. Волна регистрируется по излучению из ее фронта. Волна в освещенной трубке при пологом фронте импульса носит необычный характер: интенсивность излучения и скорость волны увеличиваются при ее движении.

5. В качестве механизма, объясняющего полученные результаты, предложена фотодесорбция слабосвязанных электронов с поверхности стенки. Это тот же процесс, который, как предполагают, приводит к понижению потенциала пробоя при быстром росте напряжения (в данном случае это область $dU/dt > 10^3$ кВ/с). Снижение потенциала в этом случае происходит благодаря тому, что десорбированные электроны могут быть “затравочными” для лавины, инициирующей первичный пробой между анодом и стенкой. При медленном же росте напряжения эти электроны с большой вероятностью оказываются в фазе напряжения, недостаточного для размножения и формирования лавины. При этом они создают ток на анод, в результате чего стенка приобретает положительный потенциал, затрудняющий пробой между ней и анодом. Это и приводит к росту пробойного напряжения.

6. Для проверки предположения о наличии поверхностного заряда стенки был проведен дополнительный эксперимент. В процессе линейного роста анодного напряжения, в некоторый момент (до пробоя) на катод подавался короткий положительный импульс. Этот импульс инициировал волну ионизации, двигавшуюся от катода к ано-

ду. Если волна стартовала при низком потенциале анода, то она пробегала весь промежуток вплоть до анода. При более высоких значениях потенциала волна двигалась с замедлением и затухала, не достигнув анода. Чем выше был потенциал анода, тем меньший путь пробегала волна до затухания. Этот эксперимент подтверждает наличие положительного стеночного заряда, убывающего от анода к катоду. Для его образования необходимо одновременное действие двух факторов: медленно меняющегося (или постоянного) напряжения на аноде и облучения стенки.

7. Проведена оценка количества фотодесорбированных за время фронта импульса электронов — 10^{11} . Это может составлять несколько процентов от общего числа электронов, адсорбированных на стенке. Проведена оценка квантового выхода фотодесорбции: $\eta_{des} \approx 10^{-6}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomson J.J. Researches in Electricity and Magnetism. Oxford: Clarendon, 1893. P. 115.
2. Bartholomeyczeyk W. // Ann. Phys. 1939. В. 36. S. 485
3. Недоспасов А.В., Новик А.Е. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1329.
4. Ионих Ю.З. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 928.
5. Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Иванов Д.О. // ЖТФ. 2019. Т. 89. С. 1009.
6. Pejović M.M., Ristić G.S., Karamarković J.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. R91.
7. Meshchanov A.V., Ivanov D.O., Ionikh Y.Z., Shishpanov A.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 335202.
8. Bošan Dj.A., Radović M.K., Krompotić Dj.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. P. 2343.
9. Bošan Dj.A., Jovanović T.V., Krompotić Dj.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 3096.
10. Jovanović T.V., Bošan Dj.A., Krompotić Dj.M., Radović M.K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 3249.
11. Pejović M.M., Ristić G.S., Petrović Z.Lj. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 1489.
12. Hamamoto M. // Japan. J. Appl. Phys. 2006. V. 45. P. L172.
13. Hamamoto M. // Japan. J. Appl. Phys. 2006. V. 45. P. L175.
14. Hamamoto M., Kai S., Haizaki T., Ishibashi M. // Proc. 28th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases. Prague, Czech Republic. 2007. P. 1973.
15. Шишпанов А.И., Ионих Ю.З., Мещанов А.В. // Оптика и спектр. 2016. Т. 120. С. 929.
16. Мещанов А.В., Ионих Ю.З., Шишпанов А.И., Калинин С.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 936.
17. Shishpanov A.I., Meshchanov A.V., Kalinin S.A., Ionikh Y.Z. // Plasma Sources Sci. Technol. 2017. V. 26. 065017.

18. *Meshchanov A.V., Ivanov D.O., Ionikh Y.Z., Shishpanov A.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. 335202.
19. *Nie L., Xian Y., Lu X., Ostrikov K.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 043502.
20. *Миц Р.И., Мильман И.И., Крюк В.И.* // УФН. 1976. Т. 119. С. 749.
21. *Golubovskii Yu.B., Maiorov V.A., Behnke J., Behnke J.F.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 751.
22. *Li M., Li C., Zhan H., Xu J., Wang X.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. 031503.
23. *Meshchanov A.V., Shishpanov A.I., Bazhin P.S., Ionikh Y.Z.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. 114010.
24. *Калинин С.А., Мещанов А.В., Шишпанов А.И., Ионих Ю.З.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 298.
25. *Gendre M.F., Haverlag M., Kroesen G.M.W.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 234004.
26. *Калинин С.А., Капитонова М.А., Матвеев Р.М., Мещанов А.В., Ионих Ю.З.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 870.
27. https://www.lighting.philips.ru/prof/lamps/fluorescent-lamps-and-starters/tl-d/tld-std/928025405451_EU/product.