

ISSN 0367-2921

Том 51, Номер 1

Январь 2025



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

журналу 50 лет



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

НАУКА
— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Том 51, номер 1, 2025

ТОКАМАКИ

Проект вертикальной диагностики томсоновского рассеяния для токамака Т-15МД

Д. С. Панфилов, Г. М. Асадулин, И. С. Бельбас, А. В. Горшков

5

Равновесия плазмы с внутренней сепараторной в токамаках

Ю. В. Гомм

17

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Тенденции и достижения в исследованиях $p-^{11}\text{B}$ -синтеза (обзор)

Е. Г. Вовкиский, А. Ю. Чирков

25

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Влияние магнитного поля на спектры электростатических колебаний в плазме

$E \times B$ -разряда

Н. А. Строкин, А. В. Ригин

42

Исследование характеристик входной ионизационной камеры двухступенчатого квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя

В. С. Чернышев, К. М. Гуторов, В. Л. Подковыров, А. А. Мамонов

54

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Формирование лазерной преплазмы для управления эффективностью ускорения частиц

С. И. Глазырин, М. А. Ракитина, А. В. Брантов

64

ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

Повышение эффективности лазерного ускорения протонов с использованием сверхтонких мишеней

А. А. Бушухин, К. В. Сафонов, С. А. Горюхов, В. А. Флегентов, Д. О. Замураев, А. Л. Шамраев, С. Ф. Ковалёва, Н. А. Фёдоров, А. В. Потапов

78

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Ионные функции распределения по скоростям и по энергиям, возмущенные ионно-звуковыми солитонами: аналитический расчет для произвольных амплитуд

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

85

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Нелинейные периодические пылевые звуковые волны в магнитосфере Сатурна

Ю. Н. Извекова, С. И. Копнин, Д. В. Шохрин, С. И. Попель

92

ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Генерация плазменного сгустка в многоканальном инжекторе импульсного
плазменного ускорителя

*В. Е. Завалова, А. А. Козлов, А. В. Козлов, Ю. В. Карпушин, В. П. Полищук, А. Н. Гусев,
М. А. Шурупов*

100

CONTENTS

Volume 51, Number 1, 2025

TOKAMAKS

Design of Vertical Thomson Scattering Diagnostics for the T-15MD Tokamak

D. S. Panfilov, G. M. Asadulin, I. S. Bel'bas, A. V. Gorshkov

5

Plasma Equilibrium with Inner Separatrix in Tokamaks

Yu. V. Gott

17

PLASMA DYNAMICS

Trends and Achievements in the Study of the $p-^{11}B$ Fusion: a Review

E. G. Vovkivsky, A. Yu. Chirkov

25

PLASMA DIAGNOSTICS

Influence of Magnetic Field on Spectra of Electrostatic Oscillations in the Plasma of the $E \times B$ Discharge

N. A. Strokin, A. V. Rigin

42

Investigation of the Input Ionization Chamber of a Two-Stage Plasma Accelerator

V. S. Chernyshev, K. M. Gutov, V. L. Podkorytov, A. A. Mamonov

54

PARTICLE ACCELERATION IN PLASMA

Formation of Laser Pre-Plasma for Controlling the Particle-Acceleration Efficiency

S. I. Glazyrin, M. A. Rakitina, A. V. Branto

64

LASER PLASMA

Increasing the Efficiency of Laser Acceleration of Protons using Ultra-Thin Targets

A. A. Bushukhin, K. V. Safronov, S. A. Gorokhov, V. A. Flegentov, D. O. Zamuraev, A. L. Shamraev, S. F. Kovaleva, N. A. Fedorov, A. V. Potapov

78

NONLINEAR PHENOMENA

Ion Velocity and Energy Distribution Functions Perturbed by the Ion-Acoustic Solitons: Analytical Calculation for Arbitrary Amplitudes

F. M. Trukhachev, A. V. Chugaev, M. M. Vasiliev, O. F. Petrov

85

SPACE PLASMA

Nonlinear Periodic Dust Acoustic Waves in the Magnetosphere of Saturn

Yu. N. Izvekova, S. I. Kopnin, D. V. Shokhrin, S. I. Popel

92

ION AND PLASMA SOURCES

Generation of a Plasma Bunch in a Multichannel Injector of a Pulsed Plasma Accelerator

*V. E. Zavalova, A. V. Chugaev, A. A. Kozlov, A. V. Kozlov, Yu. V. Karpushin, V. P. Polishchuk, A. N. Gusev,
M. A. Shurupov*

100

УДК 533.9.082.5

ПРОЕКТ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15МД

© 2025 г. Д. С. Панфилов^{a,b,*}, Г. М. Асадулин^{a,**}, И. С. Бельбас^a, А. В. Горшков^a

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: Panfilov_DS@nrcki.ru

**e-mail: 217508@mail.ru

Поступила в редакцию 13.11.2024 г.

После доработки 20.12.2024 г.

Принята к публикации 24.12.2024 г.

Для измерения параметров электронной компоненты плазмы токамака Т-15МД готовится комплекс диагностик томсоновского рассеяния, позволяющий проводить исследования различных зон плазменного шнуря. Данная работа посвящена разработке системы томсоновского рассеяния Т-15МД с вертикальным зондированием, которая дает информацию о параметрах плазмы вдоль вертикального диаметра плазменного шнуря. Зондирование плазмы производится Nd:YAG-лазером с многопроходной системой ввода лазерного излучения в камеру токамака. Лазер работает на второй гармонике $\lambda = 532$ нм. Сбор рассеянного излучения осуществляется одним широкоугольным объективом. В систему регистрации свет передается оптоволоконным коллектором, состоящим из 159 оптоволоконных сборок размером 2×1 мм. Система регистрации состоит из трех узлов, каждый из которых включает в себя систему согласующей оптики и полихроматор с детектором. Регистрация спектра рассеяния осуществляется при помощи ЭОПа и CMOS-камеры. Для достижения высокого коэффициента пропускания света оптической системы диагностики был проведен детальный расчет параметров и конструкции каждого оптического узла: собирающего объектива, системы согласующей оптики и полихроматора. В сравнении с диагностикой томсоновского рассеяния Т-10 значительно улучшен коэффициент пропускания системы за счет тщательного подбора оптических материалов, а также новой конструкции системы согласующей оптики, состоящей в основном из зеркал. При помощи синтетической диагностики проведена оценка точности измерения температуры и плотности электронов. В качестве фона плазмы используются спектры плазмы из области лимитера Т-15МД. Система диагностики томсоновского рассеяния в плазме токамака Т-15МД с вертикальным зондированием позволит измерять электронную температуру с ошибкой менее 10% в диапазоне от 80 эВ до 6 кэВ при плотности электронов более $6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ в центральной области плазмы. На периферии ошибка <10% для диапазона T_e от 100 эВ до 2 кэВ при $n_e > 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Пространственное разрешение диагностики составит ~ 11 мм для центра плазменного шнуря и ~ 22 мм для периферийной области плазмы.

Ключевые слова: токамак Т-15МД, лазерная диагностика, томсоновское рассеяние

DOI: 10.31857/S0367292125010019, **EDN:** DWCP0P

1. ВВЕДЕНИЕ

Диагностика томсоновского рассеяния (ТР), как один из наиболее информативных инструментов для исследования электронной компоненты плазмы, будет использоваться на токамаке Т-15МД. Из-за сложной формы плазменного шнуря планируется создать диагностический комплекс ТР, который будет включать несколько систем. Первая система — для измерения параметров плазмы вдоль большого радиуса установки (тангенциальная си-

стема) [1]; вторая — вдоль вертикальной хорды (вертикальная система [2]); третья — в диверторе токамака (диверторная система [3]). Данная статья посвящена разработке вертикальной системы томсоновского рассеяния.

Вертикальная система ТР основывается на использовании второй гармоники Nd:YAG-лазера и регистрации света усилителем яркости (ЭОП) с CMOS-камерой. Подобная схема диагностики успешно работала на токамаке Т-10 [4], опыт

разработки и эксплуатации системы на Т-10 перенесен на новую вертикальную систему токамака Т-15МД.

В настоящее время телевизионная диагностика ТР применяется на современных установках в качестве диагностики, обеспечивающей уникальное пространственное разрешение параметров плазмы вдоль лазерного луча, что дает возможность для исследования транспортных барьеров в плазменном шнуре [5–8]. Вертикальная диагностика ТР Т-15МД разрабатывается для таких задач, как исследование внутренних транспортных барьеров, улучшение достоверности восстановления магнитной конфигурации и т. п.

К данной диагностике на установки Т-15МД предъявляются следующие требования: диапазон измеряемых температур от 100 эВ до 8 кэВ при электронной плотности $10^{18} < n_e < 10^{20} \text{ м}^{-3}$, ошибки измерения должны быть меньше 10%, пространственное разрешение должно составлять от 1 до 2% от малого радиуса токамака [4, 7, 8].

В статье представлены принцип построения диагностики, краткое описание основных узлов, методика юстировки системы. Приведена оценка точности измерения T_e и n_e на основе синтетической диагностики с учетом фонового излучения плазмы токамака Т-15МД.

2. ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ

Сечение установки Т-15МД, в котором будет находиться вертикальная диагностика ТР с телевизионной регистрацией спектра рассеяния, приведено на рис. 1. Зондирующий лазерный пучок вводится в камеру токамака через нижний патрубок. Для увеличения энергии рассеянного света предлагается использовать многопроходную систему ввода-вывода лазерного излучения [9, 10]. Размеры входного и выходного патрубков позволяют применить 7-проходную систему. Рассеянный плазмой свет собирается объективом и с помощью оптоволоконного коллектора передается на спектральный прибор (приборы), где регистрируется детектором (ЭОПом с СМОС-камерой). Для выбора оптимальных параметров оптических компонентов диагностики произведен предварительный расчет системы.

Основным параметром, который характеризует количество собираемого света, является величина $S_{det} d\Omega_{det}$ системы сбора — произведение суммарной площади фотокатодов системы сбора и телесного угла в поле изображения перед детектором. Величина $d\Omega_{det}$ и количество детекторов определяет максимально возможное количество собранного света, а, следовательно, точность определения параметров плазмы. В согласованной оптической системе параметр $Sd\Omega$ в любом сечении остается инвариантом. Собирающая оптика проектируется таким образом, чтобы весь лазерный луч в попе-

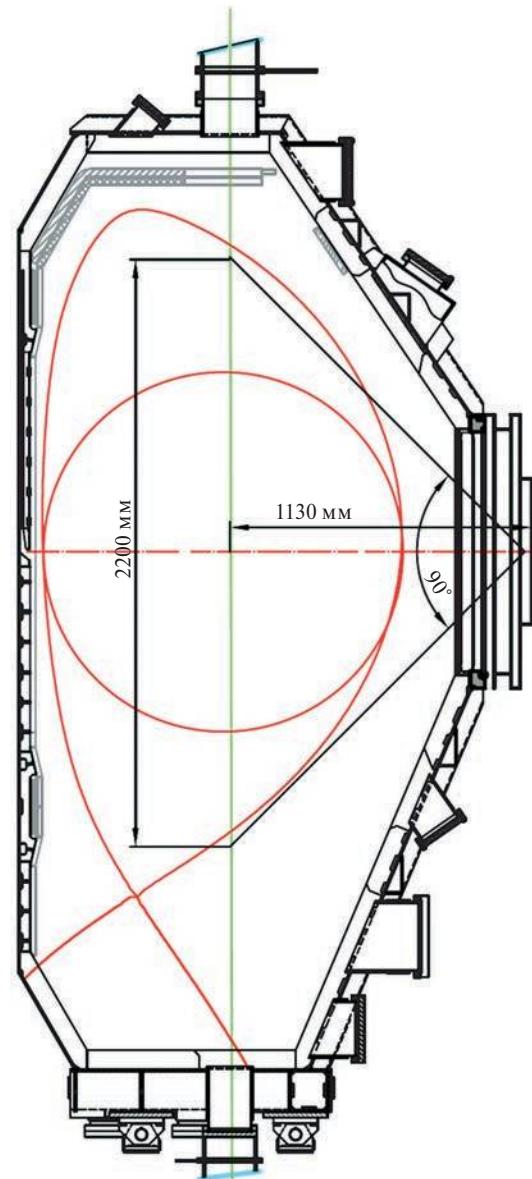


Рис. 1. Сечение токамака Т-15МД с геометрией вертикальной диагностики ТР.

речном сечении регистрировался системой сбора света. Целью собирающего объектива является передача света с лазерной хорды, а не всего получаемого изображения. Поэтому собранный рассеянный свет пропорционален $Ld\Omega_{plasma}$, где L — длина отрезка лазерной хорды. $Ld\Omega_{plasma}$ не является инвариантом. Эту особенность можно использовать для увеличения собираемого рассеянного света в каждом пространственном канале. Оптоволокно используется для соединения собирающего объектива и спектральных приборов. При трансформации выходного торца оптоволокна, имеющего ширину b , относительно входного торца с шириной a , можно добиться увеличения собранного света в одном пространственном канале в $1/m^2$ раз, где $m = a/b$ — коэффициент трансформации оптоволоконной сборки.

Основные параметры спектрального прибора, необходимые для расчета оптической схемы диагностики, приведены в табл. 1.

Используя представленные значения, рассчитаны несколько вариантов системы регистрации вертикального ТР с различной трансформацией оптоволоконного коллектора и количества спектральных приборов.

Наиболее оптимальным выглядит вариант с трансформацией оптоволоконного коллектора 1 : 2 и с тремя спектральными приборами. В этом случае мы имеем максимальное количество собранного света ($Ld\Omega_{plasma} 5 \times 10^{-5}$ м·ср) при пространственном разрешении, удовлетворяющем требованиям к диагностике (1–2%). Требования по пространственному разрешению ставятся с учетом характерного пространственного разрешения телевизионных диагностик ТР. В плазме токамака Т-10 разрешение составляет 1.7% от малого радиуса [4], MAST 1.1% [7], TEXTOR 0.9% [8].

При разработке оптических узлов диагностики был проведен тщательный подбор оптических материалов в рабочем спектральном диапазоне (400–700 нм) с целью получения максимально возможного коэффициента пропускания света. Также к оптической системе предъявлялось требование по оптическому разрешению. При юстировке положения оптоволоконного коллектора относи-

тельно лазерного луча необходимо оптически разрешать изображение лазерного луча на коллекторе. Для этого необходимо разрешать изображение оптоволокна с диаметром 200 мкм в каждом оптическом узле. Разрешающая способность определяется при помощи частотно-контрастной характеристики или MTF (modular transfer function), критерий разрешения MTF = 0.15, который соответствует критерию Рэлея [11].

3. РАЗМЕЩЕНИЕ ДИАГНОСТИКИ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

Диагностика основывается на Nd:YAG-лазере с длинной волны 532 нм; энергией в импульсе 2.5 Дж при длительности 10 нс и частотой следования импульсов 100 Гц. Зондирование плазмы осуществляется в вертикальном направлении. Принципиальная схема диагностики показана на рис. 3.

Лазерное излучение транспортируется через систему зеркал, которые располагаются в подвальном помещении установки. Для проведения юстировки системы ввода-вывода лазерного излучения в плазму последние два зеркала тракта установлены на моторизированные линейные платформы, а последнее зеркало имеет моторизированную оправу для качания. Линза обеспечивает фокусировку лазерного излучения в экваториальной плоскости вакуумной камеры.

Зеркала многопроходной системы установлены в моторизованные оправы для проведения юстировки системы удаленно. Рассматривается возможность автоматической подстройки зеркал во время импульса токамака, если это будет необходимо. Узел сбора света располагается в экваториальном патрубке.

4. ОПТИЧЕСКИЕ УЗЛЫ ДИАГНОСТИКИ

Разработанный собирающий объектив состоит из трех линз, склеенных друг с другом. Передняя и задняя поверхности объектива имеют асферическую форму для выполнения условий по оптическому разрешению. Расстояние от передней поверхности объектива до лазерного луча равно 1150 мм. Характеристики объектива получились следующими: относительное отверстие 1 : 2.1, фокусное расстояние 187 мм, угол поля зрения 90°. Средний коэффициент увеличения 1/8.2. Средний коэффициент пропускания света для рабочего диапазона длин волн составил ~93%. Поверхность изображения имеет сферическую форму с главными лучами, идущими по радиусам этой сферы. Все точки изображения имеют числовую апертуру 0.202. Габариты и график MTF объектива представлены на рис. 4, 5.

Объектив собирает рассеянный свет на входном торце оптоволоконного коллектора. Торец имеет сферическую форму с радиусом $R = 202.4$ мм и соответствует поверхности изображения объектива.

Таблица 1. Основные параметры спектрального прибора

Относительное отверстие ЭОПа	объектива	1/0.85
Диаметр ЭОПа, мм		25
Высота входной щели, мм		200
Числовая апертура оптоволокна		0.22



Рис. 2. Трансформация оптоволоконного коллектора.

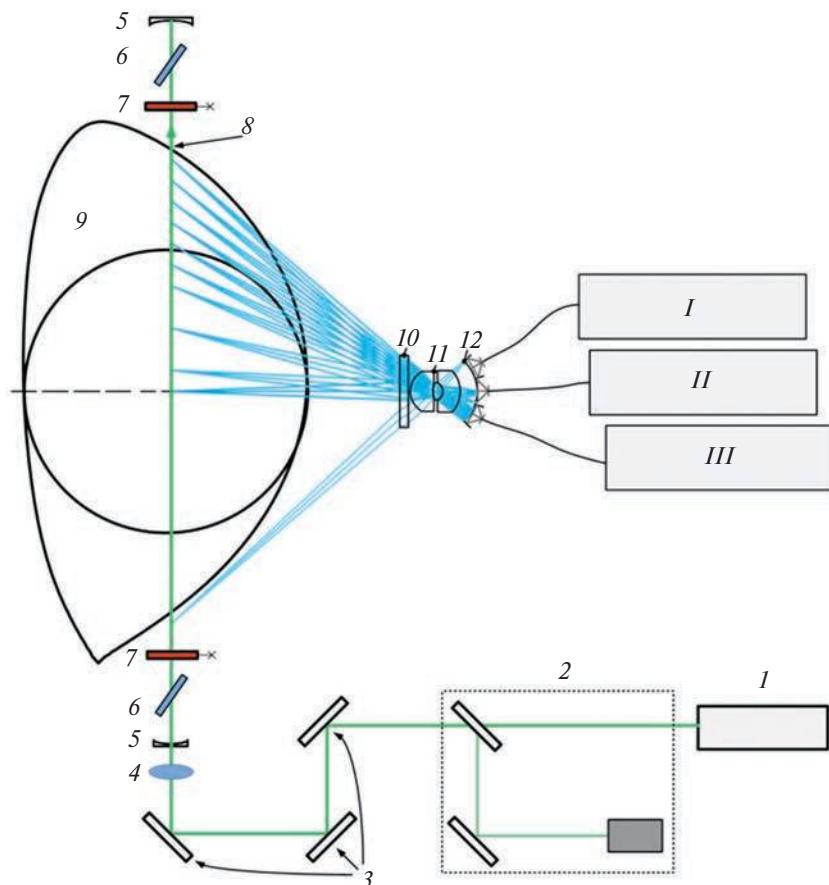


Рис. 3. Принципиальная схема вертикальной диагностики ТР Т-15МД. I — лазер; 2 — узел контроля тракта; 3 — зеркала оптического тракта; 4 — фокусирующая линза; 5 — зеркала многопроходной системы; 6 — вакуумные окна; 7 — шибера; 8 — лазерный луч; 9 — плазма; 10 — вакуумное окно; 11 — собирающий объектив; 12 — оптоволоконный коллектор; I, II, III — согласующая оптика и спектральные приборы с регистрирующими камерами.

Коллектор состоит из 159 отдельных оптоволоконных сборок, размером 1×2 мм с упорядоченным расположением волокон. Они состоят из кварцевого оптоволокна с диаметром 200 мкм, толщина

оболочки 10 мкм, числовая апертура $NA = 0.22$. Отдельные оптоволоконные сборки располагаются радиально, и их торцы перпендикулярны главным лучам собирающего объектива. Изображение входного торца оптоволоконного коллектиора представлено на рис. 6.

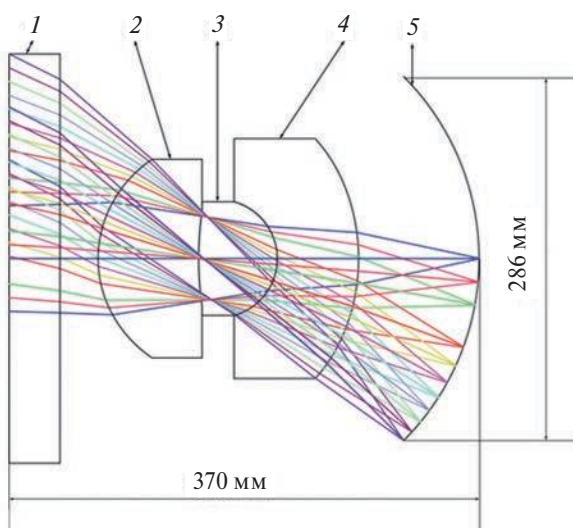


Рис. 4. Конструкция собирающего объектива: 1 — вакуумное окно из плавленого кварца; 2 — линза, передняя поверхность асферическая; 3 — линза; 4 — линза, задняя поверхность асферическая; 5 — сферическое поле изображения.

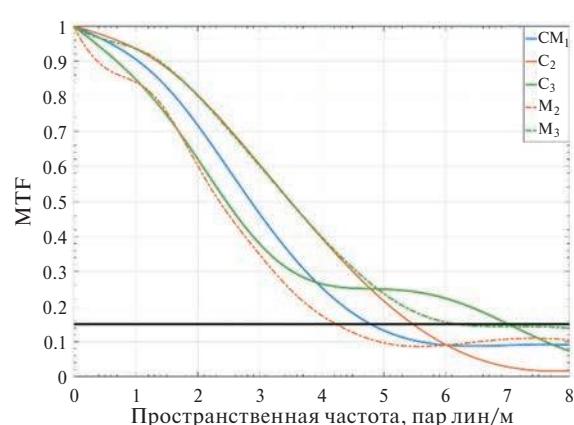


Рис. 5. MTF объектива: С — сагиттальная плоскость; М — меридиональная плоскость; 1 — центральная точка изображения; 2 — средняя точка; 3 — краевая точка. Горизонтальная черная линия соответствует критерию Рэлея.

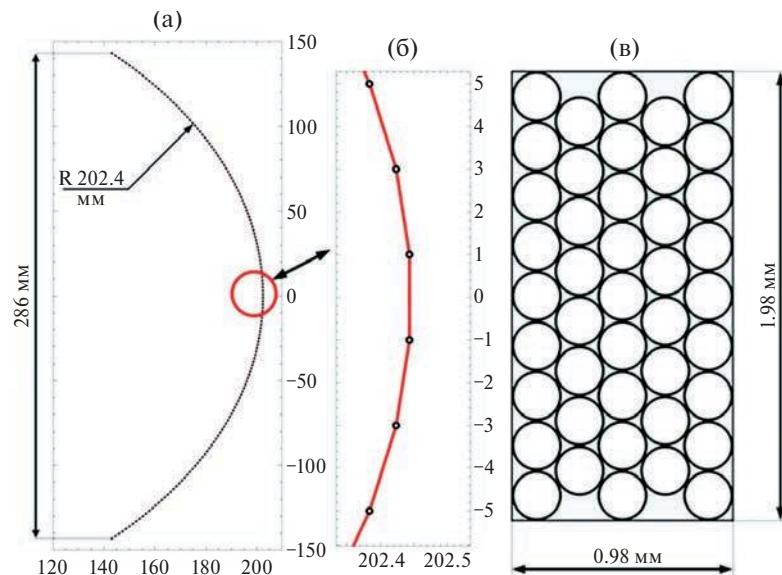


Рис. 6. Входной торец оптоволоконного коллектора: а) вид сбоку; б) увеличенное изображение сборки; в) оптоволоконная сборка. Размеры — в мм.

Пространственное разрешение диагностики определяется размером изображения отдельной оптоволоконной сборки на лазерном луче и представлено на рис. 7. Оно составляет от 11 мм в центральной зоне шнура до 22 мм на краю. Система сбора света позволяет регистрировать лазерный луч по всей ширине полностью, наибольшая ширина лазерного луча в зоне наблюдения составляет 4.3 мм.

В диагностическом помещении оптоволокно разделяется на три части и подводится к отдельным приборам. Входной торец оптоволоконного жгута имеет размер 318×1 мм, три выходных оптоволоконных ферулы — 53×2 мм. Каждая состоит из 53 оптоволоконных сборок.

Для сопряжения апертур полихроматоров и оптоволоконных коллекторов используется система согласующей оптики. В отличие от диагностики на токамаке Т-10, на Т-15МД удалось реализовать согласующую систему практически полностью на основе зеркал.

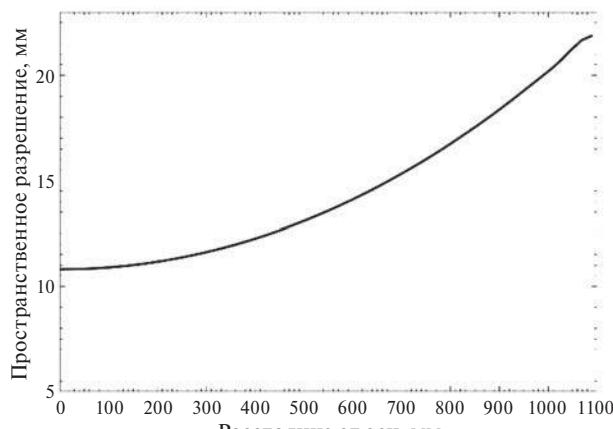


Рис. 7. Пространственное разрешение диагностики ТР токамака Т-15МД.

Благодаря этому значительно повышен коэффициент пропускания света (86%) и уменьшены хроматические aberrации. График МТФ согласующей системы представлен на рис. 8. Конструкция согласующей системы представлена на рис. 9.

Для регистрации собранного света разработаны полихроматоры на основе тороидальной голограммической дифракционной решетки. Их конструкция показана на рис. 10. За основу взята схема Литтрову, использовавшаяся на установке Т-10 [4]. В новой конструкции используется тороидальная голограммическая дифракционная решетка, что позволяет отказаться от двухлинзового объектива (дублет Литтрову) в конструкции прибора. Благодаря этому удается повысить контраст изображения спектров ТР и значительно снизить влияния паразитной засветки от лазерного излучения. Центральный полихроматор планируется изготовить

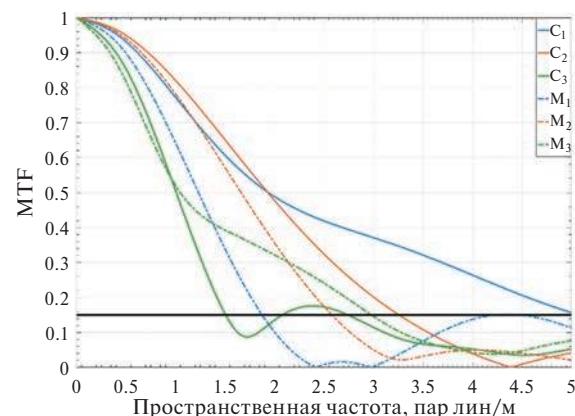


Рис. 8. МТФ согласующей оптики: С — сагиттальная плоскость; М — меридиональная плоскость; 1 — центральная точка изображения; 2 — средняя точка; 3 — краевая точка. Горизонтальная черная линия соответствует критерию Рэлея.

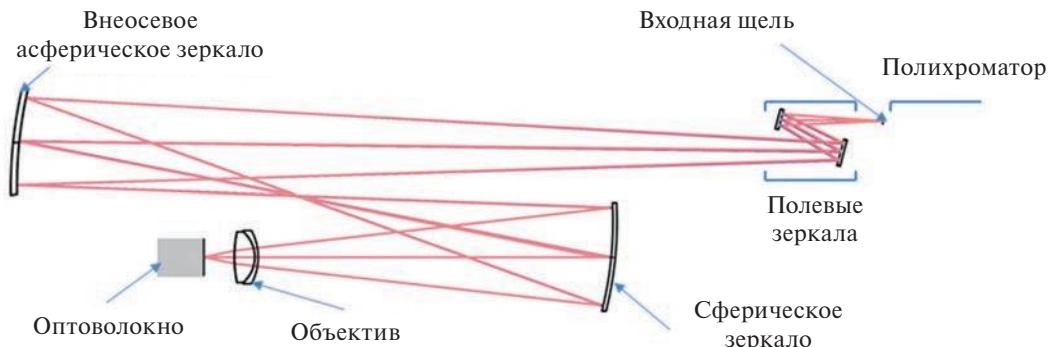


Рис. 9. Оптическая схема зеркальной системы согласующей оптики.

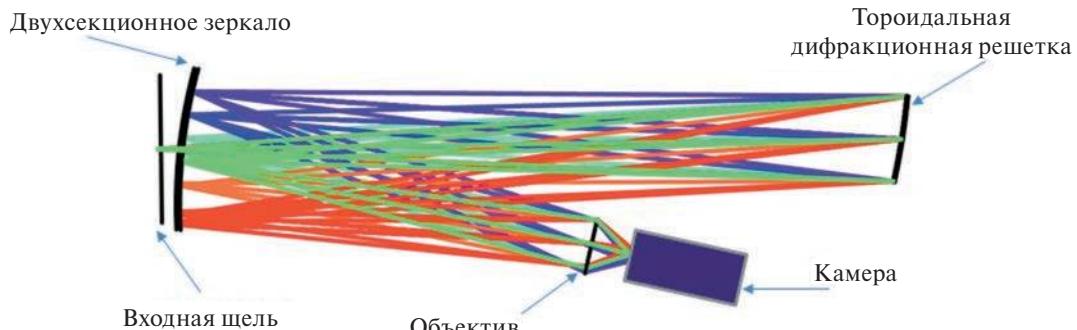


Рис. 10. Оптическая схема модернизированного полихроматора Литтрову.

с дифракционной решеткой ~ 700 шт/мм. Два краевых полихроматора будут регистрировать более низкие T_e по сравнению с центром плазмы, поэтому они будут комплектоваться решетками с большей дисперсией ~ 900 шт/мм. Диаметр дифракционных решеток 110 мм. Свет от входной щели (200×8 мм) падает на тороидальную голограммическую решетку и раскладывается в спектр. Далее свет попадает на двухсекционное сферическое зеркало (200×200 мм), между секций которого располагается входная щель. Вырез в зеркале имеет размеры 12×200 мм. Обратная линейная дисперсия D_λ на двухсекционном зеркале равна 1.67 нм/мм для центрального и 1.1 нм/мм для краевых полихроматоров. Прибор настраивается так, что свет с лазерной длинной волны попадает в щель между секциями зеркал и не регистрируется детектором. Двухсекционное зеркало передает свет через светосильный объектив ($F\# = 0.85$) на CMOS-камеру с ЭОПом. На ЭОПе дисперсия $D_\lambda = 16$ нм/мм для центрального полихроматора и $D_\lambda = 11$ нм/мм для краевых. График МТФ полихроматора для лазерной длины волны показан на рис. 11.

5. ЮСТИРОВКА ПОЛОЖЕНИЯ ОПТОВОЛОКОННОГО КОЛЛЕКТОРА

Для юстировки оптоволоконного коллектора относительно лазерного луча предполагается использовать оптическую систему диагностики. Отдельные оптоволоконные сборки имеют упорядоченное расположение волокон, т. е. изображение с входного торца передается на выходной торец.

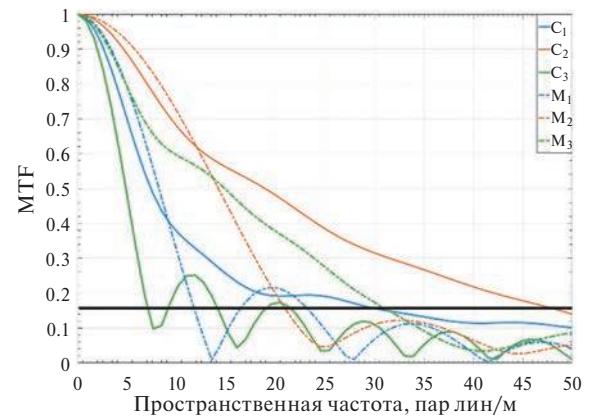


Рис. 11. МТФ полихроматора $\lambda = 532$ нм: С — сагиттальная плоскость; М — меридиональная плоскость; 1 — центральная точка изображения; 2 — средняя точка; 3 — краевая точка. Горизонтальная черная линия соответствует критерию Рэлея.

Если повернуть дифракционную решетку ($\sim 1irc$) так, чтобы лазерная линия попала на ближний край двухсекционного зеркала спектрального прибора, то можно с помощью рэлеевского рассеяния зарегистрировать положение лазерного луча на входном торце оптоволокна. Только изображения луча будет проходить поперек входной щели в каждой сборке (рис. 2). Для удобства восприятия можно развернуть изображение каждой сборки на 90° с помощью программного обеспечения и восстановить реальное положение изображения лазерного луча на коллекторе. Такое изображение позволяет оценить необходимую коррекцию положе-

ния входного торца оптоволоконного коллектора для идеальной центровки изображения лазерного луча на нем. Для осуществления таких настроек предполагается установить входной конец оптоволоконного коллектора на гексапод. Проведение такой юстировки требует обеспечения оптического разрешения сравнимого с изображением оптоволокна. Необходимое и расчетное разрешение для каждого оптического узла представлено в табл. 2.

6. ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ

Оценка точности измерения температуры и плотности электронов выполнялась при помощи синтетической диагностики. Такой подход позволяет учесть в совокупности влияние дисперсии дифракционной решетки, фонового излучения плазмы, шума ЭОПа и ширины входной щели на точность и диапазон измерения параметров плазмы. Алгоритм оценки точности выглядит следующим образом. Вертикальная диагностика ТР Т-15МД работает в двухкадровом режиме. Первый кадр включает в себя сигнал рассеяния с фоновым излучением плазмы, второй кадр только с фоном плазмы. Генерируется массив кадров с сигналом рассеяния для набора значений n_e от $1 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ до $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и T_e от 20 эВ до 10 кэВ с учетом пропускания оптической системы (21%) и квантового выхода фотокатода ЭОПа (GaAsP). Предполагается, что уровень фонового излучения не зависит от параметров

плазмы. Размер пространственных каналов на матрице регистрирующей камеры определяется с учетом увеличения оптической системы и размера ЭОПа. Далее кадры зашумляются при помощи распределения Пуассона. Для учета влияния шумовых характеристик ЭОПа дисперсия сигналов увеличивается в два раза. После зашумления из полезного кадра вычитается фоновый и сигнал суммируется по вертикали (по области одного пространственного канала). Далее сигнал суммируется по горизонтали (по длинам волн), чтобы уменьшить время оценки параметров плазмы. Затем производится аппроксимация спектра для определения n_e и T_e . Аппаратная функция спектрального прибора вносит значительную систематическую ошибку в определении n_e и T_e . Для снижения этого вклада производится деконволюция спектра рассеяния, полученного после аппроксимации, с аппаратной функцией полихроматора. Итоговый спектр рассеяния аппроксимируется вновь для получения конечных значений параметров плазмы. Повторяя многократно зашумление кадров и их обработку для одних значений температуры и плотности электронов, определяется статистическая и систематическая ошибки измерения. Алгоритм работы синтетической диагностики показан на рис. 12.

В расчете учитываются основные характеристики оптической схемы диагностики: пропуска-

Таблица 2. Разрешение оптических узлов диагностики ТР Т-15МД

Узел	Требуемое оптическое разрешение, пар линий/мм	Минимальное расчетное оптическое разрешение, пар линий/мм
Собирающий объектив	> 2.5	4.1
Согласующая система	> 1	1.5
Спектральный прибор для $\lambda = 532 \text{ нм}$	> 7	12 (меридиональная плоскость)



Рис. 12. Алгоритм работы синтетической диагностики.

ние объектива, системы согласующей оптики и полихроматора, коэффициент пропускания оптоволокна, телесный угол сбора света, ширина выреза в двухсекционном зеркале, а также квантовый выход фотокатода GaAsP. Наличие выреза в зеркале приводит к возникновению ограничения на минимальную ширину спектра рассеяния и соответственно минимальную измеряемую температуру. При оценке учитывается наложение спектров рассеяния, изменяющих форму при прямом и обратном проходе излучения в многопроходной системе зондирования. Длина лазерного луча, которая используется в расчете точности для каждой пространственной точки, варьируется от 11 до 22 мм, телесный угол сбора света — от 5×10^{-3} до 2×10^{-3} ср.

Для учета фонового излучения плазмы использовались спектроскопические данные, полученные в экспериментальной кампании установки Т-15МД [12]. На рис. 13 показаны основные характеристики разряда #890, который использовался для оценки фонового излучения.

При оценке точности используется спектр излучения из области лимитерной диафрагмы (рис. 14), которая была установлена на 65 см

ниже экваториальной камеры установки. Вследствие того, что полихроматор вертикальной диагностики ТР Т-15МД работает с широкой входной щелью (~8 мм), необходимо свернуть исходный спектр с его аппаратной функцией — в нашем расчете используется гауссова функция с полной шириной на полувысоте в 20 нм для центрального полихроматора и 13 нм для краевого. Ширина аппаратной функции соответствует ширине выреза в двухсекционном зеркале. Предполагается, что вертикальная диагностика ТР Т-15МД не будет работать в условиях прямой засветки из области лимитера (дивертора). Поэтому спектр был нормирован на измерения линий $H\beta$, СIII по центральной хорде. Сравнение интенсивности светимости линий из центральной области плазмы и лимитера дано на рис. 15.

Из представленных данных видно, что светимость отличается минимум на порядок. Поэтому в синтетической диагностике исходный спектр с лимитера Т-15МД был уменьшен в 10 раз. На рис. 16 представлены примеры кадров, которые генерируются в ходе работы синтетической диагностики для $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ $T_e = 1 \text{ кэВ}$.

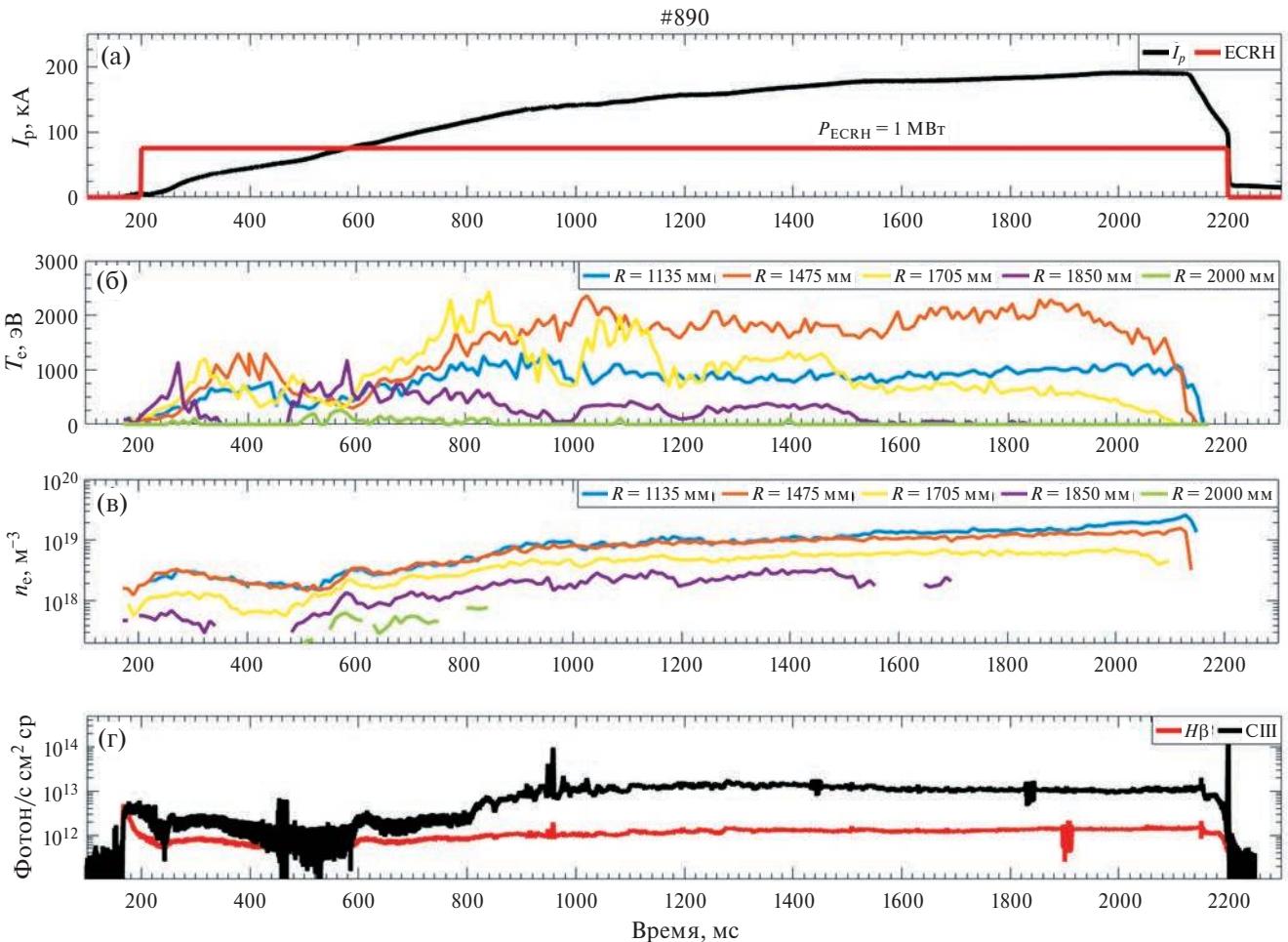


Рис. 13. Параметры разряда #890 Т-15МД $B_t = 1.2$ Т. а) I_p ток плазмы, $P_{\text{ECRH}} = 1$ МВт; б) температура электронов; в) плотность электронов; г) светимость линий $H\beta$, СIII из центральной хорды.

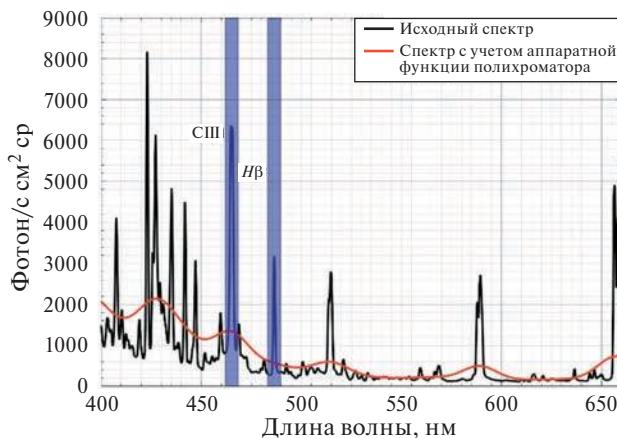


Рис. 14. Спектр из области лимитера токамака Т-15МД. Красной кривой показан спектр с учетом аппаратной функции полихроматора вертикальной диагностики ТР токамака Т-15МД.

На рис. 17 и 18 представлены результаты оценки точности измерения температуры и плотности электронов для центрального и краевого кан-

лов. Для центрального канала при $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, ошибка измерения $T_e < 10\%$ и $n_e < 10\%$ для диапазона температур 80 эВ — 6 кэВ. В случае периферийного канала при $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, ошибка измерения $T_e < 10\%$ и $n_e < 10\%$ для диапазона температур 100 эВ — 2 кэВ. Разница в двумерных распределениях ошибки измерения параметров для центрального и периферийного каналов заключается в разном угле рассеяния света и величине $Ld\Omega_{\text{plasma}}$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана система томсоновского рассеяния для токамака Т-15МД с вертикальным зондированием плазменного шнуря. В ходе разработки спроектирована зеркальная схема согласующей оптики, благодаря которой удалось значительно повысить коэффициент пропускания света и снизить уровень хроматических aberrаций. Также была улучшена оптическая схема полихроматора Лит-

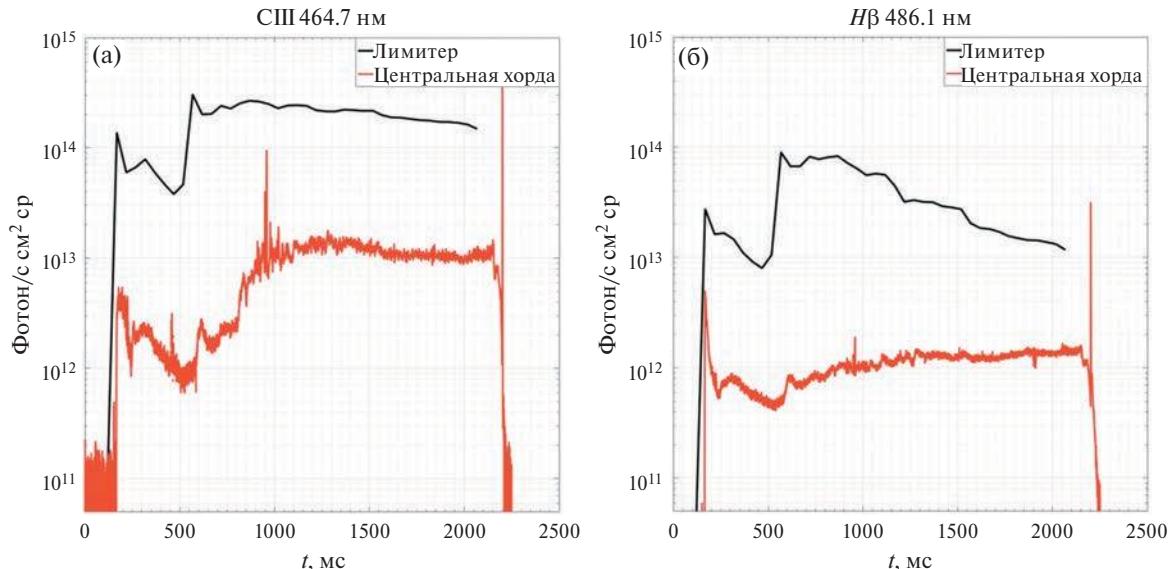


Рис. 15. Интенсивность свечения спектральных линий по центральной хорде и из области лимитера; а) $H\beta$; б) СIII.

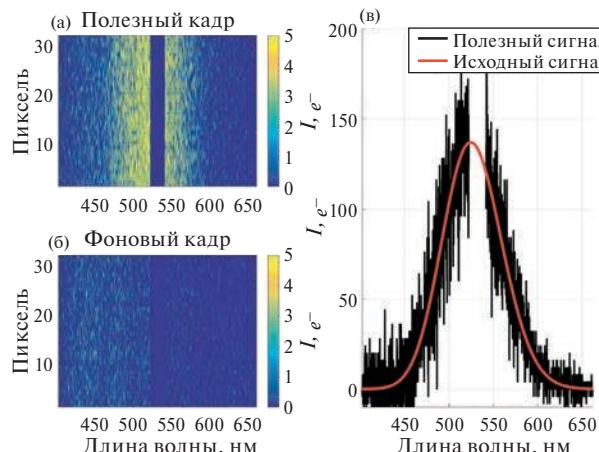


Рис. 16. Кадры, генерируемые синтетической диагностикой ТР Т-15МД. а) полезный кадр; б) фоновый кадр; в) полезный и исходный сигналы.

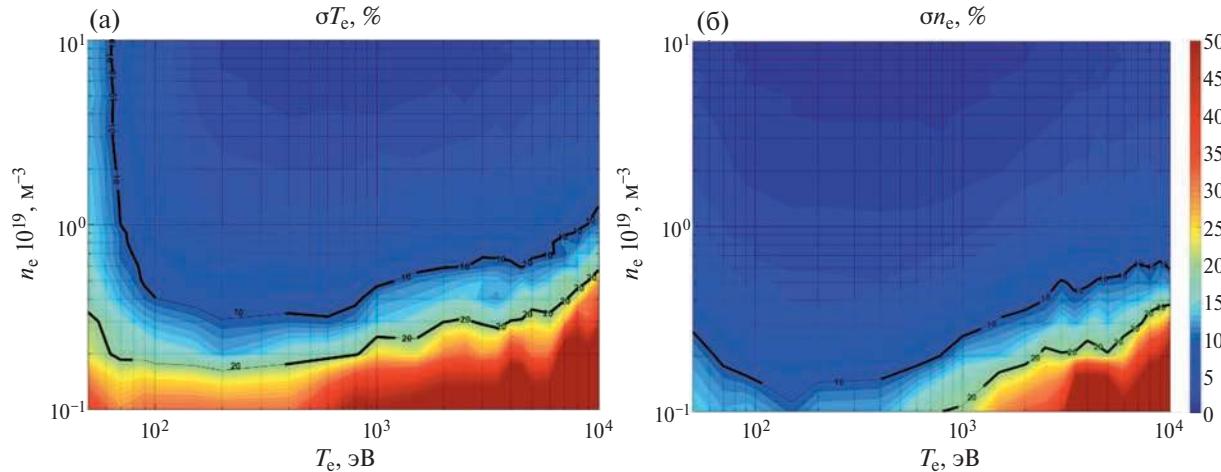


Рис. 17. Ошибки определения параметров плазмы для центрального канала. Дифракционная решетка 700 штр/мм. а) график точности определения температуры электронов; б) график точности определения плотности плазмы. Цветом показана точность в %.

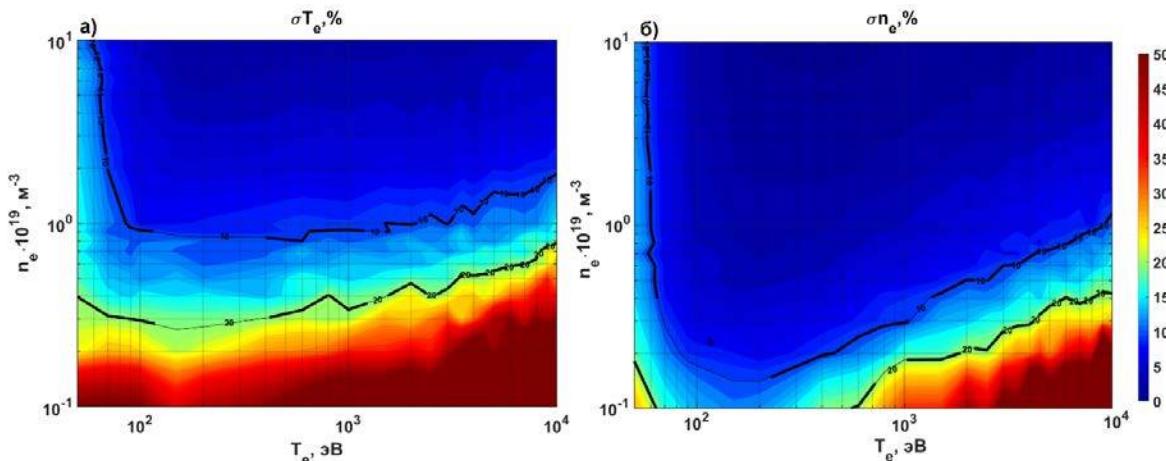


Рис. 18. Ошибки определения параметров плазмы для периферийного канала. Дифракционная решетка 900 штр/мм. а) график точности определения температуры электронов; б) график точности определения плотности плазмы. Цветом показана точность в %.

роу с помощью использования тороидальной голограммической решетки взамен плоской дифракционной решетки и двухлинзового объектива. Эта модернизация позволяет значительно увеличить контраст спектрального прибора.

Высокое оптическое разрешение всей оптической системы регистрации — собирающего объектива, согласующей оптики и полихроматора — позволяет контролировать юстировку положения оптоволоконного коллектора лазерного луча относительно лазерного луча.

Была проведена оценка точности измерения параметров плазмы. Оценка ошибки измерения температуры и плотности выполнена при помощи синтетической диагностики со спектром с экспериментальной кампанией Т-15МД из области лимитера. С учетом занижения фоновой засветки в 10 раз в центральной области плазмы диагностика позволяет проводить измерения с точностью 10% от 80 эВ до 6 кэВ при $n_e > 6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Централь-

ный полихроматор будет комплектоваться дифракционной решеткой 700 штр/мм, два периферийных решеткой 900 штр/мм. В области периферии ошибка <10% достигается в диапазоне T_e от 100 эВ до 2 кэВ при $n_e > 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Данная работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Асадуллин Г.М., Бельбас И.С., Горшков А.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. Вып. 2. С. 91.
2. Панфилов Д.С., Горшков А.В., Асадуллин Г.М., Бельбас И.С. Современные средства диагностики плазмы и их применение / Сб. тез. докл. XII конф. М. 16–18 декабря 2020. С. 26.
3. Толпегина Ю.И., Горшков А.В., Асадуллин Г.М., Бельбас И.С., Горбунов А.В., Криворучко Д.Д.,

- Пшенов А.А.* // Тез. докл. XIX Всероссийской конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи, 27 сентября – 1 октября, 2021 г. С. 142.
4. *Asadulin G.M., Bel'bas I.S., Gorshkov A.V.* // Fusion Engineering and Design. 2022. Т. 177. С. 113066. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2022.113066>
 5. *Zhu Y.X., Zang Q., Chu W., Kantor M.Yu., Lin G.L., Ren M.F.* // Fusion Engineering and Design. 2024. 208. 114696. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2024.114696>
 6. *Асадулин Г.М., Кирнева Н.А., Бельбас И.С., Горшков А.В., Панфилов Д.С., Крылов С.В., Немец А.Р., Сергеев Д.С., Соловьев Н.А.* // Физика плазмы. 2024. Т. 50. №. 2. С. 159. doi: 10.1134/S1063780X23602080
 7. *O'Gorman T., Mc Carthy P.J., Prunty S., Walsh M.J., Dunstan M.R., Huxford R.B., Naylor G., Maguet E., Scannell R., and Shibaev S.* // Review of Scientific Instruments. 2010. Т. 81. №. 12. <https://doi.org/10.1063/1.3511556>
 8. *Kantor M.Y., Donné A.J.H., Jaspers R., Van Der Meiden H.J., Textor Team* // Plasma physics and controlled fusion. 2009. Т. 51. №. 5. С. 055002. <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/51/5/055002>
 9. *Акатова Т.Ю., Булыгинский Д.Г., Гончаров С.Г., Гусев В.К., Ильин В.С., Кантор М.Ю., Раздобабрин Г.Т., Шильников А.Н.* // Диагностика плазмы. 1989. Вып. 6. С. 102.
 10. *Горшков А.В., Ильин В.С., Потемкин Н.Р., Санников В.В., Шильников А.Н.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. №. 11. С. 1276.
 11. *Gorshkov A.V., Alekseev A.G., Andreenko E.N., Asadulin G.M., Ageorges N., Kampf D., Naumenko N.N.* // Fusion Engineering and Design. 2019. Т. 146. С. 329. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.061>
 12. *Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Анашкин И.О., Андреев В.Ф., Асадулин Г.М., Ахметов Э.Р., Балашов А.Ю., Бегишев Р.А., Белов А.М., Бельбас И.С., Бондарчук Э.Н., Борщеговский А.А., Вершиков В.А., Горбунов А.В., Горшков А.В., Грашин С.А., Громурова А.В., Диас Михайлова Д.Е., Дремин М.М., Дрозд А.С., Дубинецкий А.Ф., Земцов И.А., Ильгисонис В.И., Ильин И.С., Карпов А.В., Качкин А.Г., Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Кочин В.А., Кручин В.А., Кузнецова Л.К., Левин И.В., Лисовой П.Д., Лутченко А.В., Матвеев Ю.В., Машункин М.В., Минеев А.Б., Модяев А.Л., Мустафин Н.А., Мялтон Т.Б., Немец А.Р., Николаев А.В., Новиков В.Н., Ноткин Г.Е., Нургалиев М.Р., Образцов И.С., Панфилов Д.С., Пименов И.С., Рогозин К.А., Рой И.Н., Романников А.Н., Рыжаков Д.В., Саврухин П.В., Сарычев Д.В., Сергеев Д.С., Смирнов В.В., Соловьев Н.А., Степин А.В., Сушкин А.В., Сычугов Д.Ю., Тарасян К.Н., Теникин В.И., Толтегина Ю.И., Уласевич Д.Л., Хайрутдинов Э.Н., Хвостенко А.П., Хвостенко П.П., Чудеснов А.И., Чудновский А.Н., Шелухин Д.А., Шестаков Е.А. и коллектив установки Т-15МД* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2024. Т. 47. С. 5.

DESIGN OF VERTICAL THOMSON SCATTERING DIAGNOSTICS FOR THE T-15MD TOKAMAK

D. S. Panfilov^{a,b,*}, G. M. Asadulin^{a,*}, I. S. Bel'bas^a, and A. V. Gorshkov^a

^a*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123098 Russia*

^b*National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, 115409 Russia*

*e-mail: Panfilov_DS@nrcki.ru

**e-mail: 217508@mail.ru

For measuring the parameters of the plasma electron component in the T-15MD tokamak, the complex of Thomson scattering diagnostics is being designed, which will make it possible to study different regions of the plasma. In this work, we discuss the design of the Thomson scattering system with vertical probing for T-15MD, which provides for information on the plasma parameters along the vertical diameter of the vacuum vessel. Plasma probing is performed using the Nd:YAG laser with multipass system for inject laser beam into the tokamak. The laser operates at the second harmonic $\lambda = 532$ nm. Scattered radiation is collected by one wide-angle lens. Light is transmitted to the registration system by the fiber-optic collector consisting of 159 fiber-optic assemblies with the size 2×1 mm. The registration system consists of three units; each unit includes relay optical system and polychromator with detector. The spectrum of scattered radiation is recorded using image intensifier with CMOS camera. For achieving high light transmittance of the diagnostics optical system, the parameters and design of each optical unit were calculated in detail: the collecting lens, the relay optical system, and the polychromator. As compared to the T-10 Thomson scattering diagnostics, the system transmittance was considerably improved due to selecting rigorously the optical materials, as well as applying new design of the relay optical system, consisting mainly of mirrors. Using synthetic diagnostics, the accuracy of measuring the electron temperature and density was estimated. The plasma spectra from the region of T-15MD limiter are used as the plasma background. The Thomson scattering diagnostics system with vertical probing will make it possible to measure the electron temperature of plasma of the T-15MD tokamak with an error of less than 10% in the range from 80 eV to 6 keV at an electron density of more than $6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ in the central plasma region. At the plasma edge, the error will be less than 10% for the T_e range from 100 eV to 2 keV at densities $n_e > 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. The spatial resolution of the diagnostics will be ~ 11 mm at the center of the plasma and ~ 22 mm in the edge plasma.

Keywords: the T-15MD tokamak, laser diagnostics, Thomson scattering

УДК 533.9.072

РАВНОВЕСИЯ ПЛАЗМЫ С ВНУТРЕННЕЙ СЕПАРАТРИСОЙ В ТОКАМАКАХ

© 2025 г. Ю. В. Готт^{a,*,**}

^aНИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

* e-mail: nrcki@nrcki.ru

** e-mail: jvgott@gmail.com

Поступила в редакцию 04.07.2024 г.

После доработки 20.12.2024 г.

Принята к публикации 10.01.2025 г.

Рассмотрены некоторые равновесия плазмы с внутренними (токовой и магнитной) сепаратрисами в токамаке. Проведено сравнение расчетных и имеющихся экспериментальных данных для таких равновесий. Показано, что при малом изменении величины внутренней индуктивности плазмы в токамаке возможно качественное изменение равновесной плазменной конфигурации. Отмечено, что для некоторых типов потоковых функций в уравнении Грэда–Шафранова равновесное решение возможно только в том случае, когда плотность плазмы на ее границе не равна нулю. Установлено, что образование естественного полоидального дивертора определяется не только величиной β_p , но и видом потоковых функций уравнения Грэда–Шафранова. Показана возможность существования равновесных конфигураций плазмы с магнитным осью, расположенными одна над другой и возможность существования равновесных плазменных систем со многими магнитными осями.

Ключевые слова: токамак, внутренняя сепаратриса, естественный полоидальный дивертор, равновесие, внутренняя индуктивность

DOI: 10.31857/S0367292125010028, **EDN:** DWEFSF

1. ВВЕДЕНИЕ

Используя определение [1], сепаратрисой в полоидальном сечении осесимметричного токамака будем считать кривую, разделяющую области с различными свойствами, например, с различным знаком полоидального магнитного потока или плотности тороидального тока. Таким образом, в токамаке может быть как внешняя сепаратриса, окружающая область, занятую плазмой, так и внутренние – магнитная сепаратриса (сепаратриса полоидального магнитного потока) и сепаратриса плотности тороидального тока.

Равновесие, устойчивость и некоторые другие явления в плазме токамака существенным образом зависят от структуры внутренних сепаратрис [2]. Обычно считается, что возможность возникновения в плазме внутренней сепаратрисы при изменении величины β_p была показана В. С. Муховатовым и В. Д. Шафрановым [3], хотя сами они ссылаются на некоторые предшествующие работы [4, 5]. Здесь β_p – отношение газокинетического давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля. Утверждается, что сепаратриса входит в объем, занятый плазмой, со стороны силь-

ного поля, когда $\beta_p > 0.5A$, (A – аспектное отношение токамака) и при увеличении β_p сдвигается к оси плазмы. Это утверждение справедливо для плазмы круглого сечения. Увеличение вытянутости плазмы увеличивает граничное значение β_p (в теории). Следует отметить, что обычно в плазму сначала входит токовая сепаратриса, а при $\beta_p > A$ – магнитная [4], и образуется так называемый естественный полоидальный дивертор [6]. Ниже мы покажем, что указанные утверждения относительно величины β_p не являются абсолютными, а относятся лишь к некоторым типам равновесия.

В настоящей работе рассматриваются различные равновесные конфигурации плазмы с внутренними сепаратрисами и проводится сравнение с имеющимися экспериментальными данными. На всех рисунках геометрическая ось симметрии токамака расположена слева от демонстрируемого сечения.

Все рассмотренные равновесия получены путем решения уравнения Грэда–Шафранова (ГШ) посредством кода TOREQ для плазмы с фиксированной границей [7].

В работе не рассматриваются равновесия, при которых плотность тока в центре плазменного шнура близка к нулю или ток течет в противоположном к току в остальной части шнура направлении [8–10]. Устойчивость и возможность практической реализации описанных конфигураций в работе не рассматривается.

2. МОДЕЛЬ

Равновесие плазмы в магнитном поле описывается решениями уравнения Грэда–Шаффранова (ГШ), безразмерное “каноническое” представление которого в декартовых координатах имеет вид

$$\Delta^* \psi = \lambda \left(h^2 \beta_0 A(\psi) + (1 - \beta_0) B(\psi) \right), \quad (1)$$

$$\Delta^* \psi = h \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}. \quad (2)$$

Здесь ψ — функция потока полоидального магнитного поля, рассчитанного на один радиан, $h = 1 + x/A$, $A = R_0/a$ — аспектное отношение, R_0 и a — большой и малый радиусы токамака, λ — параметр, связанный с внутренней индуктивностью плазмы l_i , $A(\psi)$ и $B(\psi)$ — произвольные потоковые функции, задание которых определяет структуру равновесной конфигурации, β_p параметр, который наряду с λ , R_0 и другими, входящими в функции $A(\psi)$ и $B(\psi)$ параметрами, определяет величину полного тороидального тока и коэффициента внутренней индуктивности плазмы. В работе [11] показано, что $\beta_0 \approx \beta_p$. В (1) и (2) все величины с размерностью длины нормированы на малый радиус токамака, $x = (R - R_0)/a$, $y = Z/a$, где R и Z — размерные цилиндрические координаты, “привязанные” к геометрическому центру токамака (прямая $R = 0$ — геометрическая ось токамака, а плоскость $Z = 0$ — плоскость его симметрии).

Уравнение ГШ решается при следующих граничных условиях: $\psi = 0$ на границе плазмы и $\psi = \psi_{\max}$ (максимальное значение) на ее магнитной оси.

Границная поверхность выбирается симметричной в виде [12]

$$y = \pm \frac{K \cdot (1 - \delta^2)^{0.2}}{(1 + \delta \cdot x)^{0.7}} \sqrt{1 - x^2}, \quad (3)$$

где $K = \max |y|$ — вытянутость, а δ — треугольность (величина x/a , соответствующая местоположению точки $|y(x/a)| = K$) плазменного шнура. Формула (3) справедлива для $-0.85 \leq \delta \leq 0.85$. Эта формула является приближенной, так что если при расчетах нужно точно выдерживать значения вытянутости и треугольности, то необходимо подбирать входящие в формулу величины K и δ .

3. ТОКОВАЯ СЕПАРАТРИСА

Полоидальное сечение токамака с линиями постоянного уровня полоидального потока, получен-

ного при решении уравнения ГШ(1) с потоковыми функциями вида

$$\begin{aligned} A(\psi) &= e^\psi - 1, \\ B(\psi) &= e^{0.8\psi} - 1, \end{aligned} \quad (4)$$

представлено на рис. 1. Расчеты выполнены для плазмы с вытянутостью 2, треугольностью 0.5, аспектным отношением 1.5 и $\lambda = 0.8$. Внутренняя индуктивность при этом равна 1.751. Из рисунка видно, что в полоидальной плоскости кривые $\psi = \text{const}$, отвечающие постоянной величине полоидального потока, являются замкнутыми линиями, расположенными вокруг оси плазменного шнура. В рассматриваемом случае $\psi > 0$ всюду.

На рис. 2 представлены кривые равного значения нормированной плотности тороидального тока. Линия, соответствующая $j = 0$, является токовой сепаратрисой. Для наглядности кривые на рис. 1 и 2 вычислены для $\beta_p = 6$.

На рис. 3 изображены распределения относительных величин магнитного потока ψ , плотности тороидального тока j и давления плазмы p по радиусу в экваториальной плоскости. Из рисунка видно, что давление плазмы больше нуля во всем плазменном шнуре, а плотность тока в области между сепаратрисой и границей плазмы со стороны сильного магнитного поля отрицательна. В остальной части плазменного шнура плотность тока положи-

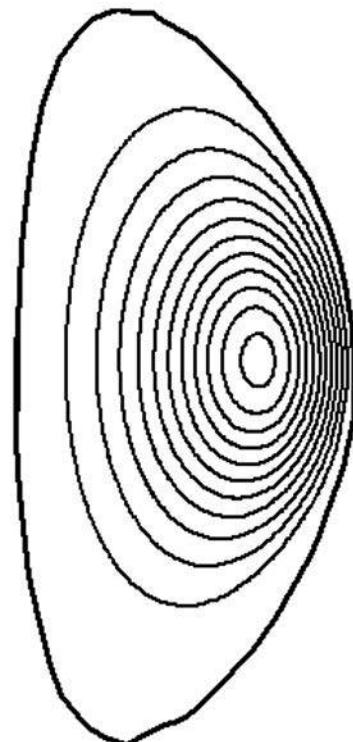


Рис. 1. Равновесное распределение полоидального магнитного потока, для плазмы в токамаке с вытянутостью 2, треугольностью 0.5, аспектным отношением 1.5 с $\lambda = 0.8$, $\beta_p = 6$. Внутренняя индуктивность при этом равна 1.751.

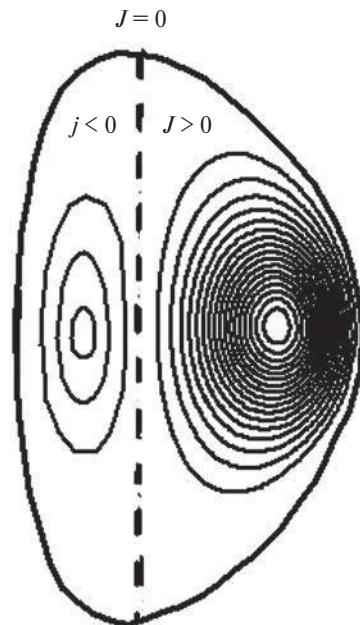


Рис. 2. Кривые равного значения нормированной плотности тороидального тока для плазмы токамака с параметрами, перечисленными на рис. 1. Линия, соответствующая $j = 0$, является токовой сепаратрисой.

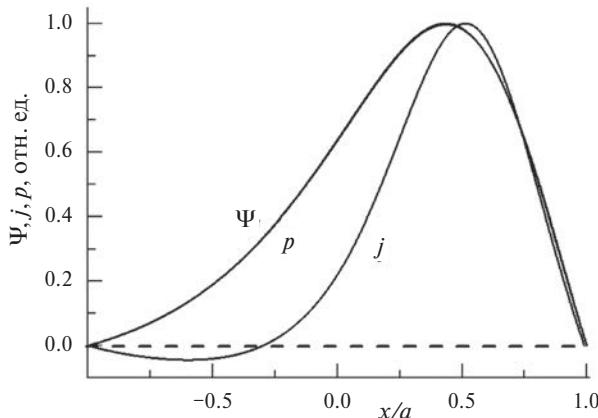


Рис. 3. Распределение относительных величин магнитного потока ψ , плотности тороидального тока j и давления плазмы p по радиусу в экваториальной плоскости токамака.

тельна. Видно также, что относительные распределения магнитного потока и давления плазмы совпадают. Из рис. 2 и 3 следует, что величина тока, текущего в положительном направлении, намного превосходит величину тока, текущего в отрицательном.

Расчеты показывают, что для указанных функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$, аспектных отношений $A = 1.5$ и $A = 3$, плазмы с круглым и D -образным сечением ($K = 2$, $\delta = 0.5$) токовая сепаратриса входит в объем, занятый плазмой, при одном значении $\beta_p \approx 0.8A$. Аналогичные результаты получены, например, в работе [13].

Рассматриваемая токовая сепаратриса существует в плазме с одной магнитной осью. Эксперименты, проведенные на установке TFTR (США)

при $\beta_p \approx 6$ [19], показали, что при этом токовая сепаратриса доходит до $1/3$ малого радиуса.

Следует отметить, что при выбранных значениях параметров и потоковых функциях $A(\psi)$ и $B(\psi)$ магнитная сепаратриса в плазму не входит.

4. РАВНОВЕСИЕ ДЛЯ СЛУЧАЯ, КОГДА ВЕЛИЧИНА ПОЛНОГО ТОРОИДАЛЬНОГО ТОКА БЛИЗКА К НУЛЮ

В токамаке возможны равновесные конфигурации, при которых величина полного тороидального тока близка к нулю. Такая ситуация возникает тогда, когда в плазме образуются два токовых шнура, токи в которых примерно одинаковой величины, текут в противоположных направлениях [14–18, 20].

Рассмотрим равновесные распределения для плазмы круглого сечения и для

$$A(\psi) = 1, \quad B(\psi) = 2 + 10\psi, \quad B_p = 0.01. \quad (5)$$

Давление плазмы равно

$$p(\psi) = \int A(\psi)d\psi - p_b = \psi - p_b, \quad (6)$$

где

$$p_b = -\min(\psi) \quad (7)$$

Если $p_b = 0$, то давление плазмы на границе равно нулю [17, 18].

На рис. 4 представлены линии постоянного полоидального магнитного потока, рассчитанного для равновесия с $\beta_p = 0.01$ и $\lambda = 1.541$ ($l_i = 1.1840$). Из рисунка видно, что линии $\psi = \text{const}$ располагаются симметрично относительно вертикальной пунктирной прямой, являющейся магнитной сепаратрисой. Со стороны сильного поля $\psi > 0$, а со стороны слабого — $\psi < 0$.

Типичное распределение изокривых плотности тока в полоидальной плоскости для этого равновесия представлено на рис. 5. Аналогично вели-

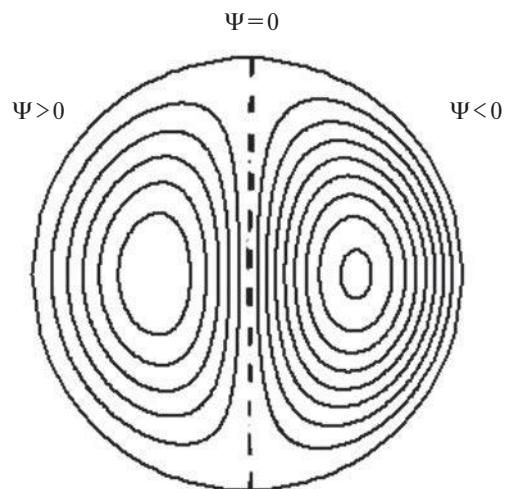


Рис. 4. Равновесное распределение полоидального магнитного потока, рассчитанного для $\beta_p = 0.01$ и $\lambda = 1.541$ ($l_i = 1.1840$).

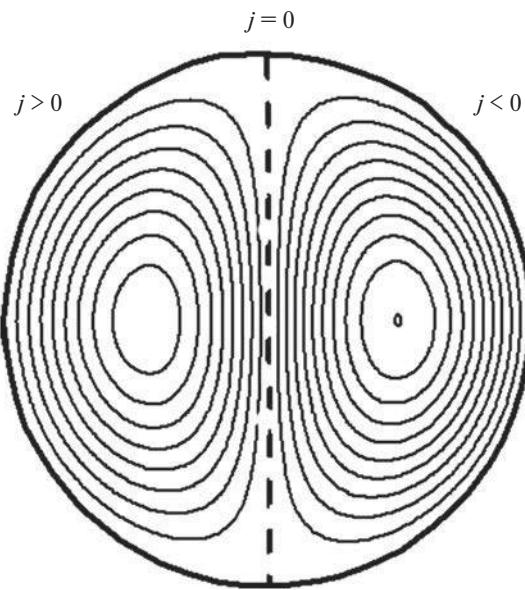


Рис. 5. Распределение изокривых плотности тока в полоидальной плоскости для равновесия плазмы с параметрами, представленными на рис. 4.

чине ψ плотность тороидального тока положительна со стороны сильного магнитного поля и отрицательна со стороны слабого. Если изменить величину λ до 1.542 ($l_i = 1.1875$), то знаки ψ и j изменятся на противоположные.

На рис. 6 изображены распределения плотности тороидального тока и давления плазмы по радиусу в экваториальной плоскости. Кривые 1 соответствуют $l_i = 1.1840$, а кривые 2 — $l_i = 1.1875$. Видно, что незначительное изменение коэффициента внутренней индуктивности l_i приводит к скачкообразному изменению равновесного распределения параметров плазмы.

Для функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$, выбранных в виде [5], равновесные распределения существуют только в том случае, когда давление на границе плазмы отлично от нуля.

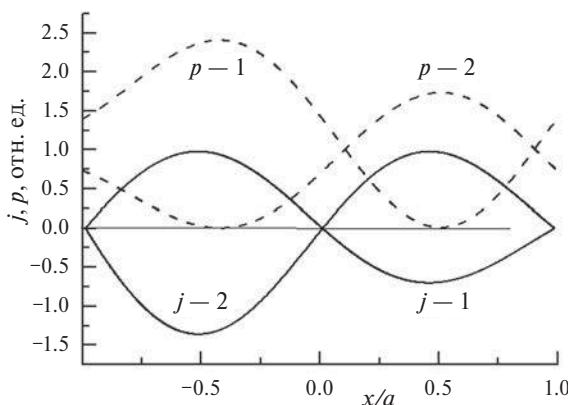


Рис. 6. Распределения плотности тороидального тока и давления плазмы по радиусу в экваториальной плоскости токамака. Кривые 1 соответствуют $l_i = 1.1840$, а кривые 2 — $l_i = 1.1875$.

Рассмотрим другой вид функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$ в уравнении ГШ

$$A(\psi) = \psi, \quad B(\psi) = 2 + 10\psi, \quad B_p = 0.01. \quad (8)$$

Давление плазмы в этом случае равно $p(\psi) = 0.5\psi^2 - p_b$. Для данных функций равновесное решение существует и при давлении на границе, равном нулю ($p_b = 0$).

Качественно равновесные решения в этом случае совпадают с равновесными решениями, изображенными на рис. 4, 5. Так же, как и в предыдущем случае, переход от одного решения к другому происходит при весьма незначительном изменении индуктивности от $l_i = 1.1875$ ($\lambda = 1.539$) к $l_i = 1.1864$ ($\lambda = 1.540$).

На рис. 7 изображены те же зависимости, что и на рис. 6, но, в отличие от предыдущего случая, при изменении равновесного распределения давление плазмы не изменяется.

Расчеты равновесного распределения полоидального магнитного потока, описывающего экспериментальные данные, полученные на установке НТ-7 (Китай), приведены на рис. 8 [15]. Сплошная линия на рисунке представляет давление плазмы в экваториальной плоскости, пунктирная — плотность тока. Видно, что зависимость плотности тока совпадает с аналогичной зависимостью рис. 5, а “экспериментальное” давление совпадает с давлением, соответствующим $p_b \neq 0$.

На рис. 9 представлен экспериментальный профиль плотности плазмы n в этой установке НТ-7 и расчетные значения давления плазмы p и плотности тока j , соответствующие данным рис. 8. Видно, что в этом случае радиальная зависимость давления качественно совпадает с зависимостью плотности плазмы n . Из рис. 8 и 9 следует, что в этом случае токовая и магнитная сепаратрисы проходят через центр плазменного шнура.

Приведенные данные на рис. 4—9 показывают, что для выбранных параметров и потоковых функций в плазме существуют две магнитные оси.

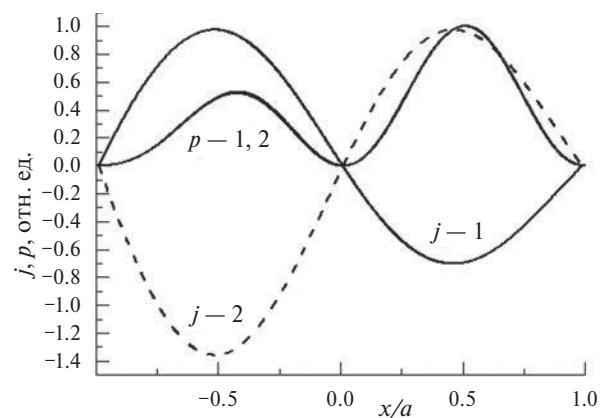


Рис. 7. Изображены те же зависимости, что и на рис. 6, но, в отличие от предыдущего случая, при изменении равновесного распределения давление плазмы не изменяется.

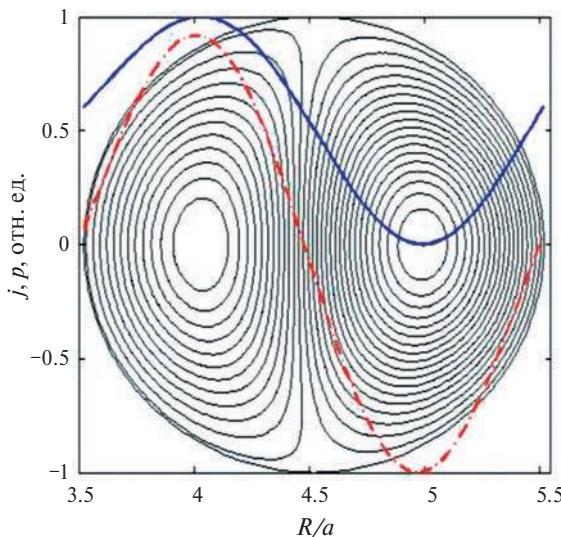


Рис. 8. Равновесное распределение полоидального магнитного потока, описывающего экспериментальные данные [15]. Сплошная линия на рисунке — давление, пунктирная — плотность тока.

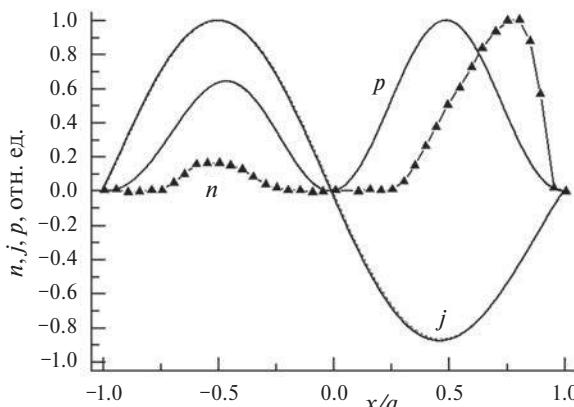


Рис. 9. Экспериментальное значение плотности плазмы n и расчетные значения давления плазмы и плотности тороидального тока, соответствующие данным, представленным на рис. 8.

Как видно из рис. 10, в рассматриваемых случаях ($B_p = 0.01 \ll A$) существует магнитная сепаратриса, отмеченная на рисунке вертикальной пунктирной линией. Этот результат противоречит теоретическим выводам о том, что магнитная сепаратриса входит в плазму со стороны сильного магнитного поля лишь при $\beta_p > A$ [3, 4].

Таким образом, появление внутренней магнитной сепаратрисы определяется не только величиной β_p , но и видом потоковых функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$, задающих профили давления и тока.

5. ПОЛОИДАЛЬНЫЙ ДИВЕРТОР

В литературе [3, 4] указывается, что если $\beta_p \geq A$, то в плазме формируется магнитная сепаратриса, и при этом может возникать вторая магнитная ось. При увеличении β_p сепаратриса передвигается к центру плазмы. Экспериментально формирова-

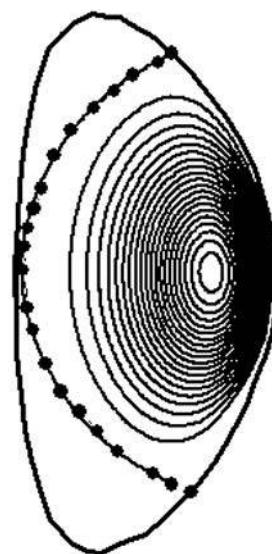


Рис. 10. Изолинии полоидального потока в плазме токамака для $\beta_p = 4.9$. Магнитная сепаратриса отмечена точками.

ние магнитной сепаратрисы наблюдалось на установках TFTR (США) [19] и QUEST (Япония) [6].

В дальнейшем, если это особо не отмечено, будем рассматривать плазму круглого или D -образного сечения с $K = 2$, $\delta = 0.5$.

На рис. 10 приведены изолинии полоидального потока для

$$A(\psi) = \psi - 1, \quad B(\psi) = 10 + \psi, \quad \beta_p = 4.9. \quad (9)$$

Из рисунка видно, что при этой величине β_p магнитная сепаратриса (отмечена точками) уже вошла в плазму. При увеличении β_p сепаратриса передвигается к центру плазмы, и в установке возникает вторая магнитная ось. На рис. 11 изображены изо-

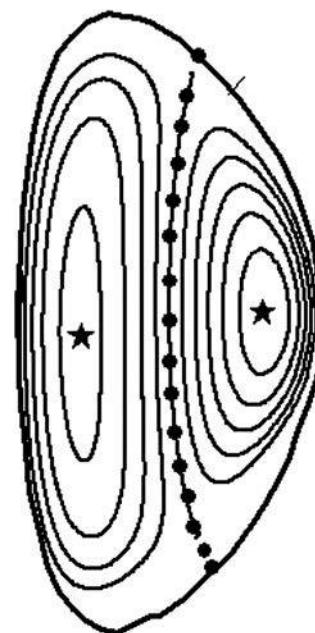


Рис. 11. Изолинии полоидального потока для плазмы с $\beta_p = 6$. Точками отмечена сепаратриса, а звездочками — положения магнитных осей.

линией полоидального потока для плазмы с $\beta_p = 6$. На этом рисунке точками отмечена сепараториса, а звездочками — положения магнитных осей.

Дивертор определяется существованием в магнитной конфигурации X-точки, в которой величина полоидального магнитного поля равна нулю. В рассматриваемом случае симметрии “верх-низ” эта точка обычно располагается в полоидальном сечении со стороны сильного магнитного поля, при этом известны и противоположные случаи (см., например, [20]). Для нахождения X-точки нужно решать уравнение для плазмы со свободной границей с учетом внешних магнитных полей. В этом случае слева от границы плазмы появляется X-точка [3, 6, 19], и образуется конфигурация полоидального дивертора.

Качественно такая диверторная конфигурация изображена на рис. 12 [21]. Сплошные линии описывают изолинии полоидального магнитного потока для

$$A(\psi) = e^\psi, \quad B(\psi) = 0.9e^{0.3\psi}. \quad (10)$$

Расчеты равновесия для зависимостей (10) выполнены при $\psi_p = 6$, $\lambda = 0.2$ ($l_i = 0.774$).

Вертикальная пунктирная линия отмечает положение магнитной сепараторисы. На рис. 13 приведено распределение плотности тороидального тока в экваториальной плоскости. Кривая 1 — результаты расчета в настоящей работе, кривая 2 — данные работы [21]. В [21] такое распределение называется “квазипостоянным”. Из рисунка видно, что распределение плотностей обоих токов качественно совпадают друг с другом. В [19] отмечается, что при входе в плазму магнитной сепараторисы, т. е. при образовании естественного полоидального дивертора, плазма “сплющивается”, т. е. считается, что в области левее сепараторисы горячая плазма отсутствует.

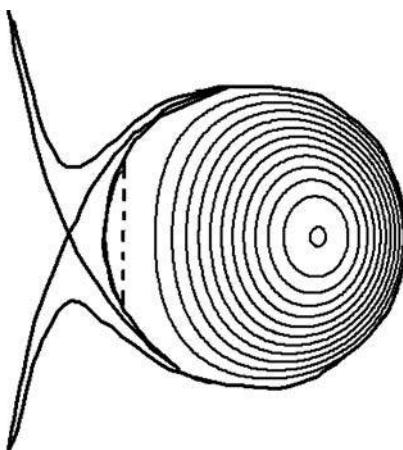


Рис. 12. Качественное изображение диверторной конфигурации [21]. Сплошные кривые — изолинии равновесного полоидального потока из [21]. Пунктирная линия — магнитная сепараториса.

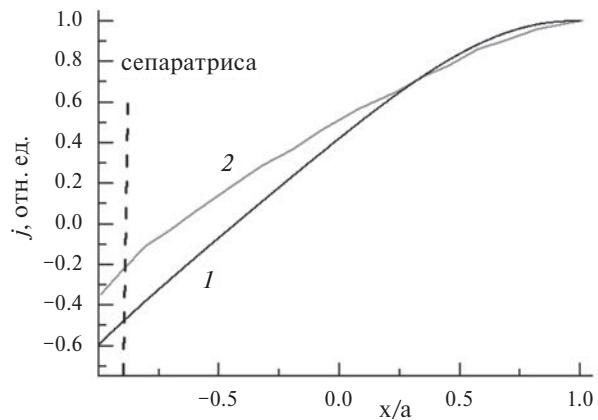


Рис. 13. Распределение плотности тороидального тока в экваториальной плоскости. Кривая 1 — результаты расчета в настоящей работе, кривая 2 — данные работы [21].

6. НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ РАВНОВЕСИЯ

Выше были рассмотрены равновесия с двумя магнитными осями, расположенными в плоскости симметрии токамака $y = 0$.

Здесь же рассмотрим конфигурацию с двумя магнитными осями, расположенными симметрично относительно этой плоскости.

Выберем в уравнении ГШ

$$A(\psi) = B(\psi) = \sqrt{1 + \psi} - 1. \quad (11)$$

Расчеты проводились для $A = 3$, $K^+ = 3$, $K^- = -3.3$, $\delta = 0$, $\lambda = 9$. Здесь знаки плюс и минус обозначают верхнюю и нижнюю половины тора.

Равновесное решение для функций вида (11) и значений $\beta_p = 0.585$ ($l_i = 1.0467$) показано на рис. 14. Из рисунка видно, что изолинии тороидального магнитного потока ψ расположены симметрично относительно магнитной сепараторисы, обозначенной на рисунке горизонтальной пунктирной линией. В верхней части плазменного шнура ψ и j положительны, а в нижней — отрицательны. При этом незначительное изменение β_p



Рис. 14. Изолинии полоидального магнитного потока в плазме с вертикальным расположением магнитных осей.

до 0.586 ($l_i = 1.0511$) приводит к изменениям знака полоидального потока и плотности тока на противоположный в обеих частях плазмы.

В токамаке возможны также равновесия с другим количеством магнитных осей. В качестве примера выберем потоковые функции в виде (9). Тогда для $A = 3$, $K = 2$, $\delta = 0.5$, $\beta_p = 6$, $\lambda = 25$ ($l_i = 2.113$) равновесная магнитная конфигурация имеет 6 магнитных осей (рис. 15).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитаны некоторые равновесные конфигурации симметричных “верх-низ” токамаков с внутренними сепаратрисами тороидального тока и полоидального магнитного потока, проведено сравнение расчетных и имеющихся экспериментальных данных.

Показано, что в токамаке возможны качественно различающиеся равновесия плазмы, которые переходят друг в друга при весьма малом изменении величины внутренней индуктивности.

Установлено, что для некоторых типов потоковых функций в уравнении Грэда–Шафранова, определяющих профили давления и тока в плазме, и типовой формы границы равновесное решение существует только в том случае, когда плотность плазмы на ее границе не равна нулю.

В результате выполненных расчетов продемонстрировано, что появление магнитной сепаратрисы в плазме определяется не только величиной относительного давления полоидального магнитного поля β_p , но и самим видом потоковых функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$ в уравнении Грэда–Шафранова.

Показана возможность существования равновесных конфигураций с магнитным осью, расположеннымми одна над другой, а также конфигураций со многими магнитными осями.

Возможность практической реализации рассмотренных конфигураций, равно как и вопросы устойчивости плазмы, а также их преимущества и недостатки требуют специального рассмотрения.

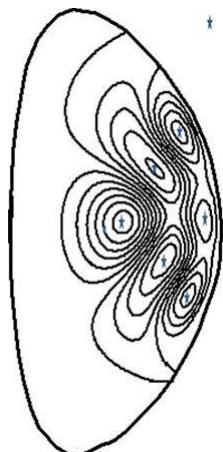


Рис. 15. Распределение изолиний магнитного потока в плазме с 5-ю магнитными осями.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сепаратриса. Математическая энциклопедия. / Под ред. И.М. Виноградова. М.: Советская энциклопедия, 1984. Т. 4.
2. Suzuki Y., Yamada H., Nakajima N., Watanabe K., Nakamura Y., Hayashi T. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. 123.
[https://doi.org/10.1088/0029-5515\[46/1/014](https://doi.org/10.1088/0029-5515[46/1/014)
3. Mukhovatov V.S., Shafranov V.D. // Nuclear Fusion. 1971. V. 11. P. 605.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/11/6/005>
4. Callen J.D., Dory R.A. // Physics of Fluids. 1971. V. 15. P. 1523.
<https://doi.org/10.1063/1.1694118>
5. Strauss H.R. // Phys. Rev. Letters. 1971. V. 26. P. 616.
6. Mishra K., Zuchi H., Idei H., Tashima S., Banerjee S., Yasegawa M., Hanada K., Nakamura K., Fujisawa A., Nagashima Y., Matsuoka K., Kuzmin A., Onchi T., and QUEST Team // Plasma and Fusion Research: Regular Articles. 2014. V. 9. 3402093.
<https://doi.org/10.1585/pfr.9.3402093>
7. Гомм Ю.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2024. Т. 47. В. 3. С. 47.
<https://doi.org/10.2151/0202=3822-2024-47-3-108-116>
8. Takizuka T. // J. Plasma Fusion Res. 2002. V. 78. P. 1282.
9. Martynov A.A., Medvedev S.Yu., Villard L. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 085004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.085004>
10. Rodrigues P., Bizarro P.S. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 125001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.125001>
11. Гомм Ю.В., Лукаш В.Э. // Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50. С. 20.
<https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.07.57464.19809>
12. Gott Yu.V., Yurchenko E.I. // Proc. 25 IAEA Fusion Energy Conference, October 13-18 2014, St. Petersburg. Russian Federation. TH/P3-23.
13. Peng YK.M., Dory R.A., Nelson D.B., Sayer R.O. // Physics of Fluids. 1978. V. 21. P. 467.
<https://doi.org/10.1063/1.862246>
14. Yu J., Wang S., Li J. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 054501.
<https://doi.org/10.1063/1.2201890>
15. Li J., Luo J., Wang S., Fu P., Shen B., Liu F., Wan B., Shan J., Xu G., Huang J., Yu J., Hu J., Yuan Q., Hu Y., and HT-7 Team // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. 1071.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/9/001>

16. *Hu Y.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 022505.
<https://doi.org/10.1063/1.2839032>
17. *Medvedev S.Yu., Hu Y., Martynov A.A., Villard L.* // 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, June 29 – July 3, 2009 ECA V. 33. P-1.130 (2009).
18. *DeLucia J., Jardin S.C., Tadd A.M.M.* // Journal of Computational Physics. 1980. V. 37. P. 183.
[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(80\)90020-0](https://doi.org/10.1016/0021-9991(80)90020-0)
19. *Sabbagh S.A., Gross R.A., Mauel M.E., Navratil G.A., Bell M.G., Bell R., Bitter M., Bretz N.L., Budny R.V., Bush C.E., Chance M.S., Efthimion P.C., Fredrickson F.D., Hatcher Ft., Hawryluk R.J., Hirshman S.P., Janos A.C., Jar-*
din S.C., Jassby D.L., Manickam J., McCune D.C., McGuire K.M., Medley S.S., Mueller D., Nagayama Y., Owens D.K., Okabayashi M., Park H.K., Ramsey A.T., Stratton B.C., Synakowski E.J., Taylor G., Wieland R.M., Zarnstorff M.C., Kesner J., Marmor E.S., Terry J.L. // Phys. Fluids B. 3 (8), 2277 (1991).
<https://doi.org/10.1063/1.859647>
20. *Ильгисонис В.И., Сковорода А.А., Сорокина Е.А.* // ВААНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. Вып. 1. С. 22.
21. *Shi B.* // Physics of Plasmas. 2005. V. 12. P. 122504.
<https://doi.org/10.1063/1.2140227>

PLASMA EQUILIBRIUM WITH INNER SEPARATRIX IN TOKAMAKS

Yu. V. Gott*,**

^aNational Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123098 Russia

*e-mail: nrcki@nrcki.ru

**e-mail: jvgott@gmail.com

Several plasma equilibria with inner (current and magnetic) separatrices in a tokamak have been considered. Calculated and available experimental data for such equilibria have been compared. It is shown that a qualitative change in the equilibrium plasma configuration is possible at a small change in the inner plasma inductance in a tokamak. It is noted that an equilibrium solution is possible for some types of flux functions in the Grad–Shafranov equation, only if the plasma density at its boundary is nonzero. It is established that the formation of a natural poloidal divertor is determined not only by the value but also by the type of flux functions of the Grad–Shafranov equation. The possibility of the existence of equilibrium plasma configurations with magnetic axes located one above the other and the possibility of the existence of equilibrium plasma systems with many magnetic axes are shown.

Keywords: tokamak, inner separatrix, natural poloidal divertor, equilibrium, inner inductance

УДК 533.9

ТЕНДЕНЦИИ И ДОСТИЖЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ $p-^{11}\text{B}$ -СИНТЕЗА (ОБЗОР)

© 2025 г. Е. Г. Вовкивский^a, А. Ю. Чирков^{a,*}^aМосковский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия
*e-mail: chirkov@bmstu.ru

Поступила в редакцию 12.12.2024 г.

После доработки 07.01.2025 г.

Принята к публикации 15.01.2025 г.

Возможное использование безнейтронной реакции $p-^{11}\text{B}$ представляет потенциальный интерес с точки зрения получения чистой энергии. Рассмотрены современные исследования для различных схем реализации данной реакции, представлены оценки предельного усиления энергии в плазме при различных параметрах систем. Обсуждаются возможности увеличения скорости реакции по сравнению с максвелловской плазмой. Проанализировано влияние накопления альфа-частиц и возможные пути его снижения.

Ключевые слова: $p-^{11}\text{B}$ -реакция, безнейтронный термоядерный синтез, баланс энергии, скорость реакции, выход альфа-частиц

DOI: 10.31857/S0367292125010035, **EDN:** DWE0JK

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на долгую историю термоядерных исследований, актуальность анализа различных схем использования энергии реакций ядерного синтеза по-прежнему высока. В настоящее время возобновился интерес к безнейтронной $p-^{11}\text{B}$ -реакции, которая выглядит привлекательно с точки зрения потенциальной возможности применения термоядерного синтеза для производства электричества и других видов энергии, а также неэнергетических приложений [1]. В результате взаимодействия протона и ядра бора-11 происходит следующее превращение:



где p — протон, ^{11}B — ядро бора-11, α — альфа-частица.

Исследования возможностей $p-^{11}\text{B}$ -реакции были начаты примерно 50 лет назад (70-е годы прошлого века) [2–5], причем основные выводы, сделанные в ранних работах, сохраняют актуальность по сей день. Скорость реакции $p-^{11}\text{B}$ в плазме относительно мала даже при очень высоких температурах ($T > 100$ кэВ) [6]. Из исследований энергетического баланса ясно, что при таких высоких температурах потери на тормозное излучение практически равны выделяемой энергии или превышают ее [2–5, 7, 8]. По этой же причине рассмотрение системы с сильным магнитным полем в плазме низкой

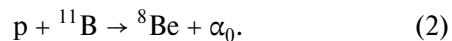
плотности, видимо, не имеет практического смысла, так как радиационные потери еще больше за счет циклотронного излучения.

На данный момент наблюдается сильно возросший интерес к поискам возможных путей практического использования энергии $p-^{11}\text{B}$ -реакции [9, 10]. В современных исследованиях наибольшие надежды возлагаются на быстропротекающие процессы с образованием плазмы высокой плотности [11]. Плазма низкой плотности в стационарных или квазистационарных условиях также рассматривается [12–15].

2. ОСОБЕННОСТИ РЕАКЦИИ $p-^{11}\text{B}$

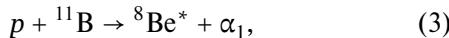
Отметим, что с точки зрения ядерной физики реакция $p-^{11}\text{B}$ представляет существенный интерес, особенно ее механизм [16–18]. Также исследуются сечение и скорость реакции, влияние поляризации реагирующих ядер, возбуждение вторичных реакций и другие вопросы [19–27].

При сравнительно низких энергиях реакция (1) описывается механизмом составного ядра $^{12}\text{C}^*$ с энергией возбужденного состояния 15.96 МэВ [17]. Возможен прямой распад с образованием сразу трех α -частиц. Но более вероятно превращение в две стадии. На первой стадии может образоваться ядро ^8Be в основном невозбужденном состоянии:



Здесь энергия α -частицы $E_{\alpha 0} \sim 6$ МэВ.

Основному каналу, схема которого показана на рис. 1, соответствует образование ядра ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии с его дальнейшим распадом:

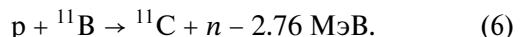
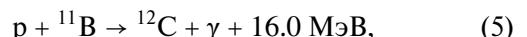


Всего в реакции $p - {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$ выделяется 8.68 МэВ. Если рассматривать реакции (3) и (4) независимо, то энергия альфа-частицы в реакции (3) должна быть $E_{\alpha 1} \sim 4$ МэВ, энергия каждой альфа-частицы в реакции (4) должна быть $E_{\alpha 2} \sim 2.3$ МэВ. Поскольку распад возбужденного ядра ${}^8\text{Be}^*$ происходит за очень короткое время ($\sim 10-16$ с), в течение которого α_1 и две частицы α_2 находятся под действием взаимных ядерных сил, в экспериментах спектр альфа-частиц имеет максимум в диапазоне энергий 3.5–5 МэВ и широкий диапазон при энергиях < 3.5 МэВ [23]. На рис. 2 показан рассчитанный спектр [23], который соответствует спектрам, полученным экспериментально [26].

Энергетический спектр α -частиц важен для энергетического баланса термоядерной плазмы, так как от энергии α -частиц зависит доля энергии, передаваемая ионной и электронной компонентам плазмы. Благоприятный режим может быть реализован, если альфа-частицы почти всю свою энергию передадут ионам. При этом поддержива-

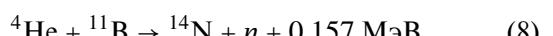
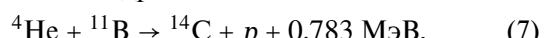
ется высокая температура ионов, необходимая для высокой скорости реакции, а температура электронов минимальна, и, следовательно, потери на излучение минимальны.

Отметим, что параллельно рассмотренным выше могут также протекать следующие реакции [6, 17]:



При относительно низких энергиях сечение реакций (5) и (6) много меньше сечения основной реакции (2)–(4). При увеличении энергии налетающих протонов до $E_p \sim 4$ МэВ сечение реакции (6) становится примерно равными по величине сечению основной реакции. Скорости реакций и выходы продуктов определяются параметром скорости реакции $\langle \sigma v \rangle$ (усредненным по функциям распределения произведением сечения реакции на относительную скорость сталкивающихся частиц), поэтому именно отношением этих величин определяется доля выхода, реализуемая в соответствующих реакциях. Используя данные [6], можно оценить, что в наиболее важном интервале температур ионов $T_i = 200-500$ кэВ отношения параметров скорости реакций (5) и (6) к параметру скорости основной реакции составляют $\sim 10^{-4}$ и $< 3 \cdot 10^{-3}$ соответственно.

Высокоэнергетические α -частицы могут взаимодействовать с ядрами ${}^{11}\text{B}$



Сечения этих вторичных реакций становятся примерно равными сечению основной реакции при энергиях налетающей альфа-частицы $E_\alpha \sim 3$ МэВ. При $T_i \sim 300$ кэВ отношения параметров скорости реакций (7) и (8) к параметру скорости основной реакции составляют $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ и $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ соответственно.

В случае значительного накопления альфа-частиц в плазме может быть заметным выход продуктов реакции (8). Поэтому вопрос о выходе нейтронов в этой реакции заслуживает внимания. Согласно данным [6], при энергиях $E > 3$ МэВ сечение реакции (8) сравнимо с сечением основной реакции (1). Однако вероятность того, что такая быстрая частица успеет прореагировать до своего замедления, мала. Оценка на основе значений скорости частицы и сечения дает характерное время, необходимое для реакции частицы, которое примерно на два порядка больше времени ее замедления. Скорость реакции (8) в плазме с температурой нескольких сотен кэВ на два порядка меньше скорости основной реакции. Поэтому выход нейтронов, по-видимому, не превышает 1% от выхода α -частиц. Учитывая сравнительно небольшую ве-

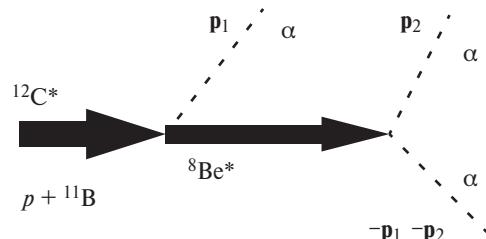


Рис. 1. Схема реакции: ${}^{12}\text{C}^*$ — составное ядро ($p - {}^{11}\text{B}$), α — альфа-частица, \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 обозначают импульсы альфа-частиц.

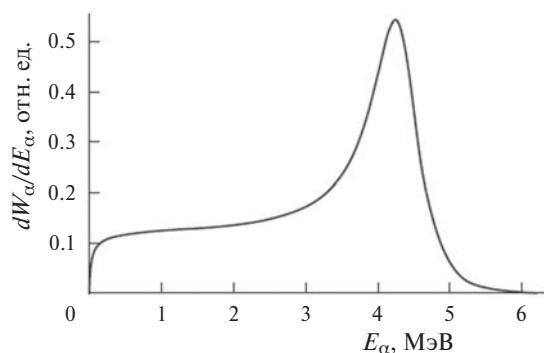


Рис. 2. Энергетический спектр альфа-частиц, рассчитанный в [23].

личину выхода энергии в реакции (8), можно оценить долю выхода энергии в нейтронах на уровне ~0.05%.

Отметим, что при наличии в топливе примеси изотопа ^{10}B , помимо указанных параллельных и вторичных реакций, в плазме могут протекать реакции с участием этого изотопа, но такие реакции мы здесь не рассматриваем. С учетом как скоростей реакций, так и энергии, выделяемой в каждой из реакций (1)–(8), нейтроны и радиоактивные продукты составляют менее 1% выхода энергии. Поэтому топливный цикл $p-^{11}\text{B}$ обычно называют безнейтронным (aneutronic), хотя, как можно убедиться на основе приведенных выше оценок, не исключен некоторый незначительный уровень радиоактивности.

Недавно были обновлены данные о сечении и скорости реакции [21]. В связи с невысокой скоростью энерговыделения в термоядерной $p-^{11}\text{B}$ -плазме и практическому равенству ее потерям на тормозное излучение, даже относительно небольшое увеличение сечения реакции может существенно повлиять на улучшение энергетического баланса. Новый анализ данных по сечению реакции $p-^{11}\text{B}$ в работе [21] показал существенно более высокие значения в области энергий >500 кэВ по сравнению с данными предыдущего анализа [19]. В частности, при энергии налетающих протонов $E_p = 520$ кэВ сечение оказалось примерно на 12% больше.

На рис. 3 показаны сечения реакции в соответствии с “новыми” [21] и “старыми” [19] данными. На рис. 4 приведено сравнение данных о скорости реакции для максвелловских распределений реагирующих ионов. Заметим, что параметр скорости реакции, вычисленный путем численного интегрирования сечения [19] и на основе приведенных в [19] аппроксимирующих функций, в диапазоне 250–500 кэВ демонстрирует значения, отличающиеся в пределах 5%.

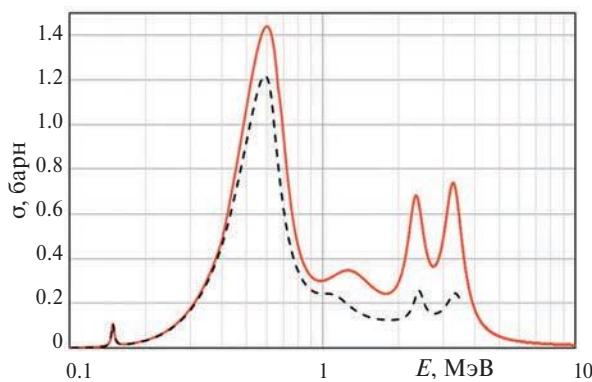


Рис. 3. Зависимость сечения $p-^{11}\text{B}$ -реакции от энергии сталкивающихся частиц по “новым” [21] (сплошная линия) и “старым” [19] (штриховая линия) данным.

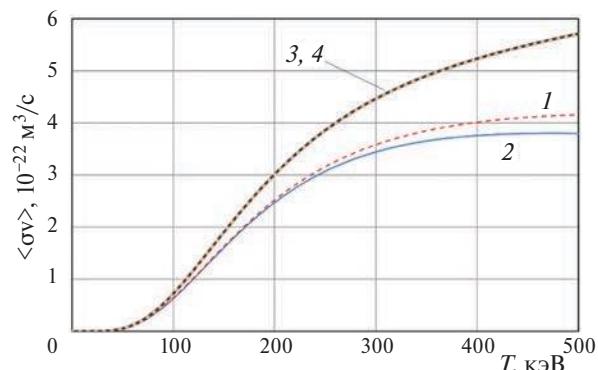


Рис. 4. Зависимость параметра скорости реакции от температуры ионов T_i : 1 – зависимость, полученная численным интегрированием сечения из [19], 2 – по формуле из [19], 3, 4 – зависимости, в соответствии с [21] (результат численного интегрирования сечения и расчет по формуле практически совпадают).

Представленная зависимость параметра скорости реакции соответствует максвелловским распределениям ионов обоих сортов, имеющих одинаковую температуру T_i . Отметим, что в магнитном поле для поляризованных ядер, спины которых определенным образом ориентированы относительно вектора магнитной индукции, сечение $p-^{11}\text{B}$ -реакции выше в 1.6 раза [22]. Методы получения пучков поляризованных частиц на сегодня разработаны. Но, сейчас сложно судить о технических возможностях реализации высокой степени поляризации термоядерного топлива в условиях конкретных систем, а также о том, насколько быстро будет протекать релаксация. Поэтому здесь мы не рассматриваем эффект поляризации.

3. ТЕКУЩИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. Лазерные системы: эксперименты

Впервые в мире $p-^{11}\text{B}$ -реакция была инициирована в лазерной плазме на установке “Неодим” (г. Королев, Россия) в 2005 г. [28]. Позднее выход термоядерных α -частиц в результате взаимодействия протонов и бора был реализован в экспериментах в лазерной плазме [29–36]. Эксперименты демонстрируют, что лазерные установки различных параметров генерируют существенный выход α -частиц.

В табл. 1 представлены параметры лазерных систем: длина волны λ ; интенсивность I лазерного излучения; энергия E и время τ импульса; плотность образованной плазмы (n_e – плотность электронов, n_B – плотность бора). Приведены характеристики энергии, параметры выхода и особенности спектра α -частиц.

3.2. Лазерные системы: теория

Разработанные на данный момент лазерные схемы для D–T-реакции не позволяют применить их для получения условий, необходимых для эф-

Таблица 1. Основные параметры лазерных систем и особенности спектра α -частиц.

Установка; Лаборатория, Локация	Год [ссылка]	Параметры	Выход α -частиц, особенности спектра
“Неодим” (Neodymium); г. Королев, Россия	2005 [28]	$\lambda = 1.055 \text{ мкм}, E = 15 \text{ Дж}, I = 2 \cdot 10^{18} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1.5 \text{ пс}$	$1.3 \cdot 10^5 \text{ ср}^{-1} \alpha: 2\text{--}10 \text{ МэВ}$ max при 3–4 МэВ (α_{12}) max при 6–10 МэВ (α_1)
	2022 [29]	$\lambda = 1.055 \text{ мкм}, E = 10 \text{ Дж}, I = 3 \cdot 10^{18} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1.5 \text{ пс}$	10^8 ср^{-1} за импульс $\alpha: 0.5\text{--}4.5 \text{ МэВ}$
Pico2000; LULI, Франция	2013 [30]	1-й луч: $\lambda = 0.53 \text{ мкм}, E = 400 \text{ Дж}, I = 5 \cdot 10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 4 \text{ нс};$ 2-й луч: $\lambda = 0.53 \text{ мкм}, E = 20 \text{ Дж}, I = 6 \cdot 10^{18} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1.5 \text{ пс}, n_e = 6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$	$9 \cdot 10^6 \text{ ср}^{-1} \alpha: 3\text{--}8 \text{ МэВ}$ max при 3.5 МэВ
PALS; г. Прага, Чешская Республика	2014 [31]	$\alpha = 1.1315 \text{ мкм}$ 1-й импульс: $E = 50 \text{ Дж}, I = 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1 \text{ нс};$ 2-й импульс: $E = 100 \text{ Дж}, I = 1 \cdot 10^{15} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 1 \text{ нс};$ 3-й импульс: $E = 50 \text{ Дж}, I = 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 0.3 \text{ нс}$	$1 \cdot 10^9 \text{ ср}^{-1} \alpha_1: 3\text{--}8 \text{ МэВ},$ max при 4.6 МэВ $\alpha_2: 7\text{--}11 \text{ МэВ}$ max при 8.9 МэВ
	2020 [32]	$\lambda = 1.315 \text{ мкм}, E = 600 \text{ Дж}, \tau = 0.3 \text{ нс}, I = 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$	$1.3 \cdot 10^{11} \text{ ср}^{-1} \alpha: 2.6\text{--}10 \text{ МэВ}$ max при 3.5 МэВ
LFEX; г. Осака, Япония	2020 [33]	$\lambda = 1.315 \text{ мкм}, E = 600 \text{ Дж}, \tau = 0.3 \text{ нс}, I = 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$	$5 \cdot 10^9 \text{ ср}^{-1} \alpha: 8\text{--}10 \text{ МэВ}$ max при 8.6 МэВ
	2021 [34] 2022 [35]	$\lambda = 1.05 \text{ мкм}, E = 1.4 \text{ кДж}, I = (2\text{--}3) \cdot 10^{19} \text{ Вт}/\text{см}^2, \tau = 2.6 \text{ пс}$	$1.2 \cdot 10^{10} \text{ ср}^{-1} \alpha: 5\text{--}10 \text{ МэВ}$ max при 5 МэВ
PERLA B; HiLASE Center, Чешская Республика	2023 [36]	$E = 10 \text{ мДж}, \tau = 1.5 \text{ пс}, I = (2\text{--}3) \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2, n_B = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$	$6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ при 10 Гц $1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ при 1 кГц $\alpha: 1\text{--}4.5 \text{ МэВ},$ max при 3.5 МэВ

фективного $p-^{11}\text{B}$ -синтеза. На протяжении 40 лет предлагались различные схемы, главной задачей которых было уменьшение энергии, затрачиваемой на воспламенение топлива [37–39]. Так, в [39] рассмотрен метод “поджига” твердого $p-^{11}\text{B}$ -топлива с помощью пикосекундного лазера. Оценки показывают, что предимпульс длительностью в пределах пикосекунды позволяет избежать генерации релятивистского плазменного облака на переднем фронте распространения луча и снижает температуру “поджига” T_{ign} . Для данного метода определены пороговые значения плотности потока энергии и температуры, равные $W = (1\text{--}2) \cdot 10^9 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$, $T_{ign} = 87 \text{ кэВ}$, соответственно.

На основе высокого выхода α -частиц, полученного в экспериментах [31, 32], была предложена теория квазицепной реакции с участием протонов резонансной энергии [40, 41]. Однако расчетный анализ не подтвердил изначального оптимизма в отношении эффекта квазицепной реакции [42–46].

В качестве варианта реализации реактора предложена магнитно-инерциальная схема в конфигурации с катушками Гельмгольца [47].

Катушки пытаются энергией конденсатора, заряжаемого лазерным импульсом. В такой схеме экспериментально были получены поля уровня $B = 1 \text{ кГл}$ при интенсивности лазерного излучения $I = 5 \cdot 10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$ [48]. Амплитуда поля в упомянутых экспериментах увеличивалась примерно пропорционально интенсивности лазерного излучения.

Технологии генерации ультракоротких лазерных импульсов высокой интенсивности и частоты открыли новые возможности для повышения эффективности лазерных систем. Результаты численного моделирования процесса воздействия на мишень аттосекундным лазерным импульсом, показывают, что ионы приобретают радиальное ускорение и разгоняются до энергии $\sim 600 \text{ кэВ}$, соответствующей максимуму сечения реакции $p-^{11}\text{B}$ [49, 50]. Рассматриваются проблемы преобразования лазерной энергии в энергию ионов, ускоренных пикосекундным лазерным импульсом [51–53]. В том числе анализируются возможности развития схем коллективного ускорения ионов [54] и лазерно-плазменных источников высокоэнергичных ионов [55, 56].

3.3. Магнитное удержание

Отметим, что недавно были проведены первые измерения выхода α -частиц в системе магнитного удержания — стеллараторе LHD [57]. Говоря о перспективах реактора с магнитным удержанием, стоит обратить внимание на трудность достижения условий, необходимых для реакции синтеза в данных системах, а именно высокое время удержания и высокая (для магнитных систем) плотность топлива. Кроме того, наличие сильного магнитного поля в плазме приводит к дополнительным потерям на циклотронное излучение. В этом случае увеличение скорости реакции может быть вызвано встречным движением компонентов топлива с большой относительной скоростью.

Подобные концепции с пучково-плазменным синтезом были предложены в проектах реакторных систем CBFR [58] и центробежной ловушки [59]. В указанных концепциях кинетическая энергия относительного движения компонентов смеси $p-^{11}\text{B}$ соответствует энергии сталкивающихся ядер в системе центра масс $E \approx 680$ кэВ, при которой сечение реакции максимально. Поэтому такой подход был обозначен авторами как “резонансный синтез”. Однако с точки зрения энергетического баланса с учетом всех процессов в такой неравновесной плазме, а особенно с учетом релаксации [60], к осуществимости таких подходов остается много вопросов.

Как показало недавнее исследование [15], с учетом уточненных данных о сечении реакции, характерные температуры, при которых в стационарной системе достигается максимальное усиление Q , составляют $T_i \approx 300$ кэВ и $T_e \approx 120$ кэВ. Отличие ионной и электронной температур при этом определялось при рассмотрении баланса энергии ионов и электронов. При указанных температурах практически вся энергия образующихся в реакции альфа-частиц передается ионам, электронам альфа-частицы при торможении передают $\sim 5\%$ своей энергии. Если не учитывать равновесное содержание термализовавшихся альфа-частиц (учитывать только их быструю популяцию), то усиление может достигать значения $Q > 10$. Этот результат более оптимистический, чем предыдущая оценка [8], согласно которой усиление ограничено значением $Q \approx 4$. Характерное значение произведения $n_e \tau \approx 1.5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$ (n_p — плотность протонов, τ — время удержания плазмы). С учетом термализованной популяции альфа-частиц $Q < 1$. Поэтому реализация стационарного сценария требует разработки эффективных методов удаления тепловых альфа-частиц. Отметим также, что указанные результаты соответствуют радиационным потерям только на тормозное излучение, следовательно, для систем магнитного удержания с низким β (β — отношение давления плазмы к магнитно-

му давлению) учет циклотронного излучения приведет к принципиальной невозможности высоких значений Q .

В работе [61] для плазмы низкой плотности, характерной для систем магнитного удержания, рассматриваются возможности нагрева компонентов до температур, соответствующих резонансным энергиям, при которых сечение реакции резко увеличивается. Первый резонанс сечения реакции $p-^{11}\text{B}$ соответствует энергии в системе центра масс 163 кэВ, ширина резонанса порядка 5 кэВ. Второй резонанс характеризуется энергией 675 кэВ, ширина ~ 300 кэВ. Нагрев до столь высоких температур может быть потенциально реализован термоядерными альфа-частицами при их лавинообразном образовании. Для плотности $n \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ оценки показывают возможность “зажигания” (термоядерная мощность P_{fus} превышает мощность потерь на тормозное излучение P_{br}) при начальной температуре компонентов $T_0 = 200$ кэВ и отношении концентраций ядер бора и протонов $n_B/n_p < 0.1$. Предполагается, что лавинный эффект может быть реализован при плотности альфа-частиц, сравнимой с плотностью компонентов топлива, при этом реакция становится самоподдерживающейся.

В работе [62] рассматривается концепция термоядерной двигательной системы с $p-^{11}\text{B}$ -топливом на основе открытой магнитной ловушки с центробежным удержанием. Такая система с уровнем термоядерной мощности $\sim 10^5 \text{ Вт/м}^2$ требует электрических полей $\sim 350 \text{ МВ/м}$ и магнитных полей $\sim 30 \text{ Тл}$. Отметим, что в этой работе также обсуждается конверсия излучения.

Отметим, что существуют работы, в которых рассматривается токамак на $p-^{11}\text{B}$ -топливе. Например, в недавней работе [63] анализ параметров, которые необходимы для достижения усиления $Q = 30$, выполнен для сферического токамака с аспектным отношением $A = 1.7$. С точки зрения физики, из всех требований наиболее невыполнимым на данный момент выглядит увеличение скорости $p-^{11}\text{B}$ -реакции в 5 раз при средней по объему температуре плазмы $T = 33$ кэВ. Если допустить, что такое увеличение все же возможно, то, согласно [63], термоядерная мощность такого реактора составит 107 МВт. При этом остальные технические параметры реактора в принципе соответствуют сегодняшнему уровню сферических токамаков.

3.4. Инерциально-электростатическое удержание, осциллирующая плазма

Для систем с инерционно-электростатическим удержанием плазмы требуемые параметры системы оказались крайне жесткие [64]. В традиционных схемах инерциального электростатического удержания имеются трудности получения высоко-

го усиления мощности из-за кулоновских столкновений. Поэтому как развитие подхода инерционно-электростатического удержания исследуются возможные режимы осциллирующей плазмы в различных схемах.

В концепции периодически осциллирующей плазменной сферы [65, 66] предполагается поддержание неравновесного состояния плазмы. Инжектируемый пучок электронов создает потенциальную яму, которая ускоряет ионы, заставляя их совершать колебания. При этом встречные столкновения ионов приводят к реакции синтеза. Эксперименты в наносекундном вакуумном разряде низких энергий (1–2 Дж) с виртуальном катодом показал суммарный выход α -частиц $Y_\alpha = 10$ шт./нс.

Также предложена схема осцилляции ионов противоположных зарядов для образования нейтральной и в то же время стабильной системы с колебаниями высокой частоты [67].

3.5. Инерциальное и магнито-инерциальное удержание

На лазерной установке NIF достигнуты параметры зажигания в режиме инерциального удержания D–T-плазмы [68]. Близкие параметры могут быть реализованы в Z-машине с замагниченной нагрузкой [69], особенно после модернизации. В случае сильных магнитных полей время разлета увеличивается примерно на порядок по сравнению с чисто инерционным случаем, и, следовательно, требования к плотности снижаются.

В системе MAGO-MTF [70] сжатие мишени осуществляется драйвером в виде проволочной сборки, через которую пропускают ток. Испаряющиеся проволочки испускают излучение, которое также оказывает сжимающее воздействие на мишень.

Реализовать условия зажигания $p-^{11}\text{B}$ -реакции в инерциальных системах с плазмой высокой плотности [71] предлагается пучком протонов с энергией $E_p = 2.5$ МэВ, действующих на мишень, предварительно сжатую до плотности $\rho = 4000$ г/см³ ($\rho R \approx 8.5$ г/см²), а также нагретую до температур $T_i = 220$ кэВ, $T_e = 85$ кэВ. Для мишени данные параметры достижимы при конечной стадии разогрева “горячих точек”. На ранней стадии нагрева ($T \sim 10$ кэВ) предполагается использование пучка с энергией $E_p \sim 200$ МэВ. Возможно, в магнито-инерциальных системах необходимые для высокоэффективного $p-^{11}\text{B}$ -синтеза условия выполнить легче [72].

Оценки параметров схемы ICF с быстрым поджигом (“Fast Ignition”) $p-^{11}\text{B}$ -топлива пучком протонов с энергией 1 МэВ [73] показывают возможность зажигания с образованием “горячих точек” на глубине проникновения пучка 2.5 мкм. При этом параметр инерционного удержания $\rho R = 12$ г/см². Снизить это значение

до уровня $\rho R = 1$ г/см² потенциально возможно в магнито-инерциальной схеме [74]. Подчеркнем, что для магнито-инерциального синтеза время распада плазмы зависит от способа генерации магнитного поля, и, как правило, оно значительно превосходит время инерционного разлета.

Анализируя сказанное выше, можно прийти к выводу, что системы с плазмой высокой плотности выглядят более многообещающими по сравнению с системами стационарно удерживаемой плазмы низкой плотности в магнитном поле. При высоких плотностях, в частности, снижается кулоновский логарифм, и, следовательно, интенсивность передачи энергии от ионов к электронам также снижается. Плазма экстремально высокой плотности создается в установках инерциального синтеза, которые могут функционировать только в импульсном режиме. С одной стороны, это в определенном смысле есть их недостаток, связанный с затратами на сжатие и нагрев начальной плазмы. С другой стороны, в таких системах содержание продуктов может быть снижено при определенной организации рабочего процесса. Это означает, что плазма может быть более чистой, и, следовательно, потери на излучение могут быть снижены.

3.6. Плазменный фокус, Z-пинчи

Сравнивая оценки для систем с магнитным удержанием и лазерных инерциальных систем, можно утверждать, что в последнем случае условия эффективной реализации синтеза в $p-^{11}\text{B}$ -реакции кажутся реально выполнимыми, несмотря на требования сверхвысоких плотностей. Магнитное поле в импульсных инерциальных системах увеличивает время существования плазменного образования по сравнению со временем его чисто инерционного разлета, что снижает требования к плотности плазмы. Такие условия могут быть реализованы в установках плотного плазменного фокуса (DPF) [75]. Поэтому DPF рассматриваются как концепция $p-^{11}\text{B}$ -реактора. Оценки показывают возможность сжатия $p-^{11}\text{B}$ -плазмы до сверхвысокой плотности ($n \sim 10^{30}-10^{31}$ м⁻³) и нагрева до необходимой температуры [76–80].

Отметим, что разряд в плазменном фокусе относят к так называемым нецилиндрическим Z-пинчам. Устройства плазменного фокуса состоят из концентрических электродов, заключенных в вакуумной камере. В момент импульса газ ионизируется и образуется токовая оболочка, состоящая из жгутов тока, которые движутся к концу внутреннего электрода (анода). При достижении внутреннего электрода они сходятся, образуя плотный замагниченный плазмоид. В этот момент возможен дополнительный подвод энергии или вещества. Реализация термоядерных условий предпола-

гает использование неустойчивости сжатия плазмы для концентрации энергии в плазмоиде. Выход продуктов реакции (например, нейтронов при использовании дейтериевой нагрузки) в экспериментах с небольшими токами $I \sim 1$ МА пропорционален I^4 , однако при повышении тока (и плотности плазмы) выход продуктов растет не по такой сильной зависимости. В работе [80], обсуждающей перспективы $p-^{11}\text{B}$ -синтеза на установке с плазменным фокусом, в частности, приводится величина выхода нейтронов $\sim 2.5 \cdot 10^{11}$ для разряда в дейтерии. При этом выделяемая энергия составляет ~ 0.2 Дж, затраченная энергия — 60 кДж. Важно, что даже в установке такой низкой энергетики были зафиксированы ионы с энергией ~ 240 кэВ. Подчеркнем, что для Z-пинчей характерно образование ионов высоких энергий (~ 1 МэВ и более) [81, 82], что представляет интерес с точки зрения $p-^{11}\text{B}$ -реакции, скорость которой имеет максимум при энергии ~ 600 кэВ.

В экспериментах с мощными цилиндрическими Z-пинчами также достигнут значительный прогресс. Например, время жизни пинча удалось существенно увеличить за счет его стабилизации при создании радиального градиента аксиальной скорости потока ускоренной плазмы [83, 84]. В упомянутых экспериментах рабочий газ — дейтерий, плотность электронов и температура достигали значений $n_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx T_i \approx 1$ кэВ соответственно.

В X-пинчах (частный случай Z-пинча с твердотельной нагрузкой из перекрещенных проволочек) образование перетяжки сопровождается появлением так называемой горячей точки (одной или нескольких), в которой, как предполагается, могут быть реализованы условия, необходимые для термоядерного синтеза, в том числе в результате радиационного коллапса [85].

Максимальная плотность и температура плазмы достигается на конечной стадии сжатия перетяжки пинча. Процессы, определяющие длительность этой фазы, предшествующей разрушению пинча, видимо, связаны с развитием турбулентности и диссипацией энергии [86, 87].

Анализ выхода нейтронов из D-T- и D-D-плазмы [88] показал, что существенный рост энергий ионов при сжатии Z-пинча способствует интенсивной генерации нейтронов на конечной стадии сжатия перетяжки. Оценки параметров термоядерной плазмы Z-пинча, выполняемые в [89], показывают, что при использовании D-T-топлива усиление $Q \sim 100$ может быть достигнуто при токе $I = 200$ МА и начальной энергии плазмы $W_0 = 30$ МДж, в случае D-D-плазмы $Q \sim 20$ при $I = 4.5$ ГА, $W_0 = 75$ ГДж. Экстраполяция этих результатов на случай $p-^{11}\text{B}$ -плазмы приводит к еще более высоким требуемым параметрам.

3.7. Вырожденная плазма

В качестве возможного способа уменьшения передачи энергии от ионов к электронам рассматриваются условия взаимодействия компонентов в вырожденной $p-^{11}\text{B}$ -плазме [90–92]. Идея этого подхода заключается в уменьшении электронно-ионных столкновений и соответствующего кулоновского логарифма [93, 94]. Также рассматривается влияние квантования электронов в сильном магнитном поле, что также снижает эффект столкновений. Однако для обеспечения параметров системы с вырожденной плазмой необходимо сжатие топлива до сверхплотного состояния ($n \sim 10^{28} \text{ см}^{-3}$). В [91] проведены расчетные оценки усиления для реакции $p-^{11}\text{B}$, значение которого не превысило 20, что, по мнению авторов, является низким показателем с точки зрения энергетического баланса реактора. Возможность применения этого эффекта требует дополнительных исследований.

Отметим, что при сверхвысоких плотностях возможно также частичное “запирание” тормозного излучения. Но для этого размеры плазмы должны быть весьма велики. Так как для условий $p-^{11}\text{B}$ -синтеза температура электронов высока ($T_e > 100$ кэВ), то релятивистские эффекты приводят к дополнительному эффекту увеличения тормозного излучения по сравнению с его ростом по нерелятивистскому закону ($\propto T_e^{1/2}$) [95].

4. ВОЗМОЖНЫЕ СЦЕНАРИИ, ПРОБЛЕМЫ И ПУТИ УЛУЧШЕНИЯ

4.1. Баланс энергии и предельное усиление

Вне зависимости от типа системы и режима ее работы (стационарный или импульсный) коэффициент усиления энергии в плазме можно представить в виде

$$Q = \frac{W_{fus}}{W_{in}}, \quad (9)$$

где W_{fus} — энергия синтеза, выделившаяся за определенное время, W_{in} — энергия, вложенная в плазму.

Состав $p-^{11}\text{B}$ -топлива будем характеризовать отношением

$$x_B = \frac{N_B}{N_p} = \frac{n_B}{n_p}, \quad (10)$$

где N_p и N_B — количество частиц каждого компонента, протонов и ядер бора-11, соответственно, n_p и n_B — плотности (концентрации) компонентов.

Баланс энергии плазмы в простейшем случае можно представить в виде

$$\frac{dW_p}{dt} = P_{fus} + P_{ext} - P_{rad} - \frac{W_p}{\tau}. \quad (11)$$

Здесь

$$P_{fus} = n_p n_B \langle \sigma v \rangle E_{fus} V = x_B n_p^2 \langle \sigma v \rangle E_{fus} V \quad (12)$$

— термоядерная мощность, E_{fus} — выход энергии в реакции, V — объем плазмы, P_{ext} — мощность внешнего нагрева, P_{rad} — потери на излучение, t — время,

$$\begin{aligned} W_p &= \frac{3}{2}(n_p + n_B)k_B T_i V + \frac{3}{2}n_e T_e V = \\ &= \frac{3}{2}n_p k_B T_i \left[\left(1 + x_B + \frac{T_e}{T_i} \right) (1 + 5x_B) \right] V \end{aligned} \quad (13)$$

— энергия плазмы, k_B — постоянная Больцмана, T_i — температура ионов, T_e — температура электронов, τ — время удержания частиц (энергии).

Отметим, что здесь мы не рассматриваем пространственные распределения параметров. Использование температуры в выражении для энергии плазмы подразумевает, что компоненты плазмы имеют максвелловские распределения. В ином случае под температурой можно подразумевать эффективную величину, характеризующую среднюю энергию частиц. Баланс энергии в виде (11) можно рассматривать как для стационарных условий ($dW_p/dt = 0$), характерных для магнитного удержания, так и для инерциальных систем ($dW_p/dt \neq 0$). В последнем случае мощность P_{ext} внешнего нагрева учитывает подвод энергии при сжатии.

В максвелловской плазме с $T_e = T_i$, даже если радиационные потери связаны только с тормозным излучением (и никакими другими механизмами), то они практически при любых температурах пре-восходят термоядерную мощность. Поэтому необходимо учитывать разницу в значениях T_e и T_i . Для этого рассмотрим баланс энергии ионов и электронов по отдельности:

$$\frac{dW_i}{dt} = \alpha_i P_{fus} + \delta_i P_{ext} - P_{ie} - \frac{W_i}{\tau}, \quad (14)$$

$$\frac{dW_e}{dt} = \alpha_e P_{fus} + \delta_e P_{ext} - P_{ie} - P_{rad} - \frac{W_e}{\tau}, \quad (15)$$

где $W_i = 3n_i k_B T_i V / 2$ и $W_e = 3n_e k_B T_e V / 2$ энергии ионов и электронов соответственно; α_i и α_e — доли энергии термоядерных α -частиц, передаваемые ионам и электронам; δ_i и δ_e — доли внешней энергии, передаваемые ионам и электронам; P_{ie} — мощность энергообмена при столкновениях между ионами и электронами.

Мощность, передаваемая от ионов электронам [3]

$$P_{ie} = \frac{3}{2} \left(\frac{n_p}{\tau_{pe}} + \frac{n_B}{\tau_{Be}} \right) k_B (T_i - T_e), \quad (16)$$

где

$$\tau_{ie} = \frac{3\pi\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2 m_i m_e}{Z_i^2 e^4 n_i \ln \Lambda_{ie}} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{3/2} \quad (17)$$

— время кулоновских столкновений ионов с электронами; ϵ_0 — электрическая постоянная; e — заряд электрона; m_e — масса электрона; $i = p, B$ — сорт

иона; m_i и Z_i — масса и заряд иона; $\ln \Lambda_{ie}$ — кулоновский логарифм.

В режиме интенсивного горения основные составляющие в (14), (15) связаны с термоядерным энерговыделением, излучением и обменом энергией между ионами и электронами. При высоких температурах электронов, характерных для $p-^{11}B$ -синтеза, термоядерные α -частицы передают свою энергию в основном ионам (подробнее этот вопрос рассматривается в разд. 4.3). При $T_e > 100$ кэВ электроны сильно охлаждаются за счет излучения ($T_e < T_i$), их температура поддерживается в основном передачей энергии от ионов. Поэтому величины P_{fus} , P_{rad} и P_{ie} одного порядка.

С точки зрения радиационных потерь, температура электронов T_e должна быть как можно ниже. Но при снижении T_e сильно снижается время кулоновских столкновений, и, соответственно, растет интенсивность охлаждения ионов на электронах. При относительно низких температурах $T_e < 50$ кэВ, различие между T_e и T_i несущественно [96], т. е. $T_e \approx T_i$. Так как время столкновений (17) растет с температурой, то при $T_e \sim 150$ кэВ значительная разность температур ($T_i - T_e \sim T_e$) необходима для передачи энергии от ионов электронам ($P_{ie} \sim P_{fus} \sim P_{rad}$). Отношение $T_e/T_i \sim 0.5$ в некотором смысле типично для баланса энергии термоядерной $p-^{11}B$ -плазмы. Разумеется, в конкретных системах, особенно в сильно нестационарных условиях, это отношение может отличаться в зависимости от режимов. В частности, этот вопрос рассмотрен в [3], а также в комментариях [96] к статье о концепции $p-^{11}B$ -синтеза в сферическом токамаке [63].

Рассмотрим $p-^{11}B$ -реакцию при следующих условиях: $T_i \sim 300$ кэВ, $T_e \sim 150$ кэВ, $x_B \sim 0.2$. Если время удержания τ порядка характерного времени выгорания топлива (бора) $\tau_{burn} = (n_p(\sigma v))^{-1}$, то потери плазмы (последние члены в (14), (15)) по сравнению с P_{fus} невелики, так как характеризуются энергией $3k_B T_i (1 + x_B + (T_e/T_i) \times (1 + 5x_B)) / 2 \sim 1$ МэВ, что заметно меньше, чем энергия ~ 8.7 МэВ, выделяемая в $p-^{11}B$ -реакции. Для эффективного сгорания топлива удержание должно быть более длительным, и, следовательно, потери плазмы в этом случае еще менее существенны с точки зрения энергобаланса. Отметим, что при указанных условиях $\tau_{ie}/\tau_{burn} \sim 0.1$ и $P_{ie} \sim P_{fus}$.

Горение не будет затухать, если $P_{br} < P_{fus}$ (P_{br} — мощность тормозного излучения). Тормозное излучение растет с температурой, но также его рост в значительной мере связан с накоплением термоядерных альфа-частиц в плазме, содержание которых $x_\alpha = n_\alpha/n_p$ (n_α — плотность альфа-частиц), согласно оценкам баланса частиц, достигает величины $x_\alpha \sim 0.5$ [15]. Отметим, что для случая чистой плазмы ($x_\alpha = 0$) с учетом с $T_e < T_i$ баланс энергии

допускает зажигание при $T_i \approx 300\text{--}400$ кэВ, а режимы с $Q > 10$ требуют ограничения содержания альфа-частиц на уровне $x_\alpha \sim 0.1$.

Рассмотрим импульсные режимы, в которых энергия затрачивается только на создание начальной высокотемпературной плазмы и ее поджига. На стадии горения энергия не подводится, хотя в зону реакции может поступать вещество для частичной компенсации сгоревшего топлива. В таких режимах подведенная к плазме энергия W_{in} — это энергия плазмы с начальными параметрами (в момент времени $t = 0$).

Если вещество не поступает в зону реакции, то коэффициент усиления энергии в плазме можно представить следующим образом:

$$Q = \xi \frac{x_B E_{fus}}{(1 + x_B) E_i + (1 + 5x_B) E_e}, \quad (18)$$

где ξ — полнота сгорания топлива; E_i и E_e — энергии, подводимые от драйвера в расчете на ион и электрон, соответственно; x_B характеризует начальный состав топлива.

Полнота сгорания ξ при $x_B < 1$ определяется как отношение числа сгоревших ядер бора (N_B)_{burn} к полному числу ядер бора (N_B)_{tot}, введенных в реакционный объем,

$$\xi = \frac{(N_B)_{burn}}{(N_B)_{tot}} = \frac{1}{(N_B)_{tot}} \int \int n_B n_p \langle \sigma v \rangle dV dt. \quad (19)$$

Здесь интегрирование по времени t проводится от условного начала реакции ($t = 0$) по промежутку времени τ_R до окончания процесса реакции. Отметим, что окончание реакции определяется затуханием реакции из-за исчерпания одного компонента топлива (бора), распадом плазмы и другими факторами, зависящими от конкретного рассматриваемого сценария. Мы рассматриваем нуль-мерное приближение, в силу чего интегрирование по реакционному объему V тривиально. В общем случае плотности протонов n_p и ядер бора n_B , а также величина реакционного объема V в формуле (18) могут зависеть от времени.

Как можно видеть из (19), высокое усиление ($Q > 10$) достижимо, если драйвер инициирует горение при небольших затратах энергии, т. е. $E_i \ll k_B T_i$, $E_e \ll k_B T_e$, где T_i и T_e — значения температур на стадии горения. Эти температуры могут отличаться от начальных температур за счет нагрева плазмы продуктами реакции. Также отметим, что при объемном зажигании относительное содержание альфа-частиц x_α растет с ростом полноты сгорания ξ .

При анализе импульсных систем с $p-^{11}\text{B}$ -реакцией необходимо учитывать, что выделение энергии становится интенсивным при температуре ионов $T_i > 100$ кэВ (в максвелловской плазме). Если обсуждать немаксвелловскую плазму, то энергии сталкивающихся ядер по ве-

личине должны быть такого же порядка. Если рассматривать вложенную во все компоненты $p-^{11}\text{B}$ -смеси (протоны, ядра бора и электроны) энергию, то в расчете на одну частицу эта энергия (величина в знаменателе (18)) может быть ~ 1 МэВ. Эта величина сравнима с выходом энергии при одной реакции. Согласно (18) и (19), для высокого усиления необходимо выполнение следующих условий: относительно низкие начальные температуры (энергии) частиц плазмы и продолжительное горение (с высокой полнотой сгорания). В настоящее время трудно предположить, в системах какого типа эти условия можно одновременно выполнить.

Для импульсных систем можно рассмотреть два предельных случая инициации реакции термоядерного горения [97]: объемное зажигание и режим термоядерной искры (“горячей точки”). В первом случае до термоядерных температур необходимо нагреть весь объем топлива, во втором — только небольшую его часть, и за счет выделившейся энергии горение распространяется на соседние области. Второй вариант энергетически более выгоден, по крайней мере, для “традиционных” видов термоядерного топлива (D-T, D-D) [97]. В случае $p-^{11}\text{B}$ -топлива возможность его реализации неочевидна из-за высоких радиационных потерь, на компенсацию которых требуется практически вся энергия термоядерных α -частиц. При этом энергия из области инициации реакции выделяется в виде жесткого рентгеновского излучения, для поглощения которого необходимы сверхвысокая плотность топлива или значительные его размеры. И то, и другое может привести к запредельно большой энергетике соответствующей конфигурации. В этом нетрудно убедиться, например, на основе простой оценки длины пробега [98] для рентгеновских квантов с энергиями ~ 100 кэВ. Однако здесь мы не приводим соответствующие числовые данные, так как перенос излучения в сверхплотной плазме весьма сложен, а простые оценки, видимо, дают весьма грубые результаты. Подчеркнем высокую важность проблемы излучения для $p-^{11}\text{B}$ -синтеза.

Проанализируем энергобаланс (на основе уравнений (14), (15)) для условий $x_B = 0.2$, $\alpha_i \approx 1$, $\alpha_e \approx 0$, нет внешнего нагрева ($\alpha_i = 0$, $\alpha_e = 0$), потери плазмы не учитываются ($W_i/\alpha \approx 0$, $W_e/\alpha \approx 0$). При указанных условиях основные составляющие энергобаланса: $P_{ie} \approx P_{fus} \approx P_{rad}$. В этом случае оценки показывают, что при $T_i > 200$ кэВ, $T_e > 100$ кэВ в начальный момент времени ионы могут нагреваться ($dW_i/dt > 0$, $dT_i/dt > 0$). Характерное время реакции τ_R (существования стадии горения) будет определяться интенсивностью охлаждения за счет тормозного излучения. При $T_i = 200$ кэВ, $T_e = 100$ кэВ по порядку величины оно сопоставимо с временем $(n_p \langle \sigma v \rangle)^{-1}$, характе-

ризующим выгорание бора. Полагая в формуле (18) $E_i = 3k_B T_i/2$, $E_e = 3k_B T_e/2$, оценим, что $Q > 2$, если $\xi > 0.5$.

Если в некотором объеме плазмы выход энергии может более чем двукратно превысить затраты энергии, то можно надеяться, что выделившаяся в этом объеме энергия запустит процесс горения в соседнем объеме и, соответственно, дальнейшее его распространение. Спрогнозировать эффективность реализации такого сценария в рамках рассмотренного здесь нуль-мерного балансового подхода вряд ли возможно. Для $p-^{11}\text{B}$ -синтеза помимо высоких температур $T_i \sim 200$ кэВ, $T_e \sim \sim 100$ кэВ требуются экстремально высокие плотности плазмы и достаточно продолжительное время существования плазменного образования: произведение плотности плазмы на время удержания $\pi t \sim 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$. Проблемы реализации энергетически выгодного $p-^{11}\text{B}$ -синтеза во многом связаны со скоростью реакции, которая достаточно высока только при высоких энергиях реагирующих ядер. Энергия частиц топлива и электронов при этом не мала по сравнению с энергией продуктов.

4.2. Скорость реакции

В общем случае параметр скорости реакции рассчитывается в результате усреднения по скоростям реагирующих компонентов

$$\langle \sigma v \rangle_{jk} = \int \int \sigma(|\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k|) |\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k| \times \\ \times f_j(\mathbf{v}_j) f_k(\mathbf{v}_k) d^3 v_j d^3 v_k. \quad (20)$$

Здесь $f_j(\mathbf{v}_j)$ и $f_k(\mathbf{v}_k)$ — функции распределения компонентов по скоростям, компоненты j и k — протоны и ядра ^{11}B .

В случае максвелловских распределений с различными температурами $T_j \neq T_k$ значение $\langle \sigma v \rangle_{jk}$ такое же, как при эффективной температуре компонентов $T_{eff} = (m_k T_j + m_j T_k) / (m_k + m_j)$, где m_j и m_k — массы реагирующих ядер.

При распределениях, отличных от максвелловского, скорость реакции может заметно отличаться в сторону более высоких значений [99–101].

Рассмотрим скорость реакции $\langle \sigma v \rangle$ для случая, когда протоны и ионы бора-11 имеют так называемые сдвинутые максвелловские распределения, характеризуемые различными скоростями макроскопического движения компонентов. При достаточно большой скорости относительной скорости можно ожидать значительного увеличения скорости реакции из-за увеличения энергии столкновения. В случае сдвинутых максвелловских распределений формула (20) приводится к виду [102]

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{2M}{\pi k_B T_i}} \exp\left(-\frac{Mw^2}{2k_B T_i}\right) \times \\ \times \int_0^\infty \sinh\left(\frac{Muw}{k_B T_i}\right) \exp\left(\frac{Mu^2}{2k_B T_i}\right) \sigma(u) u^2 du, \quad (21)$$

где $w = |w_j - w_k|$ — относительная гидродинамическая скорость компонентов, w_j и w_k — гидродинамические скорости (скорости течений), $u = |\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k|$ — относительная скорость частиц, $M = m_k m_j / (m_k + m_j)$ — приведенная масса.

На рис. 5 показаны зависимости параметра скорости $p-^{11}\text{B}$ -реакции при различных энергиях взаимного движения компонентов в системе центра масс $E = Mw^2/2$. Как можно видеть, заметный эффект достигается при скоростях относительного движения компонентов сравнимых или превосходящих скорости теплового движения.

Как возможный вариант создания таких сильных относительных течений компонентов может рассматриваться диамагнитный дрейф за счет резкого градиента давления при наличии магнитного поля [102]. При этом относительная скорость протонов и ядер бора

$$w = \frac{k_B T_i}{eBL} \left(\frac{1}{Z_p} - \frac{1}{Z_B} \right), \quad (22)$$

где B — индукция магнитного поля в плазме, L — пространственный масштаб неоднородности давления, $Z_p = 1$ и $Z_B = 5$.

Для того чтобы эта относительная скорость достигла величины $w \approx 10^7 \text{ м/с}$, масштаб неоднородности должен быть равен $L \approx 1 \text{ мм}$ при темпера-

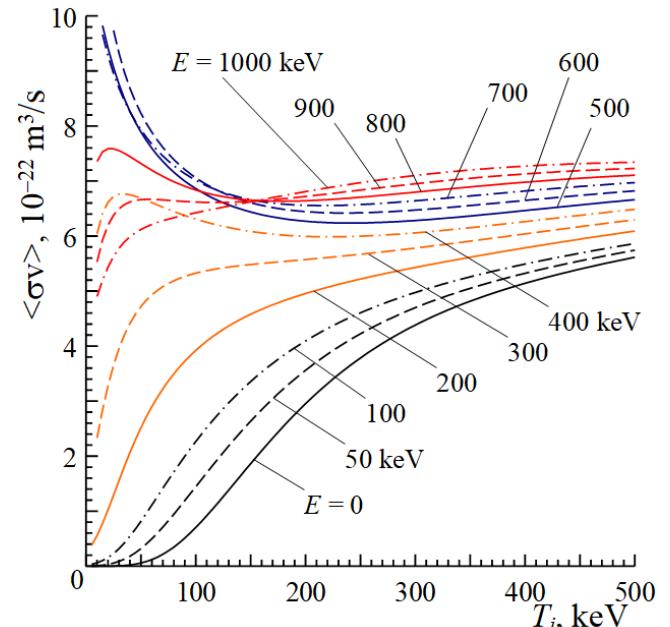


Рис. 5. Параметр скорости реакции $p-^{11}\text{B}$ в зависимости от температуры ионов T_i при различных энергиях относительного движения компонентов (E — энергия в системе центра масс).

туре ионов $T_i \approx 150$ кэВ и индукции магнитного поля в плазме $B \approx 10$ Тл. Если относительное движение компонентов обусловлено диамагнитным дрейфом, то, как может показаться, дополнительные вложения энергии в компоненты топлива не требуются. Однако следует помнить о необходимости корректного учета эффекта релаксации пространственно неоднородного распределения скорости и связанных с этим потерях.

В принципе аналогичного эффекта относительной скорости можно добиться при инжекции в плазму быстрых частиц. В этом случае эффект может оказаться ограниченным быстрым замедлением инжектируемых частиц. Относительно небольшая их доля все же может успеть прореагировать до замедления до тепловых скоростей. Повторим, что эффект такого увеличения требует детального анализа вопросов, связанных с релаксацией.

Существуют различные способы генерации пучков высокогенеретических протонов. Например, в экспериментах [103] пучки протонов были получены в результате D–D-реакции при облучении мишени из детерированного полиэтилена (CD_2) лазерным импульсом с энергией $E \approx 600$ Дж, длинной волны $\lambda = 1.315$ мкм и длительностью $\tau = 350$ пс. Предполагалось, что протоны ускорялись интенсивным электрическим полем. Энергия протонов составляла ~ 5.2 МэВ. Результаты моделирования облучения борированной фольги протонами такой энергии предсказали выход альфа-частиц $1.3 \cdot 10^{11}$ (за мишенью).

4.3. Альфа-частицы, потери на излучение

При высоких энергиях альфа-частица замедляется в основном за счет столкновений с электронами. Критическая энергия E_c , при которой интенсивности замедления на ионах и электронах равны, зависит от состава плазмы и прямо пропорциональна температуре электронов [104, 105]. Время замедления τ_s характеризует уменьшение скорости частицы (или кинетической энергии) в плазме при энергии $E > E_c$. В противном случае $E < E_c$, время замедления уменьшается с уменьшением энергии как $(E/E_c)^2\tau_s$. Согласно [104], быстрая частица с начальной энергией $E = E_c$ передает электронам часть энергии $\alpha_e \approx 0.25$.

В частности, в плазме $p-^{11}\text{B}$ с $x_{\text{B}} = 0.2$ критическая энергия альфа-частицы равна $E_c \approx 30 \cdot k_B T_e$. При $T_e \sim 100-150$ кэВ она равна $E_c \approx 3-4.5$ МэВ. Как отмечено во втором разделе, спектр альфа-частиц, образующихся в реакции $p-^{11}\text{B}$, состоит из “пика” при $E \sim 4$ МэВ и “плато” при $E < 3.5$ МэВ. Поэтому только сравнительно небольшая группа альфа-частиц передает $>25\%$ своей кинетической энергии электронам. Оценки [15] в предположении, что продукты синтеза образуют распределение замедления (slow-down distribution) [99, 104], дали $\alpha_e < 0.05$ при $T_e > 100$ кэВ.

Уменьшение содержания термализованных альфа-частиц оказывает благоприятное воздействие на увеличение коэффициента усиления Q . Однако в настоящее время трудно сказать, как именно можно организовать их удаление из тех или иных систем. В отношении систем магнитного удержания были предложены концепции принудительного удаления альфа-частиц [106–109]. Были рассмотрены эффекты внешнего возмущения магнитного поля [107, 108] и механизм авторезонанса [109, 110], приводящий к принудительной диффузии альфа-частиц определенных энергий. Удаление высокогенеретических альфа-частиц не выгодно с точки зрения эффективности синтеза, так как они производят необходимый нагрев. В [61] приведены результаты расчета для плазмы низкой плотности ($n \approx 10^{20}-10^{21} \text{ м}^{-3}$) в сценарии с нагревом за счет “лавинной” (квази-цепной) реакции. Расчеты показывают возможность зажигания при начальной температуре плазмы $T = 200$ кэВ.

Подчеркнем, что с альфа-частицами связаны следующие весьма важные вопросы $p-^{11}\text{B}$ -синтеза: накопление и удаление золы; реакции с участием быстрых альфа-частиц; нагрев ионных и электронного компонентов; возможное образование высокогенеретической популяции протонов и связанная с этим возможность увеличения скорости реакции $p-^{11}\text{B}$. Очевидно, что все эти вопросы требуют разработки детальной модели кинетики альфа-частиц, образующихся в реакции $p-^{11}\text{B}$.

Увеличение средней энергии частиц плазмы приводит к более интенсивной реакции и менее интенсивному обмену энергией при кулоновских столкновениях. В то же время рост температуры электронов сопровождается увеличением потерь энергии из-за тормозного и циклотронного излучения. Кванты, излучаемые высокогенеретическими электронами, уносят значительное количество энергии, поэтому важно учитывать особенности распределения электронов по энергиям. Так, например, расчеты для распределений с “отсеченной” областью частиц высоких энергий [111] или перераспределением их в область более низких энергий [112] показывают ощутимое уменьшение потерь на излучение. Таким образом, при поиске оптимальных условий должен сохраняться баланс между достижением высоких температур для ускорения реакций и минимизацией потерь энергии на излучение.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К параметрам системы с $p-^{11}\text{B}$ -топливом предъявляются экстремально жесткие требования. Параметры плазмы на порядки превышают требования к “традиционным” термоядерным топливам (D–T, D–D). При этом достижение таких параметров сопровождается ограничениями,

связанными с накоплением α -частиц в плазме и необходимостью их удаления. Данные ограничения связаны с тормозным излучением и передачей энергии от ионов к электронам за счет кулоновских столкновений.

Известные расчетные исследования неидеальной и вырожденной плазмы демонстрируют уменьшение кулоновского логарифма за счет более точного описания взаимодействия частиц при высоких плотностях плазмы и высоких магнитных полях. Квантовые эффекты в сверхплотной вырожденной плазме проявляются при сравнительно низких температурах, поэтому они вряд ли могут изменить к лучшему режимы, в которых температура превышает 100 кэВ.

Так как основным источником нагрева являются высокоэнергетические α -частицы, необходимо более детальное моделирование их взаимодействия с компонентами плазмы — ионами топлива и электронами. Поэтому важной задачей в дальнейших исследованиях будет моделирование кинетики α -частиц с учетом спектра их рождения, а также проработка схем эффективного удаления термализированных α -частиц, отдавших свою энергию компонентам топлива.

Условия, необходимые для практического использования энергии безнейтронной реакции $p-^{11}\text{B}$, конечно, намного более трудновыполнимы, чем для традиционной D-T-реакции (и даже для D-D-реакции). Однако все продукты первой реакции заряженные, вся их энергия может эффективно передаваться плазме, потенциально не исключена возможность инициации горения сравнительно низкоэнергетичным драйвером, способным “поджечь” небольшой объем плазмы. Благоприятный режим для эффективного $p-^{11}\text{B}$ -синтеза предполагает такую систему, в которой возможно достижение высокой плотности $n \sim 10^{30}-10^{31} \text{ м}^{-3}$ и температуры ионов $T_i \sim 200 \text{ кэВ}$. Перспективными могут оказаться системы типа Z-пинча с конденсированной нагрузкой, в которых реализуется нагрев при быстром сжатии замагниченной плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McKenzie W., Batani D., Mehlhorn T.A., Margarone D., Belloni F., Campbell E.M., Woodruff S., Kirchhoff J., Paterson A., Pikuz S., Hora H.* // *J. Fusion Energy*. 2023. V. 42. P. 17. <https://doi.org/10.1007/s10894-023-00349-9>
2. *Weaver T., Zimmerman G., Wood L.* Exotic CTR fuel: Non-thermal effects and laser fusion application. Lawrence Livermore Laboratory. California Univ. Livermore. 1973. Report UCRL-74938.
3. *Moreau D.C.* // *Nuclear Fusion*. 1977. V. 17. P. 13. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/17/1/002>
4. *Kukushkin A.B., Kogan V.I.* // *Soviet J. Plasma Phys.* 1979. V. 5. P. 1264. [Кукушкин А.Б., Коган В.И. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 1264.]
5. *McNally J.R.* // *Nuclear Technol. – Fusion*. 1982. V. 2. P. 9. <https://doi.org/10.13182/FST2-1-9>
6. *Feldbacher R.* Nuclear Reaction Cross Sections and Reactivity Parameter. IAEA, 1987. <https://www-nds.iaea.org/publications/nds/iaeands-0086/>
7. *Nevins W.M.* // *J. Fusion Energy*. 1998. V. 17. P. 25. <https://doi.org/10.1023/A:1022513215080>
8. *Chirkov A.Yu.* // *Yader. Fiz. Inshiniring*. 2013. V. 4. P. 1050. [Чирков А.Ю. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. С. 1050.] <https://doi.org/10.1134/S2079562913120075>
9. 2nd International Workshop on Proton-Boron Fusion, Rome, Italy, 5–8 September 2022. <https://agenda.infn.it/event/30291/timetable/> (дата обращения 12.11.2024).
10. *Lerner E.J., Hassan S.M., Karamitsos-Zivkovic I., Fritsch R.* // *Phys. Plasmas*. 2023. V. 30. P. 120602. <https://doi.org/10.1063/5.0170216>
11. *Mehlhorn T.A.* // *Phys. Plasmas*. 2024. V. 31. P. 020602. <https://doi.org/10.1063/5.0170661>
12. *Putvinski S.V., Ryutov D.D., Yushmanov P.N.* // *Nuclear Fusion*. 2019. V. 59. P. 076018. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1a60>
13. *Kolmes E.J., Ochs I.E., Fisch N.J.* // *Phys. Plasmas*. 2022. V. 29. P. 110701. <https://doi.org/10.1063/5.0119434>
14. *Cai J., Xie H., Li Y., Tuszewski M., Zhou H., Chen P.* // *Fusion Sci. Technol.* 2022. V. 78. P. 149. <https://doi.org/10.1080/15361055.2021.1964309>
15. *Chirkov A.Yu., Kazakov K.D.* // *Plasma*. 2023. V. 6. P. 379. <https://doi.org/10.3390/plasma6030026>
16. *Cavaignac J.F., Longequeue N., Honda T.* // *Nuclear Phys. A*. 1971. V. 167. P. 207. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90594-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90594-X)

17. Becker H.W., Rolfs C., Trautvetter H.P. // Zeitschrift für Physik A. Atomic Nuclei. 1987. V. 327. P. 341.
<https://doi.org/10.1007/bf01284459>
18. Yamashita Y., Kudo Y. // Nuclear Phys. A. 1995. V. 589. P. 460.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(95\)00069-D](https://doi.org/10.1016/0375-9474(95)00069-D)
19. Nevins W.M., Swain R. // Nuclear Fusion. 2000. V. 40. P. 865.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/40/4/310>
20. Sikora M.H., Weller H.R. // J. Fusion Energ. 2016. V. 35. P. 538.
<https://doi.org/10.1007/s10894-016-0069-y>
21. Tentori A., Belloni F. // Nuclear Fusion. 2023. V. 63. P. 086001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/acda4b>
22. Dmitriev V.F. // Phys. Atomic Nuclei. 2006. V. 69. P. 1461.
<https://doi.org/10.1134/S1063778806090043>
23. Dmitriev V.F. // Phys. Atomic Nuclei. 2009. V. 72. P. 1165.
<https://doi.org/10.1134/S1063778809070084>
24. Ahmed M.W., Weller H.R. // J. Fusion Energ. 2014. V. 33. P. 103.
<https://doi.org/10.1007/s10894-013-9643-8>
25. Stave S., Ahmed M.W., France R.H., Henshaw S.S., Müller B., Perdue B.A., Prior R.M., Spraker M.C., Weller H.R. // Phys. Lett. B. 2011. V. 696. P. 26.
<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.12.015>
26. Spraker M.C., Ahmed M.W., Blackston M.A., Brown N., France R.H., Henshaw S.S., Perdue B.A., Prior R.M., Seo P.N., Stave S. et al. // J. Fusion Energ. 2012. V. 31. P. 357.
<https://doi.org/10.1007/s10894-011-9473-5>
27. Belyaev V.S., Krainov V.P., Zagreev B.V., Matafonov A.P. // Phys. Atomic Nuclei. 2015. V. 78. P. 537.
<https://doi.org/10.1134/S1063778815040031>
28. Belyaev V.S., Matafonov A.P., Vinogradov V.I., Krainov V.P., Lisitsa V.S., Roussetski A.S., Ignatyev G.N., Andrianov V.P. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 026406.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.72.026406>
29. Belyaev V.S., Matafonov A.P., Andreev S.N., Tarakanov V.P., Krainov V.P., Lisitsa V.S., Kedrov A.Yu., Zagreev B.V., Rusetskii A.S., Borisenco N.G., Gromov A.I., Lobanov A.V. // Phys. Atomic Nuclei. 2022. V. 85. P. 31.
<https://doi.org/10.1134/S1063778822010070>
- [Беляев В.С., Матафонов А.П., Андреев С.Н., Тараканов В.П., Крайнов В.П., Лисица В.С., Кедров А.Ю., Загреев Б.В., Русецкий А.С., Борисенко Н.Г., Громов А.И., Лобанов А.В. // Ядерная физика. 2022. Т. 85. С. 34.]
30. Labaune C., Baccou C., Depierreux S., Goyon C., Loisel G., Yahia V., Rafelski J. // Nature Communications. 2013. V. 4. P. 2506.
<https://doi.org/10.1038/ncomms3506>
31. Picciotto A., Margarone D., Velyhan A., Bellutti P., Krasa J., Szydlowsky A., Bertuccio G., Shi Y., Mangione A., Prokopek J. et al. // Phys. Rev. X. 2014. V. 4. P. 031030.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevX.4.031030>
32. Giuffrida L., Belloni F., Margarone D., Petringa G., Milluzzo G., Scuderi V., Velyhan A., Rosinski M., Picciotto A., Kucharik M. et al. // Phys. Rev. E. 2020. V. 101. P. 013204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.101.013204>
33. Margarone D., Morace A., Bonvalet J., Abe Y., Kantarelou V., Raffestin D., Giuffrida L., Nicolai P., Tosca M., Picciotto A. et al. // Front. Phys. 2020. V. 8. P. 343.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00343>
34. Bonvalet J., Nicolai Ph., Raffestin D., D'humieres E., Batani D., Tikhonchuk V., Kantarelou V., Giuffrida L., Tosca M., Korn G. et al. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103. P. 053202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.053202>
35. Margarone D., Bonvalet J., Giuffrida L., Morace A., Kantarelou V., Tosca M., Raffestin D., Nicolai P., Picciotto A., Abe Y. et al. // Appl. Sci. 2022. V. 12. P. 1444.
<https://doi.org/10.3390/app12031444>
36. Istoksaia V., Tosca M., Giuffrida L., Psikal J., Grepl F., Kantarelou V., Stancek S., Di Siena S., Hadjikyriacou A., Mcilvenny A., Levy Y., Huynh J., Cimrman M., Pleskunov P., Nikitin D., Choukourov A., Belloni F., Picciotto A., Kar S., Borghesi M., Lucianetti A., Mocek T., Margarone D. // Communications Phys. 2023. V. 6. P. 27.
<https://doi.org/10.1038/s42005-023-01135-x>
37. Miley G.H., Hora H. // Nuclear Fusion. 1998. V. 38. P. 1113.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/7/413>
38. Miley G.H., Hora H., Cicchitelli L., Kasotakis G.V., Stening R.J. // Fusion Technology. 1991. V. 19. P. 43.
<https://doi.org/10.13182/FST91-A29314>

39. Hora H., Miley G.H., Ghoranneviss M., Malekynia B., Azizic N., He Xian-Tu. // Energy Environ. Sci. 2010. V. 3. P. 479. <https://doi.org/10.1039/B904609G>
40. Eliezer S., Hora H., Korn G., Nissim N., Martinez Val J.M. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 050704. <https://doi.org/10.1063/1.4950824>
41. Eliezer S., Martinez-Val J.M. // Laser Particle Beams. 2022. V. 38. P. 39. <https://doi.org/10.1017/s0263034619000818>
42. Shmatov M.L. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 050704; Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 094703. <https://doi.org/10.1063/1.4963006>
43. Shmatov M.L. // Laser Particle Beam 2022. V. 2022. P. 7473118. <https://doi.org/10.1155/2022/7473118>
44. Belloni F., Margarone D., Picciotto A., Schillaci F., Giuffrida L. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 020701. <https://doi.org/10.1063/1.5007923>
45. Belloni F. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2021. V. 63. P. 055020. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abf255>
46. Belloni F. // Laser Particle Beams 2022. V. 2022. P. 3952779. <https://doi.org/10.1155/2022/3952779>
47. Hora H., Eliezer S., Nissim N., Lalouis P. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. V. 2. P. 177. <https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.05.001>
48. Fujioka S., Zhang Z., Ishihara K., Shigemori K., Hironaka Y., Johzaki T., Sunahara A., Yamamoto N., Nakashima H., Watanabe T. et al. // Sci. Rep. 2013. V. 3. P. 1170. <https://doi.org/10.1038/srep01170>
49. Mehlhorn T.A., Labun L., Hegelich B.M., Margarone D., Gu M.F., Batani D., Campbell E.M., Hu S.X. // Laser Particle Beams. 2022. V. 2022. P. 2355629. <https://doi.org/10.1155/2022/2355629>
50. Ribeyre X., Capdessus R., Wheeler J., d'Humières E., Mourou G. // Sci. Reps. 2022. V. 12. P. 4665. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-08433-4>
51. Belyaev V.S., Vinogradov V.I., Matafonov A.P., Rybakov S.M., Krainov V.P., Lisitsa V.S., Andrianov V.P., Ignatiev G.N., Bushuev V.S., Gromov A.I., Rusetsky A.S., Dravin V.A. // Phys. Atomic Nuclei. 2009. V. 72. P. 1077. <https://doi.org/10.1134/S1063778809070011>
52. Gus'kov S.Yu., Korneev F.A. // JETP Lett. 2016. V. 104. P. 1. <https://doi.org/10.1134/S0021364016130117>
53. Andreev S.N., Matafonov A.P., Tarakanov V.P., Belyaev V.S., Kedrov A.Yu., Krainov V.P., Mukhanov S.A., Lobanov A.V. // Phys. Atomic Nuclei. 2023. V. 86. P. 406. <https://doi.org/10.1134/S1063778823040038>
54. Dubinov A.E., Kornilova I.Yu., Selemir V.D. // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 2002. V. 172. P. 1225. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0172.200211a.1225>
55. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 751. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.751>
56. Bychenkov V.Yu., Brantov A.V., Govras E.A., Kovalev V.F. // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 2015. V. 185. P. 77. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0185.201501f.0077>
57. Magee R.M., Ogawa K., Tajima T., Allfrey I., Goto H., McCarroll P., Ohdachi S., Isobe M., Kamio S., Klumper V. et al. // Nature Commun. 2023. V. 14. P. 955. <https://doi.org/10.1038/s41467-023-36655-1>
58. Rostoker N., Binderbauer M.W., Monkhorst H.J. // Science. 1997. V. 278. P. 1419. <https://doi.org/10.1126/science.278.5342.1419>
59. Volosov V.I. // Nuclear Fusion. 2006. V. 46. P. 820. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/007>
60. Nevins W.M. // Science. 1998. V. 281. P. 307. <https://doi.org/10.1126/science.281.5375.307a>
61. Moustazis S., Daponta C., Eliezer S., Henis Z., Lalouis P., Nissim N., Schweitzer Y. // J. Instrumentation. 2024. V. 19. P. C01015. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/01/C01015>
62. Bone T., Sedwick R. // Acta Astronautica. 2024. V. 220. P. 356. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2024.04.040>
63. Liu M., Xie H., Wang Y., Dong J., Feng K., Gu X., Huang X., Jiang X., Li Y., Li Z. et al. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 062507. <https://doi.org/10.1063/5.0199112>
64. Rider T.H. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 1853. <https://doi.org/10.1063/1.871273>

65. Kurilenkov Yu.K., Oginov A.V., Tarakanov V.P., Gus'kov S.Yu., Samoylov I.S. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103. P. 043208.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.043208>
66. Kurilenkov Yu.K., Tarakanov V.P., Oginov A.V., Gus'kov S.Yu., Samoylov I.S. // Laser Particle Beams. 2023. V. 2023. P. 9563197.
<https://doi.org/10.1155/2023/9563197>
67. Wong A.Y., Shih C.C. // Plasma. 2022. V. 5. P. 176.
<https://doi.org/10.3390/plasma5010013>
68. Hurricane O.A., Callahan D.A., Casey D.T., Celliers P.M., Cerjan C., Dewald E.L., Dittrich T.R., Döppner T., Hinkel D.E., Hopkins L.F.B. et al. // Nature. 2014. V. 506. P. 343.
<https://doi.org/10.1038/nature13008>
69. Yager-Elorriaga D.A., Gomez M.R., Ruiz D.E., Slutz S.A., Harvey-Thompson A.J., Jennings C.A., Knapp P.F., Schmit P.F., Weis M.R., Awe T.J. et al. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 042015.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2dbe>
70. Гаранин С.Ф. Физические процессы в системах МАГО-МТФ. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012.
71. Ghorbanpour E., Belloni F. // Front. Phys. 2024. V. 12. P. 1405435.
<https://doi.org/10.3389/fphy.2024.1405435>
72. Ghorbanpour E., Ghazemizad A., Khoshbinfar S. // Phys. Particles Nuclei Lett. 2020. V. 17. P. 809.
<https://doi.org/10.1134/S1547477120060126>
73. Mahdavi M., Bakhtiyari M., Najafi A. // Internat. J. Mod. Phys. B. 2023. V. 37. P. 2350142.
<https://doi.org/10.1142/S0217979223501424>
74. Khademloo E., Mahdavi M., Azadboni F.K. // Indian J. Phys. 2024. V. 98. P. 4543.
<https://doi.org/10.1007/s12648-024-03193-5>
75. Auluck S., Kubis P., Paduch M., Sadowski M.J., Krauz V.I., Lee S., Soto L., Scholz M., Miklaszewski R., Schmidt H. et al. // Plasma. 2021. V. 4. P. 450.
<https://doi.org/10.3390/plasma4030033>
76. Haruki T., Yousefi H.R., Sakai J.I. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 032504.
<https://doi.org/10.1063/1.3318470>
77. Abolhasani S., Habibi M., Amrollahi R. // J. Fusion. Energ. 2013. V. 32. P. 189.
<https://doi.org/10.1007/s10894-012-9547-z>
78. Di Vita A. // European Phys. J. 2013. V. 67. P. 191.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2013-40096-3>
79. Scholz M., Kro'K., Kulin A., Karpin L., Wojcik-Gargula A., Fitta M. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 522.
<https://doi.org/0.1007/s10894-019-00225-5>
80. Lerner E.J., Hassan S.M., Karamitsos-Zivkovic I., Fritsch R. // J. Fusion Energy. 2023. V. 42. P. 7.
<https://doi.org/10.1007/s10894-023-00348-w>
 Correction // J. Fusion Energy. 2023. V. 42. P. 9.
<https://doi.org/10.1007/s10894-023-00348-w>
81. Vikhrev V.V., Korolev V.D. // Plasma Phys. Rep. 2007. V. 33. P. 356.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X07050029>
82. Akel M., AL-Hawat S., Ahmad M., Ballul Y., Shaaban S. // Plasma. 2022. V. 5. P. 184.
<https://doi.org/10.3390/plasma5020014>
83. Shumlak U. // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. P. 200901.
<https://doi.org/10.1063/5.0004228>
84. Shumlak U., Meier E.T., Levitt B.J. // Fusion Sci. Technol. 2024. V. 80. P. 1.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2023.2198049>
85. Pikuz S.A., Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Chandler K.M., Hammer D.A., Ivanenkov G.V., Stepniewski W., Skobelev I.Yu. // Phys. Rev. Lett. 2024. V. 89. P. 035003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.035003>
86. Kroupp E., Stambulchik E., Starobinets A., Osin D., Fisher V.I., Alumot D., Maron Y., Davidovits S., Fisch N.J., Fruchtman A. // Phys. Rev. E. 2018. V. 97. P. 013202.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.97.013202>
87. Davidovits S., Kroupp E., Stambulchik E., Maron Y. // Phys. Rev. E. 2021. V. 103. P. 063204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.063204>
88. Vikhrev V.V., Frolov A.Yu., Chirkov A.Yu. // J. Physics: Confer. Ser. 2019. V. 1370. P. 012026.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1370/1/012026>
89. Chirkov A.Yu., Tokarev S.A. // Fusion Sci. Technology. 2023. V. 79. P. 413.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2022.2135337>

90. *Son S., Fisch N.J.* // Phys. Lett. A. 2004. V. 329. P. 76.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.06.054>
91. *Hosseini Motlagh S.N., Mohamadi Sh.S., Shamsi R.* // J. Fusion Energy. 2008. V. 27. P. 161.
<https://doi.org/10.1007/s10894-007-9124-z>
92. *Eliezer S., León P.T., Martinez-Val J.M., Fisher D.V.* // Laser Particle Beams. 2003. V. 21. P. 599.
<https://doi.org/10.1017/S0263034603214191>
93. *Dzhavakhishvili D.I., Tsintsadze N.L.* // Sov. Phys.–JETP. 1973. V. 37. P. 666.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/acee96>
94. *Lavrinenco Y.S., Morozov I.V., Valuev I.A.* // Contrib. Plasma Phys. 2024. V. 64. P. e202300158.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.202300158>
95. *Svensson R.* // Astrophys. J. 1982. V. 258. P. 335.
<https://doi.org/10.1086/160082>
96. *Li Z.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 084701.
<https://doi.org/10.1063/5.0223575>
97. *Basko M.M.* // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. P. 2443.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/30/12/001>
98. Зельдович Я.Б., Райзэр Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. [Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic Press, New York–London, 1966).]
99. *Moseev D., Salewski M.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 020901.
<https://doi.org/10.1063/1.5085429>
100. *Xie H., Tan M., Luo D., Li Z., Bing L.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2023. V. 65. P. 055019.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/acc8f9>
101. *Kong H., Xie H., Bing L., Tan M., Luo D., Li Z., Sun J.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2024. V. 66. P. 015009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ad1008>
102. *Binderbauer M.W., Rostoker N.* // J. Plasma Phys. 1996. V. 56. P. 451.
<https://doi.org/10.1017/S0022377800019413>
103. *Tchórz P., Chodukowski T., Rosiński M., Borodziuk S., Szymański M., Dudżák R., Singh S., Krupka M., Burian T., Marchenko A.* et al. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 084503.
<https://doi.org/10.1063/5.0207108>
104. *Putvinskii S.V.* // Reviews of Plasma Physics. V. 18 / Ed. B. B. Kadomtsev. 1993. P. 239.
105. *Zhang D., Wang X., Dong C., Bao J., Cao J., Zhang W., Li D.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 042509.
<https://doi.org/10.1063/5.0197259>
106. *Baldwin D.E., Byers J.A., Chen Y.J., Kaiser T.B.* // IAEA Internat. Confer. on Plasma Phys. Controlled Nuclear Fusion Research. Kyoto. Japan. 12 November 1986. IAEA. Vienna. Austria. 1986. P. 293.
107. *Shabrov N.V., Khvesjuk V.I.* // Fusion Technology. 1994. V. 26. P. 117.
<https://doi.org/10.13182/FST94-A30335>
108. *Khvesyuk V.I., Shabrov N.V., Lyakhov A.N.* // Fusion Technol. 1995. V. 27. P. 406.
<https://doi.org/10.13182/FST95-A11947116>
109. *Gudinetsky E., Miller T., Be'ery I., Barth I.* // arXiv.2402.18687. 2024.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2402.18687>
110. *Barth I., Friedland L., Sarid E., Shagalov A.G.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 155001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.155001>
111. *Munirov V.R., Fisch N.J.* // Phys. Rev. E. 2023. V. 107. P. 065205.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.107.065205>
112. *Ochs I.E., Mlodik M.E., Fisch N.J.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 083303.
<https://doi.org/10.1063/5.0228464>

TRENDS AND ACHIEVEMENTS IN THE STUDY OF THE $p-^{11}\text{B}$ FUSION: A REVIEW

E. G. Vovkivsky^a and A. Yu. Chirkov^{a,*}

^aBauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia

*e-mail: chirkov@bmstu.ru

The possible use of the aneutronic $p-^{11}\text{B}$ reaction is of interest from the viewpoint of obtaining clean energy. Here, we consider the current studies of the different schemes of implementing this reaction and present the estimates of the limiting energy gain in the plasma at different system parameters. The possibilities of increasing the reaction rate compared to the Maxwellian plasma are discussed. The effect of the accumulation of the alpha particles and the possible means of decreasing it are analyzed.

Keywords: $p-^{11}\text{B}$ reaction, aneutronic fusion, energy balance, reaction rate, alpha particle yield

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕ $E \times B$ -РАЗРЯДА

© 2025 г. Н. А. Строкин^{a,*}, А. В. Ригин^{a,**}

^aИркутский национальный исследовательский технический университет, Иркутск, Россия

*e-mail: strokin85@inbox.ru

**e-mail: arseniy.rigin@mail.ru

Поступила в редакцию 01.11.2024 г.

После доработки 19.12.2024 г.

Принята к публикации 22.12.2024 г.

Одновременные измерения амплитудно-частотных характеристик колебаний на частотах 20 кГц – 30 МГц производной разрядного тока и ионного тока в плазме самостоятельного $E \times B$ -разряда в ускорителе с анодным слоем — в условиях сильного неоднородного магнитного поля (на катоде радиальная составляющая до $B_{rK} = 4200$ Гс; на аноде до $B_{rA} = 1010$ Гс) выявили как одинаковые, так и отличающиеся свойства колебаний производной разрядного и ионного токов. Общими чертами являются дискретный спектр и, в основном, кластерный характер колебаний. Обнаружены пороговые значения магнитного поля $B_{rA} = 660$ –720 Гс, при которых происходит быстрый рост частоты колебаний, имеющих максимальную амплитуду, до $f_{\max} \sim 4.5$ МГц. В это же время в области частот не более 1 МГц происходят броски выделенных пиков амплитудно-частотной характеристики от десятков кГц к сотням кГц. Отличиями амплитудно-частотных характеристик колебаний разрядного тока и тока ионов являются и меньшие ~ 5 раз частоты колебаний, имеющих максимальную амплитуду, разрядного тока по отношению к току ионов при $205 \leq B_{rA} \leq 660$ Гс, резкий спад f_{\max} для АЧХ разрядного тока, но резкий рост f_{\max} для АЧХ-тока ионов, когда B_{rA} становится больше 820 Гс. Результаты измерения характеристик анализируются совместно с измеренными в тех же режимах разряда спектрами излучения плазмы в диапазоне длин волн 200–1100 нм и распределениями ионов по энергии в диапазоне 50–1200 эВ. Обсуждаются возможные причины генерации колебаний разрядного и ионного токов при возбуждении в плазме $E \times B$ -разряда модифицированной двухпотоковой и электронно-циклotronной дрейфовой неустойчивостей для частот $f \leq 1$ МГц. Влияние на ионы анализируется со стороны аксиальной неустойчивости потока незамагниченных ионов при более высоких частотах.

Ключевые слова: самостоятельный разряд, скрещенные электрическое и магнитное поля, ток разряда, ток ионов, электростатические колебания, амплитудно-частотная характеристика

DOI: 10.31857/S0367292125010047, **EDN:** DWNORG

1. ВВЕДЕНИЕ

Для плазмы разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях с замагниченными электронами и незамагниченными ионами по результатам работ экспериментаторов, теоретических исследований и численного моделирования было определено, что электростатические колебания существуют в диапазоне частот от единиц кГц до $\sim 10^9$ Гц и ограничиваются наибольшей из ω_{pe} , ω_{ce} частот (ω_{pe} , ω_{ce} — плазменная и циклотронная электронные частоты). Достаточно полная информация об истории поиска колебаний, видах и причинах их генерации содержится в обзора [1–4]. Во введении к нашей статье мы огра-

ничимся рассмотрением уже проведенных экспериментов. В разделе “Обсуждение результатов” — обратимся к сведениям из теоретических исследований и моделирования.

В работах [5–7] изложены результаты первых экспериментов по исследованию электростатических колебаний ионного тока и плавающего потенциала в плазме несамостоятельного $E \times B$ -разряда стационарного плазменного двигателя (stationary plasma thruster — SPT). Два основных типа колебаний, которые наблюдались, — это низкочастотные ($f_{НЧ} = 10$ –70 кГц) и высокочастотные колебания с $f_{ВЧ} \leq 1$ МГц и шириной полосы $\Delta f \sim f_{ВЧ} \sim v_0/L$ (v_0 — скорость ионов на выходе SPT; L — длина канала) были идентифицированы как ази-

мутальные ионизационные колебания (*breathing oscillations*) и продольные пролетные колебания. Ионизационные колебания мы не будем рассматривать подробно, так как в нашем случае в плазме ускорителя с анодным слоем (*accelerator with anodic layer — AAL*) и самостоятельным разрядом в неоне неустойчивость, связанная с “выгоранием нейтралов”, не раскачивается, поскольку степень ионизации η в AAL низкая: при рабочем давлении $\sim 10^{-4}$ Торр, плотности ионов $n_i \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, $\eta = n_i/n_0 \sim 10^{-4}$. Кроме того, мы убираем из рассмотрения колебания с частотами $f \leq 20 \text{ кГц}$, исключая вклад возможных контурных колебаний, определяемых цепью питания AAL.

Увеличение магнитного поля от 100 до 260 Гс приводило к уширению амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) колебаний азимутального электрического поля в высокие частоты — до 200 МГц и нелинейному росту амплитуды колебаний по всей длине разрядного канала; при малых полях на АЧХ были замечены некоторые выделенные частоты [7]. Азимутальные колебания ионного тока с частотами до 25 МГц исследовались и авторами работы [8]. Сигналы с зондов имели нестационарный характер; среднее по времени значение амплитуды колебаний не коррелировало ни с одним из рабочих параметров SPT. В АЧХ наблюдался набор кластеров (кустов) колебаний, ширина которых на полувысоте $\Delta f \sim 1\text{--}3 \text{ МГц}$, — “множество волн с одинаковой фазовой скоростью и несколькими волновыми числами”, обладающих, достаточно точно, кратными частотами. Рост магнитного поля приводил к монотонному уменьшению частоты колебаний. Всплесковый вид сигналов с плавающих зондов и АЧХ азимутальных колебаний в диапазоне высоких частот (5–150 МГц) был продемонстрирован также в работах [9, 10].

Учет неоднородности плазмы — $d(H_0/n_0)/dx \neq 0$ (H_0 , n_0 — максимальная напряженность радиального магнитного поля и плотность плазмы; x — продольная координата) привел авторов работы [11] к заключению о возможности возбуждения дрейфовой неустойчивости с частотами $\omega_{ci} \ll \omega \ll (\omega_{ce}, \omega_{pe})$. Проведенные зондовые измерения плавающего потенциала в пристеночной плазме ксенона в SPT выявили зависимость АЧХ от величины магнитного поля. При $H < H_{opt} \approx 170 \text{ Э}$ (H_{opt} — поле, при котором были максимальными разрядный ток и ток ионов) — это последовательность кратных пиков с частотой первой гармоники $f = 2\text{--}5 \text{ МГц}$ и максимальной частотой $f_{max} \sim 15 \text{ МГц}$. Авторы идентифицировали эти колебания как азимутальные электронные дрейфовые волны. При $H > 170 \text{ Э}$ АЧХ — это одиночный широкий по частоте пик в том же диапазоне частот [11].

Что касается пролетных колебаний, то они нами также не будут рассматриваться при интерпретации результатов, так как спектры ионов по энергии в AAL широкие: от $\sim 50 \text{ эВ}$ до $\sim 1.2eU_d$ (U_d — разрядное напряжение), поэтому спектр частот колебаний, в рамках пролетной неустойчивости, оказывается сплошным, что не соответствует результатам экспериментов.

Плазменные ускорители с анодным слоем не нашли широкого применения как двигатели космических аппаратов, но повсеместно используются в качестве источников ионов в установках вакуумной очистки поверхности, ионного распыления с целью получения тонкопленочных объектов, точной доводки поверхностей, модификации поверхностных свойств материалов — для осуществления операций ионно-лучевых технологий. В нашем случае AAL является элементом макета плазмооптического масс-сепаратора — источником многокомпонентного пучка ионов. Колебания разрядного и ионного токов, очевидно, будут оказывать влияние на качество разделения ионов по массам, поэтому знать частоты и закономерности изменения АЧХ при вариации параметров разряда необходимо. Внешний катод — обычно плазменный источник электронов может вносить свой вклад в АЧХ $E \times B$ несамостоятельного разряда, поэтому в нашей работе он не применялся и в AAL реализован самостоятельный $E \times B$ -разряд.

В предлагаемой работе нами измерялись спектры электростатических колебаний плазмы самостоятельного аномального (растущая вольт-амперная характеристика) тлеющего $E \times B$ -разряда в плазменном ускорителе с анодным слоем на частотах 20 кГц — 30 МГц при изменении индукции неоднородного магнитного поля в широком диапазоне значений: радиальная (основная на оси разрядной камеры) компонента на аноде $B_{rA} \approx 200\text{--}1100 \text{ Гс}$; при этом на катоде AAL $B_{rk} \approx 800\text{--}4200 \text{ Гс}$. Напряжение разряда изменялось от 500 до 2000 В. Неон со скоростью напуска $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$ использовался как плазмообразующий газ. Результаты измерения спектров колебаний — АЧХ соотносились с измеренными в тех же режимах разряда распределениями ионов по энергии в диапазоне 50–1200 эВ и спектрами излучения плазмы в диапазоне длин волн 200–1100 нм.

2. УСТАНОВКА

Плазма генерировалась в AAL. На рис. 1а приведена схема области $E \times B$ -разряда в AAL. Магнитное поле в промежутке анод-катод создавалось с помощью двух аксиально расположенных внутри AAL катушек; на рис. 1б — пример распределения радиальной составляющей магнитного поля B_r вдоль оси разрядного промежутка.

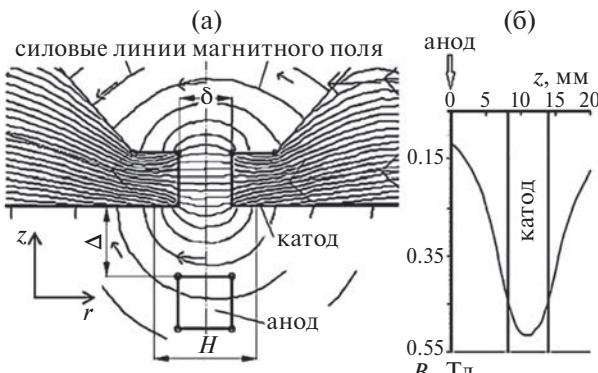


Рис. 1. Фрагмент конструкции ААЛ: $\delta = 6$ мм; $\Delta \approx 10$ мм; $H \approx 14$ мм — область эмиссии электронов с поверхности катода (а); $B_r = f(z)$ на оси разрядного промежутка (б).

3. ДИАГНОСТИКА

Исследование плазменных колебаний проводилось бесконтактно. Возмущение разрядного тока контролировалось по производной разрядного тока, которая измерялась с помощью экранированного индукционного датчика — пояса Роговского без интегрирующей цепочки, охватывающего вблизи анода цепь питания анод-катод ААЛ [12]. Принималось, что в случае гармонических колебаний, частоты колебаний тока и его производной одинаковые. Регистрировалась только переменная составляющая колебаний ионного тока — сигнал с коллектора ионов анализатора с задерживающим потенциалом (analyzer with retarding potential — RPA) [13] подавался на вход осциллографа через разделительный трансформатор. Оба сигнала регистрировались одновременно на разных каналах цифрового осциллографа на развертке 100 мкс/дел (разрешение по частоте 1 кГц) или 2.5 мкс/дел (разрешение по частоте 40 кГц). Пояс Роговского не искажает форму и частоту сигнала в диапазоне 25 кГц – 30 МГц. Ток ионов снимался с коллектора RPA, когда на его разделительной сетке потенциал был равен нулю, а на анализирующую сетку поддерживался потенциал –20 В. Разделительный трансформатор не искажает форму и частоту сигнала с 3 кГц до 30 МГц. Обработка сигналов с обоих датчиков проводилась в созданной нами программе, которая позволяет визуализировать на одной панели сигналы с двух каналов осциллографа, строить АЧХ (от одной до пяти) и сравнивать их между собой с возможностью определения для каждой точки АЧХ как частоту, так и амплитуду [14].

RPA устанавливался на выходе из катода ААЛ на оси разрядной камеры — регистрировал интегральные по длине разрядного промежутка распределения ионов по энергии. Анализирующее напряжение увеличивалось ступенчато с шагом 1–20 В с выдержкой на каждой ступени 10 мс (временное разрешение). Управление работой RPA осуществлялось аппаратно-программным комплексом [15].

Спектры излучения плазмы регистрировались с помощью спектрометра CCS200, оптоволоконный кабель которого устанавливался на выходе из катода ААЛ. Таким образом, регистрировал интегральный по длине разрядного промежутка спектр излучения. Разрешение CCS200 по длинам волн $\Delta\lambda = 1.1$ нм; спектры были интегральными по времени накопления оптического сигнала $\Delta t \sim 1$ с.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Колебания производной разрядного тока

Частоты f_{\max} колебаний разрядного тока, имеющие максимальные амплитуды, при магнитных полях 205 Гц $\leq B_{rA} \leq 650$ Гц были равны 160–280 кГц (рис. 2, кривая 1). Когда 720 Гц $\leq B_{rA} \leq 820$ Гц частота $f_{\max} \sim 4$ МГц, а когда $B_{rA} \geq 820$ Гц, колебания с максимальной амплитудой возвращаются к значениям 150–200 кГц.

Амплитудно-частотный спектр колебаний тока разряда состоит из набора многих частот. На рис. 3 (кривая 1) показана АЧХ сигнала с пояса Роговского

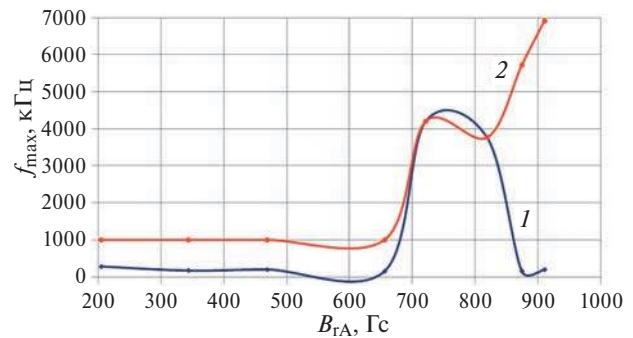


Рис. 2. Частоты, имеющие максимальные амплитуды; кривая 1 (синяя) — информация с пояса Роговского; 2 (красная) — с ионного датчика; $q_{Ne} = 100$ см³/мин, $U_d = 900$ В.

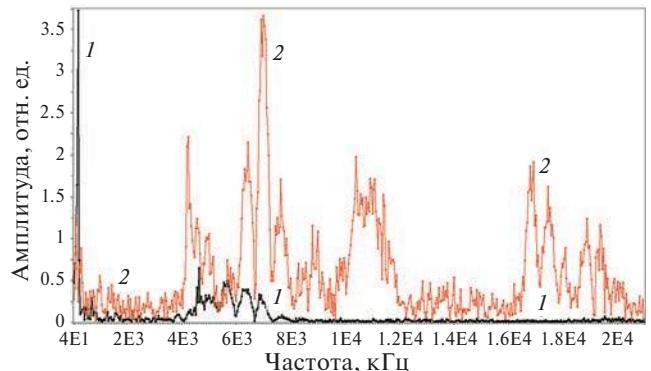


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики сигналов с пояса Роговского (кривая 1; черная) и коллектора ионов (кривая 2; красная). Численные значения амплитуд колебаний разрядного и ионного токов различные из-за разной природы и чувствительности используемых датчиков. $B_{rA} = 910$ Гц; $q_{Ne} = 100$ см³/мин, $U_d = 900$ В; расстояние между соседними точками АЧХ $\Delta f = 40$ кГц.

ского, на которой выделяются колебания с частотой 211 кГц (максимальная амплитуда), с амплитудой на порядок меньше с частотами ~400, 485, 723 кГц, кластер колебаний с частотами от 4.5 до 7 МГц, “следы” на частотах ~20 МГц. “Двухпучковость” АЧХ сохраняется при изменении B_{rA} в диапазоне 344–910 Гс с подрастанием амплитуды более низкочастотных колебаний примерно на порядок. АЧХ, показанная на рис. 3 (кривая I), построена по сигналам, на которых есть нерегуляр-

ные всплески высокочастотных колебаний, лучше различаемые на ионном сигнале (10–12 периодов колебаний) и проявляющиеся на сигнале с пояса Роговского (рис. 4а, б). Всплески колебаний могут иметь и регулярный характер (рис. 4в, г).

Изменение условий для $E \times B$ -разряда может приводить к исчезновению всплесков и появлению регулярного сигнала, АЧХ которого — это всплески выделенных (моно) частотах (рис. 5).

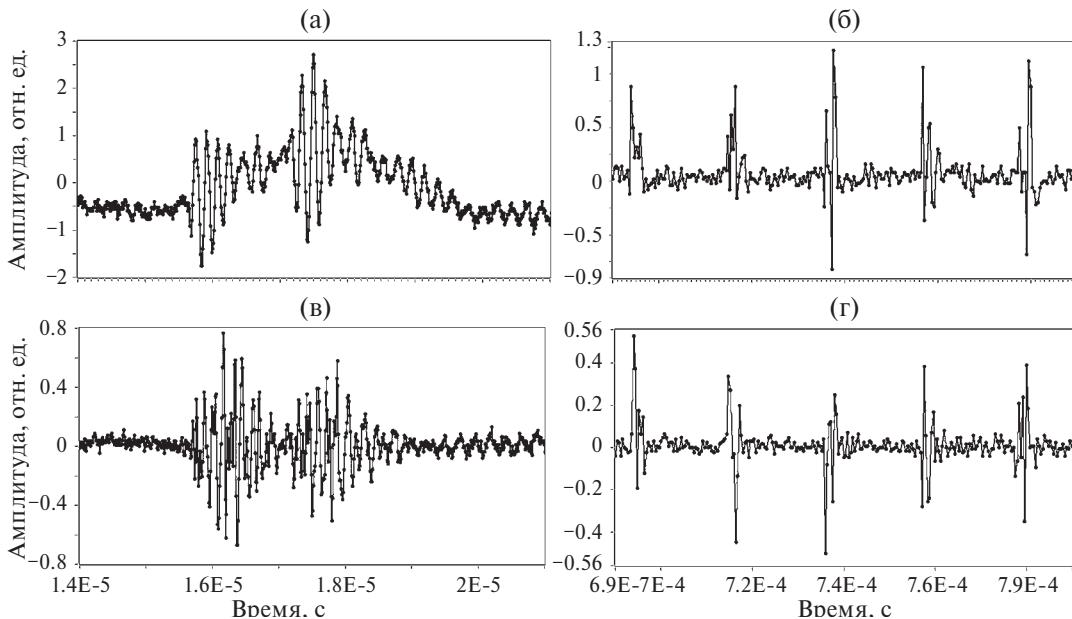


Рис. 4. Фрагменты осциллограмм сигналов с пояса Роговского (а, в) и датчика ионного тока (б, г): $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 900 \text{ В}$; $B_{rA} = 910 \text{ Гс}$ (а, б); $B_{rA} = 660 \text{ Гс}$ (в, г).

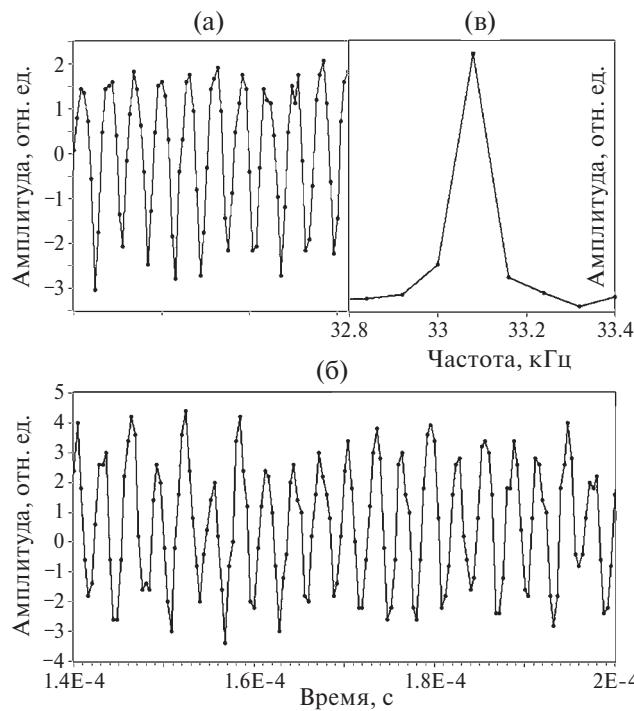


Рис. 5. Фрагменты осциллограмм регулярных сигналов с датчика ионного тока (а) и пояса Роговского (б); АЧХ-сигнала с ионного датчика (в); $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 1100 \text{ В}$, $B_{rA} = 720 \text{ Гс}$.

При небольших изменениях магнитного поля возможны “прыжковые” изменения АЧХ-колебаний разрядного тока, что иллюстрирует рис. 6. До $B_{rA} < 660$ Гс заметных колебаний тока разряда не было. При $B_{rA} = 660$ Гс появился пик на частоте $f_1 \approx 43$ кГц. Увеличение B_{rA} до 720 Гс привело к исчезновению колебаний на частоте f_1 и появлению колебаний на $f_2 \approx 331$ кГц. Следующим пороговым магнитным полем стало значение B_{rA} на 100 Гс большее, приведшее к исчезновению узких по частоте АЧХ и появлению широкого по частоте 150–220 кГц кластера колебаний. Кластерный характер колебаний разрядного тока сохраняется до 968 Гс (далее не было измерений) как для частот \sim сотен кГц, так и для частот $\sim 4\text{--}5$ МГц. Тонкая структура АЧХ хорошо различается для АЧХ-2 на рис. 6.

4.2. Колебания тока ионов

Характер изменения частоты, имеющей максимальную амплитуду, для индукционного токового и ионного сигналов при изменении магнитного поля (см. рис. 2), можно назвать одинаковым до $B_{rA} \approx 820$ Гс, а дальше f_{\max} ионного тока быстро нарастает, тогда как частота, имеющая максимальную амплитуду, для разрядного тока — падает. АЧХ ионного сигнала в области частот $f \geq 1$ МГц более “богатая” по сравнению с АЧХ колебаний разрядного тока. Так на рис. 3 (кривая 2) видны кластеры около частот 119, 320 кГц; 4.2; 5; 6.4; 7.6 МГц, которые, в определенной мере, соответствуют частотам колебаний разрядного тока, но кусты около 9; 10.4; 11; 16.8; 17; 18; 18.8; 19.3 МГц — колебания, к которым чувствительны только ионы.

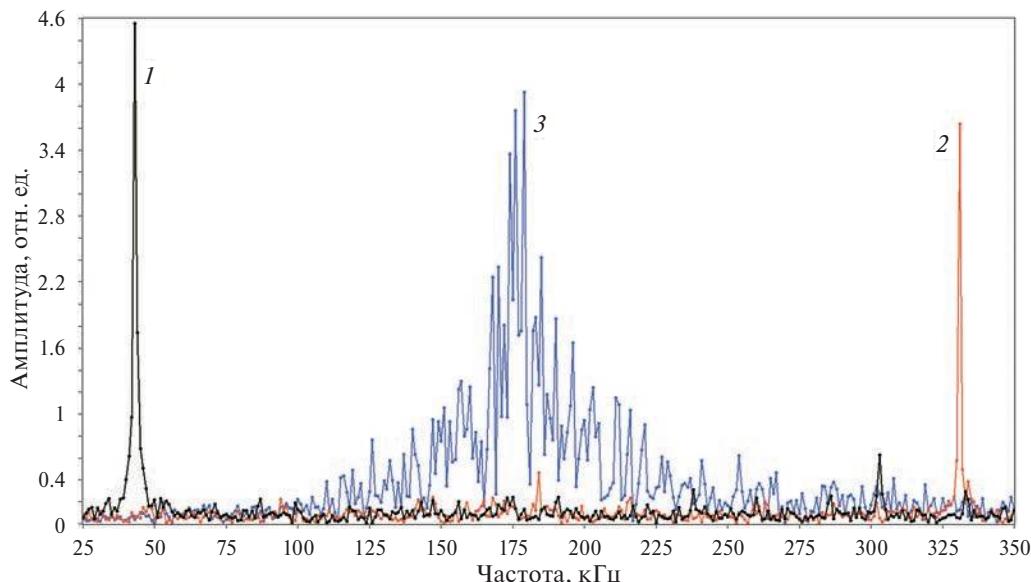


Рис. 6. АЧХ-сигнала с пояса Роговского: 1 (черный) $B_{1rA} = 660$ Гс; $f_1 \approx 43$ кГц; 2 (красный) $B_{2rA} = 720$ Гс; $f_2 \approx 331$ кГц; 3 (синий) $B_{1rA} = 820$ Гс; f_3 — куст 150–220 кГц с максимальной амплитудой на 179 кГц. $q_{Ne} = 100 \text{ см}^{-3}/\text{мин}$, $U_d = 1100$ В. Расстояние между соседними точками АЧХ составляет 1 кГц.

Эволюция видов сигналов с коллектора ионов (рис. 4б, 4г, 5а) определяет разнообразие АЧХ. На рис. 7 показаны пять АЧХ-колебаний тока ионов для $f \geq 4$ МГц при изменении B_{rA} от 470 до 870 Гс. Общие черты колебаний — это набор частот, кластеры, всплески на выделенных частотах как далеко от кустов, так и внутри кластера колебаний.

В области частот $f \leq 1$ МГц также видна определяющая роль магнитного поля в генерации колебаний ионного тока. Интересные события происходят при изменении магнитного поля от 660 до 720 Гс: выделенные пики колебаний 43 и 87 кГц (660 Гс) “превращаются” в пики на частотах 331 и 622 кГц (рис. 8, кривые АЧХ 1 и 2). А далее — за порогом 720 Гс до $B_{rA} \approx 910$ Гс явных ионных сигналов нет, причем разрядные токи при этом максимальные в серии (на рис. 8 кривые АЧХ 3 и 4).

5. СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ

Магнитное поле в зоне $E \times B$ -разряда AAL определяет изменение не только спектров электростатических колебаний плазмы, но и распределения ионов по энергии и спектры излучения плазмы. На рис. 9 приведены энергетические спектры ионов и плотность ионов (вставка), вычисленная по этим спектрам. Значительные изменения распределений происходят при переходе B_{rA} от 470 Гс (кривая 2; максимальная плотность ионов) к 660 Гс (кривая 3): падает амплитуда и подрастает примерно на 150 эВ наиболее вероятная энергия W . Этому соответствует спад плотности ионов (площади под кривой dI/dW) в 2.8 раза.

Для частот $f \geq 4$ МГц переход B_{rA} от 470 к 660 Гс приводит к генерации выделенных пиков колебаний тока ионов (см. рис. 7, кривые 2–4).

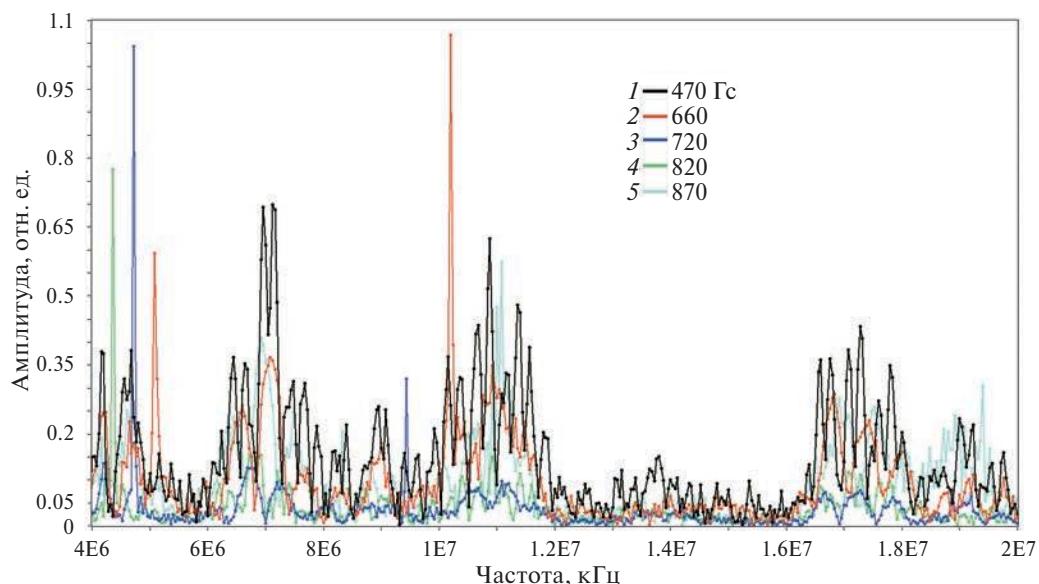


Рис. 7. Изменение АЧХ колебаний ионного тока при росте B_{rA} ; $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 1100 \text{ В}$. На катоде, соответственно, $B_{rK1} = 2070 \text{ Гс}$, $B_{rK2} = 2860 \text{ Гс}$, $B_{rK3} = 3200 \text{ Гс}$, $B_{rK4} = 3570 \text{ Гс}$, $B_{rK5} = 3830 \text{ Гс}$. Для лучшей визуализации амплитуды АЧХ умножены на разные коэффициенты.

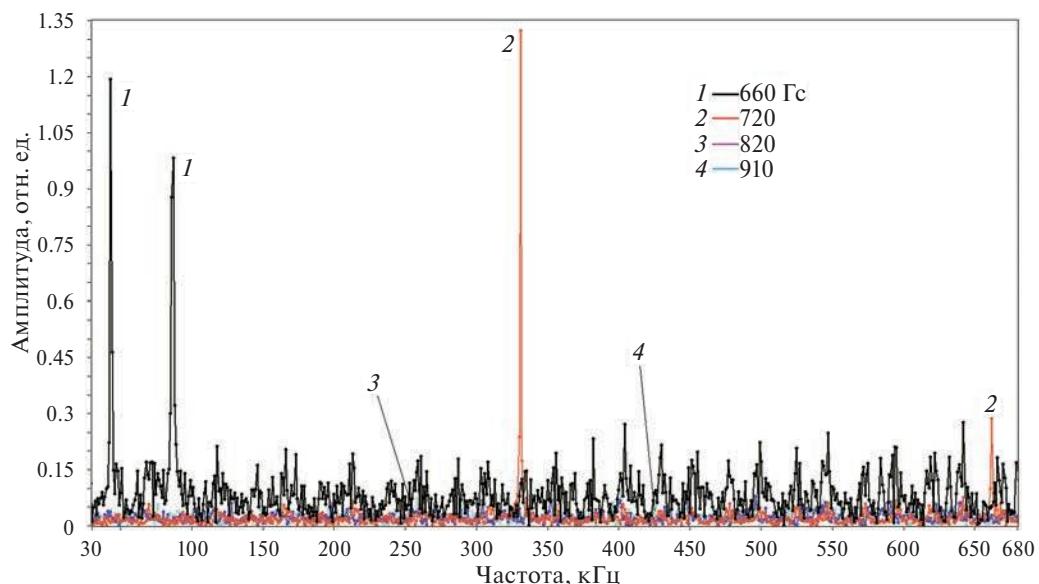


Рис. 8. Изменение АЧХ-колебаний ионного тока в килогерцовом диапазоне при росте B_{rA} ; $q_{Ne} = 100 \text{ см}^3/\text{мин}$, $U_d = 1100 \text{ В}$. Токи разряда равны 23 мА (1), 24 мА (2), 30 мА (3) и 32 мА (4). Амплитуда 1 умножена на 4.

При этом уровень колебаний в кустах изменяется слабо. В диапазоне 30–700 кГц при полях 660 и 720 Гс также наблюдаются одиночные всплески на “ионных” АЧХ (см. рис. 8, кривые 1, 2). Дальнейший рост B_{rA} приводит к исчезновению всплесков и спаду уровня колебаний (см. рис. 8, кривые 3, 4). При всех регистрируемых частотах наиболее ярко колебания ионов проявляются в МГц-диапазоне.

Как уже отмечалось, до $B_{rA} < 660 \text{ Гс}$ не регистрировались колебания тока разряда. При $B_{rA} \geq 660 \text{ Гс}$ они появились на различных выделенных частотах с последующим переходом к АЧХ типа “кластер” при 720 Гс. Кластерный характер АЧХ (не набор гармоник с кратными

частотами) отражает, по-видимому, интегральный характер сигнала как по азимутальному, так и по аксиальному направлениям всего разрядного промежутка, но с выделенной зоной раскачки колебаний.

Сравнение событий при переходе 470 Гс \rightarrow 660 Гс для распределений ионов по энергии и АЧХ ионных колебаний приводит к выводу о том, что спад плотности ионов определяется снижением эффективности ионизации нейтралов из-за уменьшения температуры электронов, которая контролируется, по-видимому, низкочастотными колебаниями. Электрон, в присутствии колебаний, уже не может оставаться на оптимальной для набора энергии в макроскопическом электрическом поле

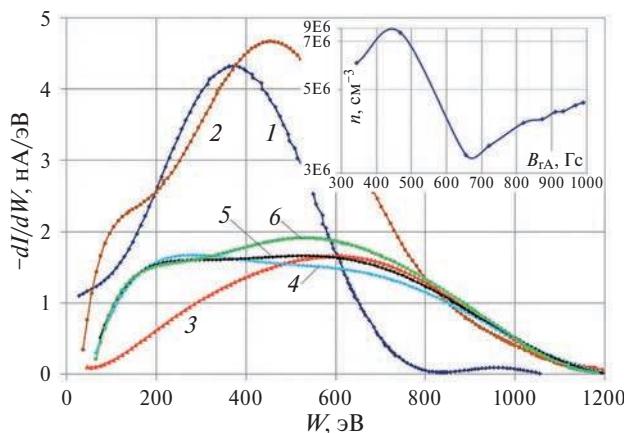


Рис. 9. Распределения ионов по энергии и плотность ионов (вставка): 1 — $B_{rA} = 340$; 2 — 470; 3 — 660; 4 — 820; 5 — 870; 6 — 910 Гс; $P = 1.2 \cdot 10^{-4}$ Торр, $U_d = 1200$ В, $q_{Ne} = 100$ см³/мин.

анод-катод траектории из-за рассеяния. На спектрах ионов по энергии 4–6 (рис. 9) видно уширение распределений в сторону низких энергий — нагрев ионов, что также совпадает с появлением колебаний на частотах 160–200 кГц, которые, можно предположить, и определяют данную трансформацию распределений. Такое предположение подтверждается оценкой длин волн λ азимутальных колебаний с фазовой скоростью $v_\phi = \omega/k = f\lambda$ ($\lambda = v_\phi/f$), обеспечивающих резонанс волна-ион, которые могут возбуждаться в плазме AAL. Например, для ионов неона с энергией $W = 500$ эВ и скоростью $v \approx 7 \cdot 10^4$ м/с при длине средней ($R = 9$ см) окружности разрядной камеры AAL $L \approx 0.56$ м, если $\lambda_{\max} = L$, то минимальная возбуждаемая резонансная частота $f_{\min} \approx 124$ кГц. Следовательно, в AAL колебания с $f \leq 1$ МГц можно отнести к азимутальным колебаниям.

В спектрах излучения плазмы новых линий возбужденных атомов при изменении магнитного поля не появляется. Изменяется лишь интенсивность линий аналогично изменению плотности ионов. Линий излучения возбужденных однозарядных ионов неона нет, что дает оценку верхней границы температуры электронов ~ 30 эВ (излучение ионов вблизи длины волны $\lambda = 376.733$ нм). Переход 470 Гс \rightarrow 660 Гс сопровождается заметным спадом интенсивности всех линий (рис. 10; скан с интерфейса Thorlabs OSA) в основном диапазоне излучения возбужденных атомов неона. Спектры получены при регистрации “в налетающем потоке”, когда интегрируется сигнал из разрядного промежутка и ближнего факела плазменного потока.

Измерения спектров излучения проводились и когда спектрометр был ориентирован поперек потока. Плазма на выходе из катода AAL еще достаточно плотная: отношение интенсивностей вдоль потока / поперек потока, например, для линии 640.1517 нм $I_{\text{B}}/I_{\text{P}} \approx 3$. В спектре “поперек” есть все линии, что и в спектре “вдоль”. Но соотношения интенсивности соседних линий в этих двух спектрах могут отличаться. Например, для линий 6438.5447 нм — 1 и 640.1435 нм — 2 вдоль потока $I_1/I_2 = 2.176$, а поперек потока — $I_1/I_2 = 1.684$. При росте магнитного поля от 720 до 820 Гс при регистрации вдоль потока происходит изменение длины волны излучения плазмы с максимальной амплитудой: 640.1399 нм (переход 18.726–20.663 эВ) \rightarrow 585.495 нм (переход 16.848–18.966 эВ). В то же время при регистрации поперек потока во всем диапазоне магнитных полей длина волны с максимальной амплитудой остается равной 640.139 нм. Изменение длины волны с максимальной амплитудой отражает изменения, происходящие внутри разрядного промежутка, а именно, спад температуры электронов T_e при больших магнитных по-

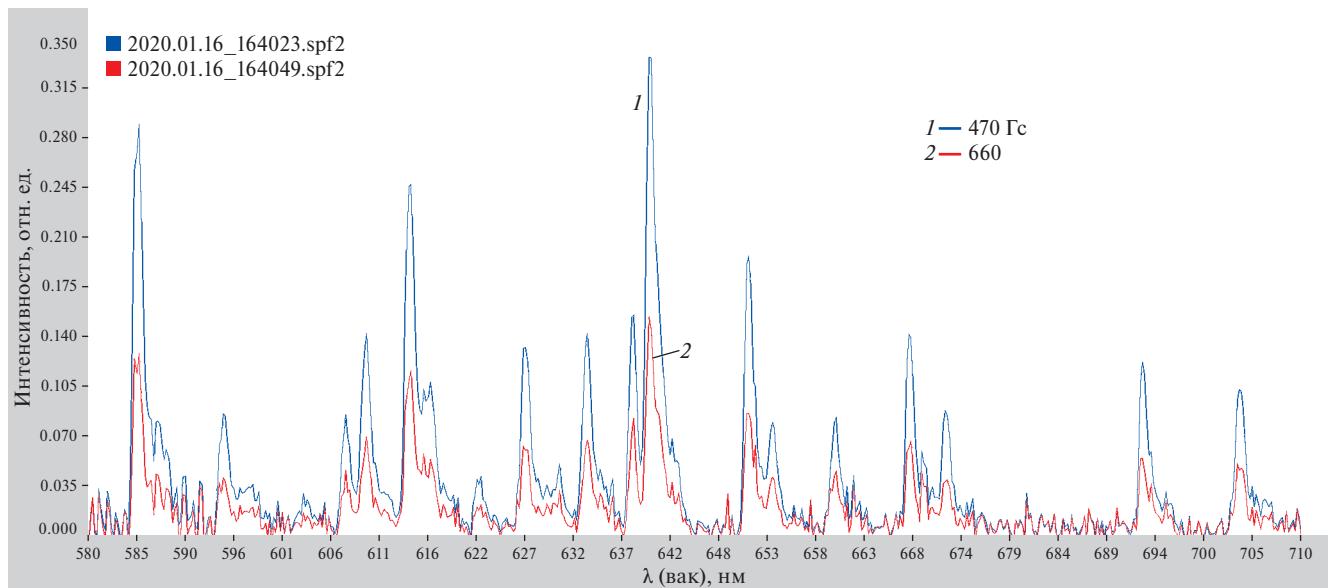


Рис. 10. Спектры излучения плазмы неона: $P = 1.2 \cdot 10^{-4}$ Торр, $U_d = 1200$ В, $q_{Ne} = 100$ см³/мин.

лях, что коррелирует с таким же выводом, полученным при совместном анализе АЧХ и распределений ионов по энергии. В ближнем факеле в спадающем по величине магнитном поле T_e восстанавливает свое значение.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дрейф замагниченных электронов относительно незамагниченных ионов в плазме $E \times B$ -разряда приводит к возбуждению широкого спектра колебаний при скоростях относительного движения $v_d \geq v_{Ti}$, где v_{Ti} — тепловая скорость ионов [16, 17], что для AAL выполняется всегда. Максимальная угловая частота колебаний соответствует $k_y v_d \approx \omega_{pe}$ [18] и составляет для условий нашего эксперимента при $v_d = 2.5 \cdot 10^5$ м/с и $n = 10^{13}$ м⁻³ величину порядка $\omega \leq 1.3 \cdot 10^6$ с⁻¹; $f \leq 2.1 \cdot 10^5$ с⁻¹. В работе [18] также было обнаружено, что узкие области существования электронной циклотронной дрейфовой неустойчивости (ECDI) разделены областями стабильности, а переходы от стабильности к неустойчивости происходят всякий раз, когда $k_y v_d = n\omega_{ce}$ (n — целое число). В нашем AAL это определяет длины волн ECDI азимутальных колебаний $\lambda = 1-10$ см ($n_1 = 1$; $n_2 = 10$), что много меньше длины L . Каждому резонансу соответствует определенное соотношение $k_y v_d / \omega_{pr}$, по которому можно понять, есть колебания, или нет — будет пик или впадина на зависимости $(\omega_r / \omega_{pe}) = \varphi(k_y v_d / \omega_p)$, и, когда есть, определить значение частоты колебаний. Если шаг пик–впадина взять равным $\Delta f \sim 0.1 k_y v_d / \omega_p$ (из рис. 2 цитируемой работы; точное сравнение невозможно, так как рис. 2 построен для $\omega / \omega_{pe} = 0.1$, а у нас $\omega / \omega_{pe} \sim 10^2$), то для диапазона генерируемых длин волн $\lambda = 10^{-5}$ м– L шаг $\Delta f \sim 1.6 \cdot 10^{11}-2.78 \cdot 10^6$ с⁻¹ — слишком большой для наших АЧХ. Поэтому скачки АЧХ разрядного тока на рис. 6 объяснить рассмотренным эффектом нельзя. Для длинноволновых колебаний с $\lambda \approx L$ (рис. 8) характерны расстояния между кластерами колебаний АЧХ тока ионов в несколько МГц, что вписывается в рамки модели, изложенной в работе [18]. Но нужна ее модификация, позволяющая объяснить кластерный характер колебаний. Можно заметить, что условие резонанса $k_y v_d = n\omega_{ce}$ дает связь длины волны колебаний с макроскопическими параметрами $E \times B$ -разряда $\lambda \sim Kn^{-1/2}E/B^2$, наиболее сильную, как видно из эксперимента, с величиной индукции магнитного поля (K — постоянная). Рост B должен приводить к появлению более коротковолновых высокочастотных колебаний, что мы и видим в эксперименте.

При наличии конечного волнового числа вдоль магнитного поля резонансное поведение слаживается, взаимодействие волна-частица приводит к расширению циклотронного резонанса. Более приемлемым кандидатом на неустойчивость, имеющую составляющую k_r вдоль B_r , является модифицированная двухпотоковая неустойчивость (MTSI) с максимальной амплитудой колебаний при $k_r \geq k_0$, где k_0 — азимутальный волновой вектор [19, 20]. Еще одним свойством MTSI, согласующимся с нашими результатами, является слабое, по сравнению с ECDI, уменьшение амплитуды колебаний в диапазоне длинных волн, соответствующих нашей области колебаний разрядного тока, при росте магнитного поля.

То, что в нашем эксперименте с ω_{ce} ω_{pi} могут раскачиваться колебания на частотах, кратных ионной плазменной частоте ω_{pi} с λ порядка дебавской электронной длины λ_D , которая изменяется в диапазоне 0.1–10 см, следует и из результатов работы [21]. Для неона при изменении n от 10^6 до 10^7 см⁻³ первая гармоника частоты азимутальных колебаний равна $\omega_{pi} = f_{pi} = 300-930$ кГц.

Как известно [17, 22], колебания, возбуждаемые в процессе раскачки ECDI, эффективно взаимодействуют с электронами, в частности, повышая их температуру. Но рост магнитного поля приводит к спаду амплитуд возмущенного электрического поля ECDI-волны, соответственно, к уменьшению вклада колебаний в энергию электронов. Для наших условий температура электронов не превышает величину ~ 31 эВ — минимальный потенциал возбуждения ионов. В спектрах излучения, приведенных на рис. 10, нет линий излучения возбужденных ионов, что говорит и о конечных возможностях ECDI в смысле нагрева электронов. Кроме того, увеличение индукции магнитного поля ведет к уменьшению длины волны колебаний — росту их частоты. Оба названных эффекта, качественно, наблюдаются в нашем эксперименте.

Из результатов работы [17] следует также эффективное взаимодействие ECDI-колебаний с ионами в плазме $E \times B$ -разряда: может наблюдаться сильная пространственная азимутальная модуляция плотности (до 70%) и энергии (до 100%) ионов. В цитируемой работе обнаружены колебания $\omega_E = 2\pi v_d/L$ заметной амплитуды, определяемые геометрией разрядной камеры L и дрейфовой скоростью v_d , с растущей от первой к третьей гармонике амплитудой. Оценка для наших условий вблизи катода ($B = 4$ кГс; $L = 0.565$ м) при $v_d = 2.5 \cdot 10^5$ м/с дает $\omega_{E1} \approx 2.8$ МГц, $\omega_{E2} \approx 2.6$ МГц, $\omega_{E3} \approx 8.4$ МГц — такие частоты колебаний наблюдаются при регистрации как тока разряда, так и тока ионов. Вблизи анода, соответственно, $\omega_{E1} \approx 28$, 56 и 84 МГц, что в эксперименте не наблюдалось, поэтому можно сделать вывод, что преимущественной областью

раскачки колебаний с частотами ω_E является прикатодная область — зона высоких значений магнитных полей.

Амплитуда возмущенного электрического поля большая и на частотах порядка нижнегибридной ω_{LH} . Для плазмы малой плотности (наш случай), когда $\omega_{He}/\omega_{pe} \sim 10^2$, нижнегибридная частота вычислялась по канонической формуле $\omega_{LH} = \sqrt{\omega_{Hi}\omega_{He}(1 + \omega_{Hi}^2/\omega_{pi}^2)/(1 + \omega_{He}^2/\omega_{pe}^2)}$ и при $B_{rA} = 340\text{--}990$ Гс, $n = 7.5 \cdot 10^6\text{--}5.38 \cdot 10^6$ см $^{-3}$ линейная нижнегибридная частота $f_{LH} = 126\text{--}109$ кГц. Такие колебания в основном были зарегистрированы для производной разрядного тока.

В неоднородном магнитном поле AAL на азимутальный дрейф электронов накладывается градиентный дрейф [23]; азимутальная модуляция будет рождать и модуляцию в аксиальном направлении.

Измерения колебаний полного (постоянная и переменная составляющие) разрядного тока I_d показывали модуляцию I_d до $\sim 90\%$ частотами f от 6 до 100 кГц. Об этом сообщалось в литературе для несамостоятельных $E \times B$ -разрядов (с внешним источником электронов поджигания, поддержания разряда и нейтрализации потока ионов в факеле) в SPT традиционной конструкции и цилиндрических [24, 25]. Изменение режимов колебаний происходило при изменении магнитного или электрического полей и скорости напуска рабочего газа. Причиной называли изменение конфигурации зоны ионизации, раскачуку ионизационной неустойчивости и нелинейное взаимодействие различных мод колебаний. При объяснении сильной модуляции тока разряда, на наш взгляд, недостаточное внимание уделялось взаимосвязи модуляции и эффективности поддержания разряда внешним источником электронов. Ионизационная неустойчивость в плазме самостоятельного разряда нашего AAL не наблюдается, так как степень ионизации неона не превышает 10^{-4} , т. е. выгорания нейтралов не происходит.

Так как ионы в AAL движутся исключительно аксиально от точки рождения к катоду, появляется желание увидеть в плазме AAL причину раскачки аксиальных колебаний электрического поля, которые могут взаимодействовать с ионами. Максимальную длину волны колебаний примем равной длине разрядного промежутка: $\lambda_{max} = d \approx 1$ см. Для оценки примем скорость ионов неона равной $v_{Ne} \approx 7 \cdot 10^4$ м/с, что соответствует энергии 500 эВ (см. рис. 9), которая при резонансе равна фазовой скорости колебаний $\omega_k = \omega\lambda/2\pi$. Тогда минимальная линейная частота продольных колебаний $f_{min} = 7 \cdot 10^6$ Гц — такие частоты нами регистрируются (см. рис. 7). Когда в разрядном промежутке укладывается 3λ , этому случаю сопоставим максимальную линейную частоту $f_{max} = 21 \cdot 10^6$ Гц, ко-

торая для режима рис. 8 также является верхней граничной частотой. Таким образом, для условий AAL при широком по энергии спектре ионов мы можем ожидать эффективное взаимодействие ионов с продольными колебаниями в диапазоне от нескольких МГц до ~ 30 МГц. В AAL есть возможность раскачки аксиальной неустойчивости потока незамагниченных ионов, возникающей из-за сдвига фазы в реакции электронов и ионов на квазинейтральное возмущение электрического поля [26]. Спектр длин волн у этой неустойчивости широкий: $\lambda \leq 2\rho_e$, где ларморовский радиус электронов для плазмы AAL (25 эВ, 1 кГс — середина разрядного промежутка) $\rho_e \approx 1.7 \times 10^{-3}$ м d . При учете эффектов диффузии с классической или аномальной частотой столкновений электронов в [26] показано, что в плазме возбуждаются моды с высокими частотами — до десятков ω_{LH} , что лежит в диапазоне полученных в эксперименте АЧХ (см. рис. 7). Наличие спектра равновесных скоростей ионовширяет диапазон неустойчивых частот, особенно сильно при $v_i \sim 10\rho_e\omega_{LH}$, которая для наших условий (25 эВ, 2 кГс) $v_i \approx 6 \cdot 10^4$ м/с, что примерно совпадает с использованной нами выше оценкой скорости $v_{Ne} \approx 7 \cdot 10^4$ м/с.

Всплесковая двойная структура сигналов с ионного датчика (см. рис. 4а, б) с “внутренним” периодом $T_1 \approx 5 \cdot 10^{-8}$ (частотой до 20 МГц) повторяется с периодом $T_2 \approx 10^{-7}$ с (см. рис. 4в, г). Сравнение низкочастотных сигналов с пояса Роговского (см. рис. 4а) и высокочастотных с ионного датчика (см. рис. 4б) позволяет говорить о различных типах колебаний, существующих в плазме AAL, следовательно, о разных причинах возникновения данных колебаний. ВЧ-колебания модулируют НЧ-колебания, и наоборот. В обсуждении мы уже рассмотрели два возможных кандидата. Остается неясной причина периодического затухания колебаний. В работе [26] показано, что наряду с сильным влиянием на частоту генерации колебаний, введение равновесной скорости ионов $v_i \sim 10\rho_e\omega_{LH}$ приводит к быстрому уменьшению инкремента колебаний с ростом длины волны. Поэтому низкочастотные колебания на АЧХ ионов должны быть менее заметными, что качественно соответствует экспериментальным данным. Режим “пик—впадина” для ВЧ-колебаний объяснить в рамках нахождения зоны генерации в одном месте (при фиксированных магнитном и электрическом полях и плотности плазмы) разрядного промежутка, по-видимому, нельзя, нужен другой подход. В работе авторов данной статьи [27] сообщалось о наблюдении стационарных ограниченных в пространстве (аксиальный размер порядка долей ρ_e) областей с большой аксиальной напряженностью электрического поля — одного или двух изомагнитных скачков потенциала, кото-

рые являются и генераторами скачков плотности ионов. На энергетических спектрах ионов это проявляется в виде всплесков функции распределения в узких энергетических диапазонах. Изомагнитные скачки “передвигаются” вверх или вниз по энергии, когда изменяется индукция магнитного поля. А в работе [26] вдоль разрядного канала обнаружена пространственная модуляция \tilde{n} плотности плазмы n_0 , приводящая к образованию квазипериодических волн с $\tilde{n}/n_0 \sim 1$ и характерным масштабом порядка нескольких ρ_e , которые также можно назвать движущимися изомагнитными скачками. В таких случаях, качественно, условия раскачки колебаний, чувствительные к величинам магнитного и электрического полей, плотности плазмы, могут нарушаться, что и будет приводить к срыву существовавших колебаний.

Практически аксиальные коротковолновые моды с частотами $\omega_{ci} \leq \omega \leq \omega_{ce}$ (ω_{ci} — ионная циклотронная частота) в области разряда SPT могут развиваться и в процессе развития градиентно-дрейфовой неустойчивости [28] при неоднородных профилях магнитного поля и плотности плазмы вдоль разрядного канала. Здесь условие развития неустойчивости определяется соотношением между градиентами индукции магнитного поля и плотности плазмы — разрядный промежуток может содержать зоны стабильного и неустойчивого горения разряда. Уровень колебаний при этом сильно зависит от соотношения k_x/k_y (x — вдоль оси; y — азимутальное направление), разном в разных точках камеры, так как k_x в ней изменяется примерно в 1.6 раза.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены одновременные измерения АЧХ-колебаний на частотах 20 кГц–30 МГц производной разрядного тока и ионного тока в плазме самостоятельного $E \times B$ -разряда в ускорителе с анодным слоем при изменении магнитного поля на аноде $B_{rA} = 205\text{--}1010$ Гс, на катоде — $B_{rK} = 800\text{--}4200$ Гс в условиях сильного магнитного поля. Регистрировались только переменные составляющие токов. Результаты измерения АЧХ анализировались совместно с измеренными в тех же режимах разряда распределениями ионов по энергии в диапазоне 50–1200 эВ и спектрами излучения плазмы в диапазоне длин волн 200–1100 нм.

Колебания имеют как регулярный характер, так и вид нерегулярных всплесков. Общими чертами АЧХ обоих токов являются набор из многих частот и, в основном, кластерный характер колебаний. При изменении B_{rA} от 660 Гс до 720 Гс происходит быстрый рост частоты колебаний, имеющих максимальную амплитуду, до частоты $f_{\max} \sim 4.5$ МГц, которая не изменяется до $B_{rA} \approx 820$ Гс. Индикаторами изменения режима раскачки колебаний при

изменении магнитного поля выступают отдельные мощные пики на выделенных частотах. В области низких частот (не более 1 МГц) можно выделить пороговое магнитное поле $B_{rA} \approx 720$ Гс, при котором происходят резкие броски АЧХ в сторону более высоких частот: колебания разрядного тока на частоте 43 кГц исчезают, но появляются колебания на 331 кГц; выделенные пики колебаний ионного тока на частотах 43 и 87 кГц также исчезают, но появляются всплески колебаний на частотах 331 и 622 кГц. При $B_{rA} \geq 720$ Гс АЧХ обоих токов имеют кластеры колебаний с некоторыми выделенными пиками.

АЧХ разрядного тока имеют меньшие примерно в 5 раз частоты колебаний f_{\max} , имеющие максимальную амплитуду, чем частоты колебаний тока ионов при $205 \leq B_{rA} \leq 660$ Гс. Когда B_{rA} становится больше 820 Гс, происходит резкий спад f_{\max} для АЧХ разрядного тока, но резкий рост f_{\max} для АЧХ-тока ионов.

Наблюдаемый спад интенсивности всех линий излучения возбужденных атомов неона при увеличении B_{rA} от 470 до 660 Гс можно связать с появлением электростатических колебаний разрядного и ионного токов. Кроме того, при этом регистрируется резкое уменьшение плотности ионов, происходящее из-за снижения эффективности ионизации нейтралов, что при постоянном рабочем давлении неона определяется спадом энергии электронов. Основной набор энергии электронами происходит при их движении вдоль стационарного электрического поля анод-катод. Колебания электрического поля уменьшают часть пути, проходимую электронами вдоль поля, отклоняя частицы на длине свободного пробега от оптимальной траектории, ограничивая конечную энергию. Увеличение же температуры электронов до величин $T_e > 30\text{--}35$ эВ при взаимодействии с колебаниями, не происходит.

Широкий спектр колебаний в плазме AAL говорит о выполнении в ней условий возбуждения различных неустойчивостей. Так, одной из возможных для объяснения колебаний разрядного тока с частотами $f \leq 200$ кГц может быть MTSI [19, 20], когда нет жесткого требования на чисто радиальное магнитное поле. Кроме соответствия по частоте, еще одним свойством MTSI, согласующимся с нашими результатами, является слабая чувствительность амплитуды колебаний к росту магнитного поля. Параметры ECDI азимутальных колебаний [17, 18] объясняют частоты колебаний тока ионов $f \leq 1$ МГц и появление коротковолновых высокочастотных колебаний с ростом магнитного поля.

Эффективно влиять на ионы могут продольные колебания с частотами от нескольких МГц до ~ 30 МГц, которые возбуждаются при развитии аксиальной неустойчивости потока незамагниченных ионов [26] и градиентно-дрейфовой неустой-

чивости [28]. Режим “пик–впадина” для колебаний с $f \geq 1$ МГц можно понять, если предположить, что в процессе измерений зона генерации колебаний или изменяла свое положение, перемещаясь в область с другими полями и плотностью, или в фиксированном месте изменялись поля и плотность плазмы. Такое объяснение не противоречиво, если в качестве областей с особыми изменениями параметров подразумевать изомагнитные скачки [27] или квазипериодические волны с $\tilde{n}/n_0 \sim 1$ и характерным масштабом порядка нескольких ρ_e [26], где условия раскачки колебаний, чувствительные к величинам магнитного и электрического полей, плотности плазмы, могут изменяться, что и будет приводить к срыву или возбуждению колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lashmore-Davies C.N., Martin T.J.* // Nucl. Fusion. 1973. V. 13. P. 193.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/13/2/007>
2. *Choueiri E. Y.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1411.
<https://doi.org/10.1063/1.1354644>
3. *Smolyakov A.I., Chapurin O., Frias W., Koshkarov O., Romadanov I., Tang T., Umansky M., Raitses Y., Kaganovich I.D., Lakhin V.P.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 014041.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/59/1/014041>
4. *Boeuf J.-P., Smolyakov A.* // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 050901.
<https://doi.org/10.1063/5.0145536>
5. *Morozov A.I., Esipchuk Y.V., Kapulkina A., Nevrovskii V., Smirnov V.A.* // Sov. Phys. Tech. Phys. 1972. V. 17. P. 482.
6. *Есипчук Ю.В., Морозов А.И., Тилинин Г.Н., Трофимов А.В.* // ЖТФ. 1973. Т. 43 С. 1466.
7. *Tilinin G.N.* // Sov. Phys. Tech. Phys. 1977. V. 22. P. 974.
8. *Litvak A.A., Raitses Y., Fisch N.J.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1701.
<https://doi.org/10.1063/1.1634564>
9. *Khmelevskoi I.A., Tomilin D.A.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. P. 563.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X20050050>
10. *Khmelevskoi I.A., Shashkov A.S., Kravchenko D.A., Tomilin D.A., Krivoruchko D.D.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. P. 627.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X20060033>
11. *Есипчук Ю.В., Тилинин Г.Н.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 718.
12. *Von W. Rogowski, Steinhaus W.* // Arch. Elektrotech. 1912. B. 1. Z. 141.
<https://doi.org/10.1007/BF01656479>
13. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., and Strokin N.A.* // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 053501.
<https://doi.org/10.1063/1.4920998>
14. *Riggin A.B., Strokin N.A.* // Свид. гос. рег. прогр. ЭВМ 2022683136. 01.12.2022.
15. *Bardakov V.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.V., Strokin N.A.* // Instrum. Exp. Tech. 2015. V. 58. P. 359.
<https://doi.org/10.1134/S0020441215030045>
16. *Sizonenko V.L. and Stepanov K.N.* // Nucl. Fusion. 1967. P. 131.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/7/2-3/007>
17. *Janhunen S., Smolyakov A., Chapurin O., Sydorenko D., Kaganovich I., Raitses Y.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 011608.
<https://doi.org/10.1063/1.5001206>
18. *Ducrocq A., Adam J.C., Heron A., Laval G.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 102111.
<https://doi.org/10.1063/1.2359718>
19. *Reza M., Faraji F., Knoll A.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 032120.
<https://doi.org/10.1063/5.0176581>
20. *Reza M., Faraji F., Knoll A.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 032121.
<https://doi.org/10.1063/5.0176586>
21. *Cavalier J., Lemoine N., Bonhomme G., Tsikata S., Honore C., Gresillon D.* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 082107.
<https://doi.org/10.1063/1.2359718>
22. *Smolyakov A., Zintel T., Couedel L., Sydorenko D., Umnov A., Sorokina E., Marusov N.* // Plasma Phys. Rep. 2020. V. 46. P. 496.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X20050086>
23. *Wong H.V.* // Phys. Fluids. 1970. V. 13. P. 757.
<https://doi.org/10.1063/1.1692983>
24. *Yamamoto N., Nakagawa T., Komurasaki K., Arakawa Y.* // 27 Int. Electric Propulsion Conf., Pasadena, 2001. IEPC-01-055.
25. *Polzin K.A., Sooby E.S., Raitses Y., Merino E., Fisch N.J.* // 31 Int. Electric Propulsion Conf., Ann Arbor, 2009. IEPC-2009-122.
26. *Koshkarov O., Smolyakov A.I., Romadanov I.V., Chapurin O., Umansky M.V., Raitses Y., Kaganovich I.D.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 011604.
<https://doi.org/10.1063/1.5017521>
27. *Strokin N.A., Kazantsev A.V., Bardakov V.M., Thang The Nguyen, Kuzmina A.S.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 073501.
<https://doi.org/10.1063/1.5093778>
28. *Marusov N.A., Sorokina E.A., Lakhin V.P., Ilgisonis V.I., Smolyakov A.I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 015002.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aae23d>

INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON SPECTRA OF ELECTROSTATIC OSCILLATIONS IN THE PLASMA OF THE $E \times B$ DISCHARGE

N. A. Strokin^{a,*}, and A. V. Rigin^{a,**}

^a*Irkutsk National Research Technical University, Irkutsk, 664074 Russia*

^{*}*e-mail: strokin85@inbox.ru*

^{**}*e-mail: arseniy.rigin@mail.ru*

Simultaneous measurements of the amplitude–frequency characteristics (AFCs) of oscillations of the derivative of the discharge current and the ion current at the frequencies of 20 kHz – 30 MHz in the plasma of a self-sustained $E \times B$ discharge in an accelerator with an anodic layer under conditions of a strong inhomogeneous magnetic field (the radial component is up to $B_{rC} = 4200$ G at the cathode; up to $B_{rA} = 1010$ G at the anode) have revealed both identical and different properties of oscillations of the derivative of discharge and ion currents. Common features are the discrete spectrum and, mainly, the cluster character of oscillations. The threshold magnetic field values of $B_{rA} = 660$ –720 G, at which there is a rapid increase in the frequency of oscillations having a maximum amplitude up to $f_{\max} \sim 4.5$ MHz, have been discovered. At the same time, there are jumps of the selected peaks of the amplitude–frequency characteristic from tens of kilohertz to hundreds of kilohertz in the frequency range of not higher than 1 MHz. The differences in the amplitude–frequency characteristics of the discharge current and ion current oscillations are the frequencies of discharge current oscillations with the maximum amplitude, which are ~ 5 times lower than those of the ion current at $205 \leq B_{rA} \leq 660$ G, sharp decay of f_{\max} for AFC of the discharge current, but sharp increase in f_{\max} for AFC of the ion current, when B_{rA} becomes larger than 820 G. The results of the measurement of characteristics are analyzed together with the plasma emission spectra in the wavelength range of 200–1100 nm and ion energy distributions in the range of 50–1200 eV measured in the same discharge modes. The possible origin of the generation of discharge and ion current oscillations during excitation of the modified two-stream and electron-cyclotron drift instabilities in the plasma of the $E \times B$ discharge for frequencies $f \leq 1$ MHz are discussed. At higher frequencies, the influence of the axial instability of the flow of non-magnetized ions on the energy ion distribution is analyzed.

Keywords: self-sustained discharge, crossed electric and magnetic fields, discharge current, ion current, electrostatic oscillations, amplitude–frequency characteristic

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВХОДНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ДВУХСТУПЕНЧАТОГО КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

© 2025 г. В. С. Чернышев^{a,*}, К. М. Гуторов^a, В. Л. Подковыров^a, А. А. Мамонов^a

^aГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”,
Троицк, Москва, Россия

*e-mail: chernyshev.valentin@triniti.ru

Поступила в редакцию 25.11.2024 г.

После доработки 13.01.2025 г.

Принята к публикации 15.01.2025 г.

В АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” в рамках федерального проекта “Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий” ведутся работы по созданию прототипа плазменного ракетного двигателя на основе двухступенчатого квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя с разделением процессов предварительной ионизации рабочего тела и окончательного формирования высокоскоростного потока. Определены разрядные характеристики входной ионизационной камеры при использовании водорода и гелия в качестве рабочего газа в актуальной области расхода 1.5–3 мг за импульс, на основе которых установлены рекомендуемые значения удельного энерговклада в диапазоне 2.2–2.6 кДж/мг для Н₂ и 1.2–1.6 кДж/мг для Не. Оценка температуры плазмы для водорода на уровне 0.8 эВ согласуется с измеренной скоростью плазменного потока 16 ± 3 км/с. Коэффициент преобразования вложенной электрической энергии в энергию плазменного потока составил 65% во всем исследованном диапазоне. Полученные результаты позволяют прогнозировать электроразрядные характеристики, потребности в охлаждении и скорость эрозии для первой ступени плазменного ракетного двигателя.

Ключевые слова: квазистационарный сильноточный плазменный ускоритель, плазменный ракетный двигатель

DOI: 10.31857/S0367292125010057, **EDN:** DWPHYG

1. ВВЕДЕНИЕ

В АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” в рамках реализации федерального проекта “Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий” ФП-3 комплексной программы “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года” [1] ведутся работы по созданию прототипа плазменного ракетного двигателя на основе квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя (КСПУ). Реализуется концепция двухступенчатого КСПУ с разделением процессов предварительной ионизации рабочего тела и окончательного формирования высокоскоростного потока. Основные принципы таких установок были разработаны А. И. Морозовым [2, 3], одной из их отличительных черт является наличие первой ионизирующей ступени — входного иони-

зационного блока, обычно состоящего из нескольких входных ионизационных камер (ВИК). Основная функция ВИК — полная ионизация инжектируемого газа и регулирование параметров плазмы на входе ускорительной ступени КСПУ. Численное моделирование ускорительного канала демонстрирует важность правильной подачи плазмы на вход [4–7] для избегания таких проблем, как нестационарность разряда [4, 5], неустойчивость ионизации [5, 6], неравномерность распределения тока на электродах, вплоть до появления токов обратного направления (токовых вихрей) [7]. Необходимо отметить отсутствие работ по сквозному моделированию сразу двух ступеней ускорителя. Известен подход с отдельным расчетом течения в ВИК и последующим использованием этих результатов как входных условий для ускорительной ступени [7]. Применение предварительной ионизации при создании прототипа плазменного ракетного двигателя позволяет разделить процессы иони-

зации и ускорения для их независимой оптимизации, что должно способствовать повышению эффективности двигателя и увеличению ресурса электродов. Использование водорода в качестве рабочего тела оправдано высокой энергетической эффективностью работы КСПУ на легких газах и целевым удельным импульсом в 100 км/с, при котором кинетическая энергия протона составляет 52 эВ, что не ниже 70% общей уносимой потоком энергии в пересчете на один ион.

Двухступенчатые КСПУ широко исследовались экспериментально в конце 80-х и начале 90-х годов прошлого века в рамках кооперации под руководством А. И. Морозова в филиале Курчатовского института (сейчас ТРИНИТИ) [8], ХФТИ (г. Харьков) [9–11], МАИ [12], МВТУ им. Н.Э. Баумана [13] и Институте молекулярной и атомной физики (г. Минск) [14]. В последующем двухступенчатая система активно исследовалась только в ХФТИ [11]. С помощью подобных двухступенчатых конфигураций были достигнуты высокие плотности плазмы (10^{21} – 10^{22} м $^{-3}$) и скорости выходного потока (10^4 – 10^5 м/с). В работе [10] представлены первые результаты эксплуатации подобных установок. В качестве обострителя мощности использовался индуктивный накопитель, а ВИК в количестве 6 штук применялись для обеспечения необходимой симметрии и параметров потока плазмы на входе в ускорительный канал. В ХФТИ [11] в то же время проводились исследования с похожей двухступенчатой установкой с четырьмя ВИК для ионизации газа и генерации плазменного потока со скоростью, обеспечивающей согласование работы двух ступеней ускорителя без нарушения регулярности течения плазмы. Были получены зависимости скорости от разрядного тока и массового расхода. Максимальная скорость, измеренная по времепролетному методу, достигала $7 \cdot 10^4$ м/с. При этом существовали режимы работы, в которых отсутствовал приэлектродный скачок потенциала. Данные по эрозии электродов ВИК приводятся в работе [10], где отмечается ее присутствие только при разрядном токе выше 60 кА.

Целенаправленного и подробного исследования работы ВИК, позволяющего выбрать режим

работы системы предварительной ионизации нового ускорителя, не было представлено ни в одном из литературных источников. Данные для анализа с различных установок требовалось приводить к единым анализируемым величинам. Актуальным значением для текущей работы по созданию прототипа плазменного ракетного двигателя является суммарный расход газа 6 мг при длительности токового импульса порядка 2 мс, что при использовании 4 ВИК в первой ступени дает значение мгновенного расхода 0.75 г/с в расчете на один ВИК. Минимальное значение удельного энерговклада в разряд можно принять за 1.3 кДж/мг, исходя из потенциала ионизации водорода, составляющего 13.6 эВ. В табл. 1 приведены характерные значения для первой ступени ускорителя, полученные на основе представленных в литературе экспериментальных данных: величина удельного энерговклада была “восстановлена” по имеющимся разрядным характеристикам (зависимостям тока и напряжения разряда), а мгновенный расход газа — по суммарному расходу и длительности импульса.

Из приведенных данных видно, что все работы проводились с существенно превышающими актуальные требования мгновенными расходами, а полная ионизация рабочего тела (водород) могла быть достигнута только в узких диапазонах экспериментальных условий. В этой связи необходимы исследования ВИК с требуемым мгновенным расходом рабочего тела и достижением достаточного для полной ионизации энерговклада. Данная работа посвящена исследованию режимов работы входной ионизационной камеры двухступенчатого квазистационарного плазменного ускорителя при использовании водорода и гелия в качестве рабочего газа с целью выявить условия полной ионизации рабочего тела, определить эффективность энерговклада в разряд и его верхнюю границу, обуславливаемую эрозией электродной системы.

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Конструкция исследуемой ВИК представляет собой коаксиальную электродную систему со стальным анодом диаметром 7 см и профилированным медным катодом с максимальным диаметром 5 см. Для подачи рабочего тела

Таблица 1. Характерные значения удельного энерговклада в разряд ВИК для водорода

Установка	Удельный энерговклад, кДж/мг	Расход газа, мг	Длительность импульса, мс	Мгновенный расход газа, г/с
КСПУ-П50 [8]	0.24	30.0	1.00	30.00
КСПУ-Х50 [9]	0.39–3.50	0.75	0.25	3.00
	0.04–0.57	5.00	0.25	20.00
КСПУ-Х50 [10]	0.07–3.07	0.45	0.24	1.88
	0.02–0.92	1.35	0.24	5.63

в межэлектродное пространство используется импульсный электромагнитный клапан. Питание разряда осуществляется от конденсаторной батареи емкостью 16 мФ с максимальным напряжением 5 кВ, заряжаемой в экспериментах с ВИК не выше 2.4 кВ. В цепь питания последовательно включена индуктивность 6 мГн для согласования формы токового импульса с формой газового импульса. Такая схема питания позволяет регулировать амплитуду тока в цепи разряда за счет изменения напряжения зарядки батареи. Остаточное давление в вакуумной камере составляет порядка 0.013 Па, общий объем камеры 6.5 м³. На рис. 1 представлена схема эксперимента с ВИК (электродная система выделена коричневым цветом) с указанием расположения ключевых диагностик.

Ток разряда и ток выноса измеряются с помощью поясов Роговского (соответственно правый и левый пояса на рис. 1), напряжение раз-

ряда измеряется с помощью резистивного делителя. Полная энергия, вынесенная плазменным потоком, измеряется с помощью медного калориметра [15]. Сбор света для спектральных диагностик производится посредством коллиматоров, установленных перпендикулярно направлению движения потока и вслед под углом 49.6°, как показано на рис. 1. Регистрируются обзорные спектры в выбранные промежутки времени разряда с длительностью накопления 11 мкс, а также ведется высокоскоростная регистрация линии H_α для определения скорости потока по доплеровскому сдвигу [16]. Визуальное наблюдение потока проводится с помощью высокоскоростной камеры Phantom 2512 с длительностью экспозиции кадра 1 мкс и типичной скоростью съемки 62 000 кадров/с. На рис. 2 представлен кадр, иллюстрирующий плазменный поток, выходящий из электродной системы и попадающий в калориметр.

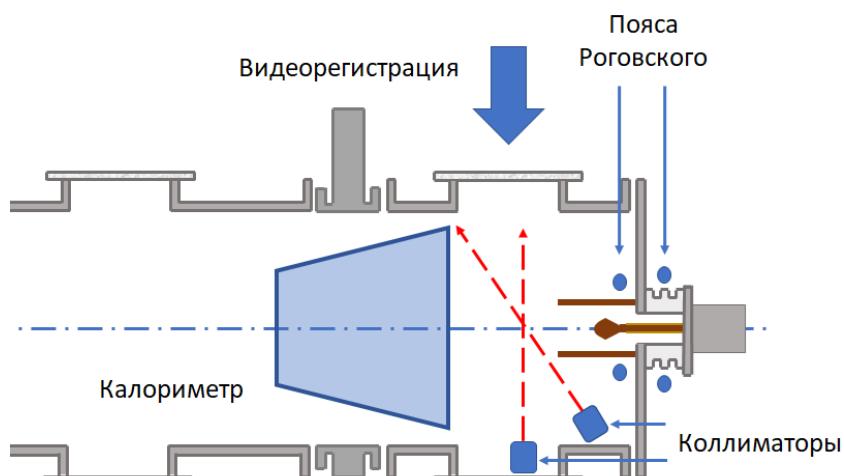


Рис. 1. Схема проведения экспериментов с входной ионизационной камерой.

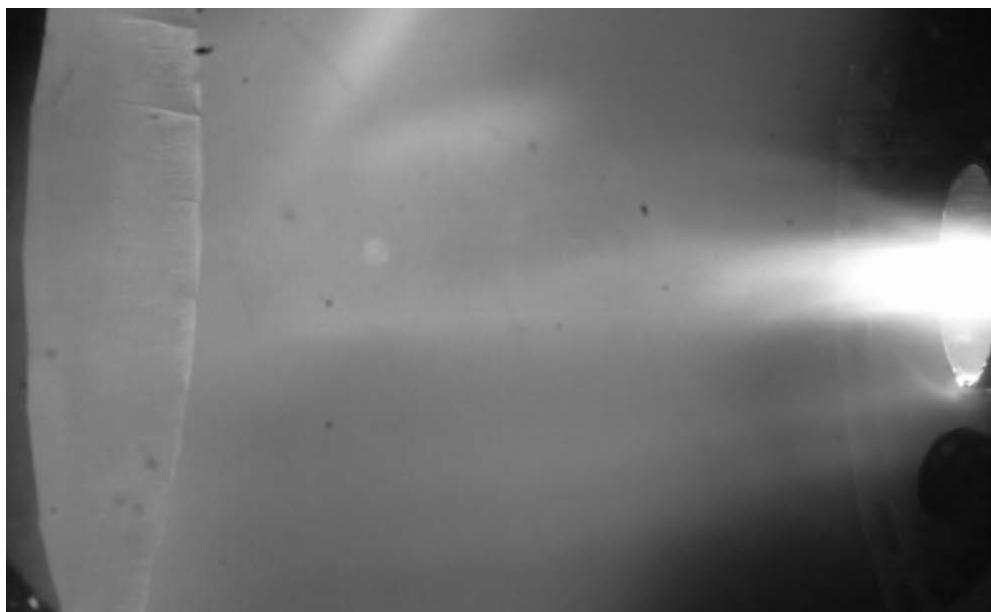


Рис. 2. Кадр с изображением плазменного потока, попадающего в калориметр.

Каждая серия экспериментов предваряется настройкой клапана для обеспечения необходимого расхода для каждого сорта газа. Мгновенный расход газа при срабатывании клапана определяется по значению динамического давления потока, измеряемого датчиком PIEZOTRONICS 113B28 в критическом сечении (наиболее узком месте электродной системы). Характерная зависимость давления от времени представлена на рис. 3 совместно с аналогичной зависимостью тока разряда, что иллюстрирует согласованность протекания тока с подачей газа в разряд. Полная длительность импульса близка к 2 мс. Интегральный массовый расход газа за импульс определяется в каждом пуске, исходя из перепада давления до и после пуска в отсекаемом от подающей линии буферном объеме перед клапаном.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проведены для двух плазмообразующих газов: H_2 и He . Расход газа варьировался в диапазоне от 1 до 4 мг. Диапазон варьирования напряжения на конденсаторной батарее питания разряда: 0.8–2.4 кВ.

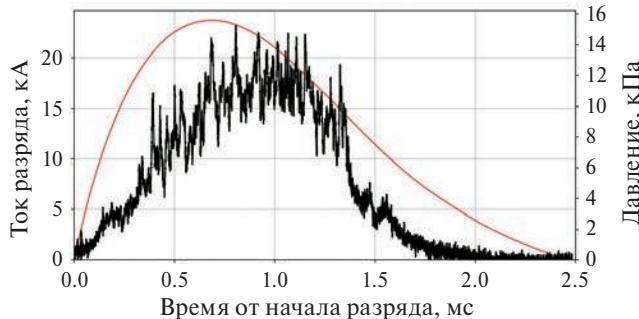


Рис. 3. Согласование профилей разрядного тока и динамического давления газа для водорода (для гелия зависимость имеет похожий вид).

Характерные профили разрядного тока и напряжения ВИК для водорода представлены на рис. 4, для гелия наблюдаются аналогичные характерные временные зависимости. Профиль тока определяется емкостью батареи и индуктивностью цепи питания. Профиль напряжения отражает параметры плазмы в разрядном промежутке при заданном токе. График эффективного сопротивления (отношение напряжения к току разряда) позволяет продемонстрировать квазистационарную фазу разряда — участок, где сопротивление можно считать постоянным. Видно, что большая часть разряда относится именно к квазистационарной фазе, а переходные процессы на старте и окончании занимают меньшую часть по длительности и, что важнее, по вложенной в это время энергии. Далее при построении зависимостей для всех величин (ток, напряжение, сопротивление) берутся значения в момент времени, соответствующий максимуму тока. Ток выноса — это ток, текущий между катодом и стенками вакуумной камеры вне основного разрядного промежутка и измеряемый поясом Роговского, размещенным вокруг анода. Ток выноса напрямую не вносит вклад в процессы ионизации и нагрева, происходящие в разрядном промежутке, поэтому при построении токовых зависимостей и при оценке напряжения на разряде учитывалась только протекающая в электродной системе часть разрядного тока (полный ток за вычетом тока выноса).

Вольт-амперные характеристики разряда приведены на рис. 5. Результаты получены в диапазоне тока от 5 до 35 кА, соответствующие значения напряжения разряда составили от 100 до 300 В. Относительная погрешность при измерении тока 2% (погрешность калибровки пояса Роговского) и 9% при измерении напряжения (определяется погрешностью выбора значения напряжения в максимуме)

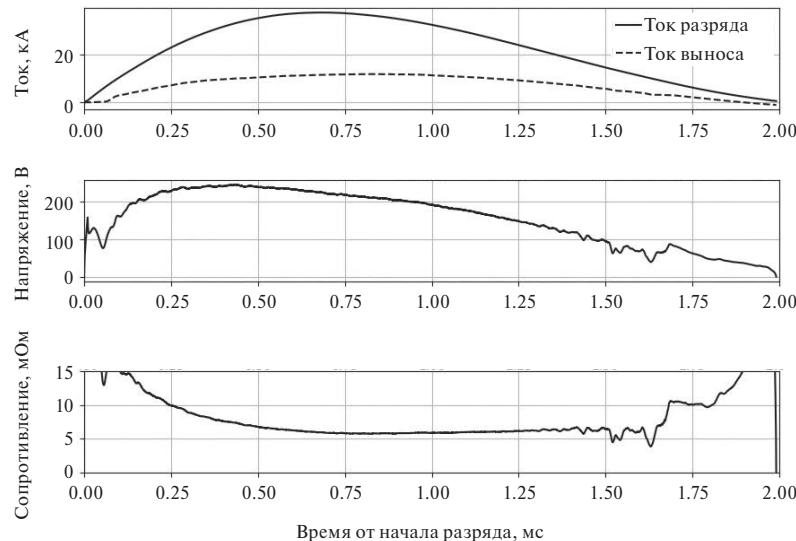


Рис. 4. Характерные временные зависимости тока разряда и тока выноса, напряжения и сопротивления разряда для водорода.

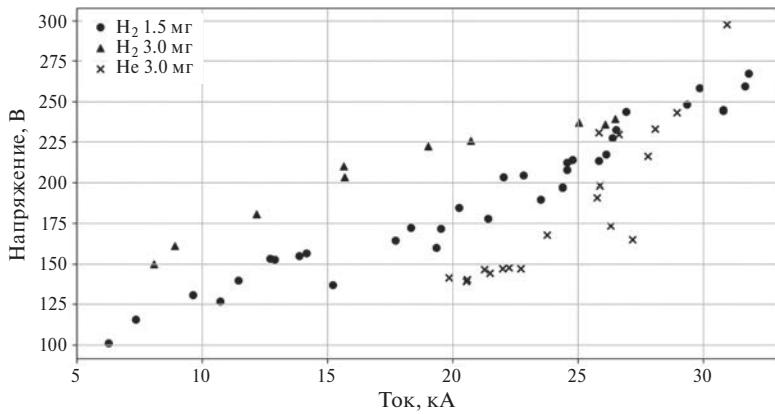


Рис. 5. Вольтамперные характеристики разряда для газов H_2 и He при расходах 1.5 и 3.0 мг.

ме тока). Линии зависимостей напряжения от тока для двух газов и двух расходов в области максимальных токов 25–35 кА приходят к единой прямой (рис. 5). Представленные результаты качественно согласуются с данными работы [17] в части того, что ВАХ более тяжелого газа лежит ниже, чем более легкого (в источнике H_2 и N_2) в диапазоне токов от 20 до 50 кА и расходах газа порядка 1.5 г/с. Для двух представленных значений расхода и представленного диапазона токов не наблюдался резкий рост напряжения разряда при увеличении тока, аналогичный литературным данным [17].

Для приведения результатов с разными массовыми расходами к единому параметру сравнения построена зависимость напряжения разряда от удельного энерговклада (рис. 6). Удельный энерговклад рассчитывается как отношение полной вложенной в разряд энергии Q_d к полному расходу газа в пуске. Q_d определяется интегрированием по произведению осциллограмм тока разряда I_d и напряжения разряда U_d

$$Q_d = \int_0^{\Delta t} I_d(t) U_d(t) dt, \quad (1)$$

где Δt — длительность разрядного импульса. Относительная погрешность при определении энерговклада составляла 3%.

Наиболее универсальной представляется зависимость сопротивления разряда от удельного энерговклада (рис. 7). Можно задаться минимальной энергией, необходимой для ионизации газа исходя из потенциала ионизации без учета КПД: 1.3 кДж/мг для H_2 и 0.59 кДж/мг для He . На рис. 7 прослеживаются участки снижения сопротивления при росте энерговклада и определяются моменты достижения минимума, соответствующие полной ионизации газа: 2.2–2.6 кДж/мг для H_2 и 1.2–1.6 кДж/мг для He . Для He наблюдается участок роста сопротивления, что связывается с увеличением скорости потока. Существенным является и факт независимости сопротивления от сорта газа и расхода при удельном энерговкладе выше 2.2 кДж/мг. Предполагается, что это может быть связано с эрозией электродов, приводящей к поступлению тяжелых частиц в плазму, что мешает дальнейшему росту скорости истечения потока. При полной энергии разряда выше 5 кДж тепловая нагрузка на катод может превышать порог плавления, составляющий для меди 0.7 МДж/м². Локальные следы оплавления действительно наблюдались на катоде. В эксперименте также наблюдалось увеличение интенсивности линий меди при высоком энерговкладе в разряд.

Калориметрия плазменного потока позволяет определить эффективность энергозатрат на создание плазмы. Экспериментально определяется ко-

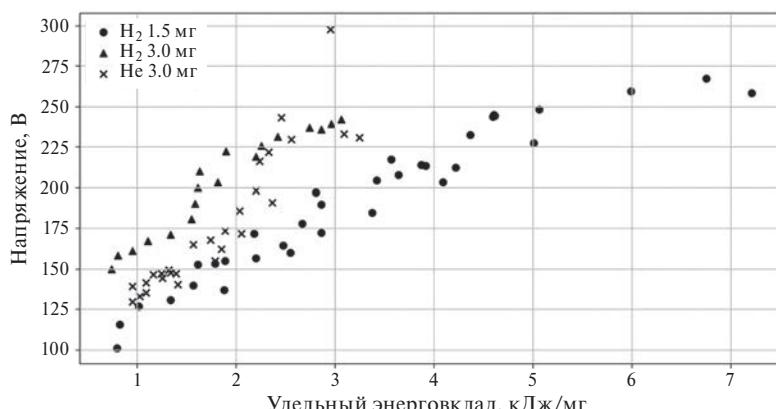


Рис. 6. Зависимость напряжения разряда от удельного энерговклада для газов H_2 и He при расходах 1.5 и 3.0 мг.

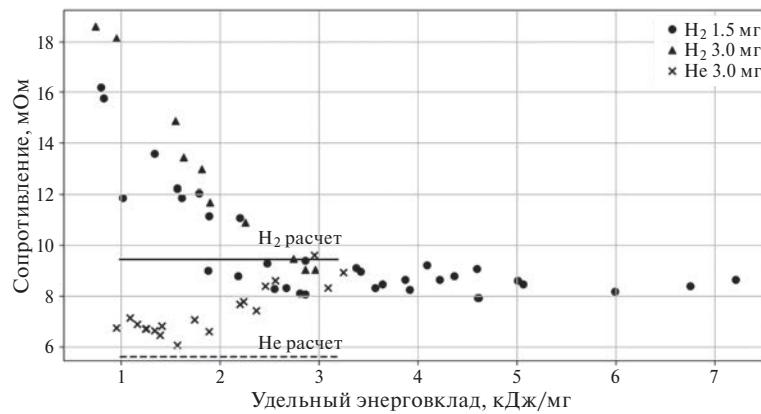


Рис. 7. Зависимость сопротивления разряда от удельного энерговклада для газов H₂ и Ne при расходах 1.5 и 3.0 мг. Горизонтальными линиями показано расчетное значение согласно "Оценке 2" из табл. 2.

коэффициент преобразования энергии — отношение полной энергии, зарегистрированной калориметром, к величине полной вложенной в разряд энергии Q_d . На рис. 8 приведена зависимость коэффициента преобразования энергии от полного энерговклада в разряд для водорода. Погрешность обусловлена неравномерностью остывания термопар (удара плазмы в конус калориметра), а также процедурой программной обработки. Медианное значение коэффициента составляет 0.65, что можно трактовать как энергетическую цену иона водорода на уровне 20 эВ/ион или необходимые затраты на ионизацию на уровне 2 кДж/мг. Указанный результат позволяет определить величину энергии, уходящей на нагрев конструкции ВИК при его ра-

боте, а также рассчитывать потребности в охлаждении.

Обзорный спектр плазменного потока для водорода (рис. 9) демонстрирует преимущественное свечение линий серии Бальмера, из примесей наиболее интенсивно свечение кислорода (неразрешенный триплет O I 777.2 / 777.4 / 777.5 нм на рисунке помечен центральной длиной волны), также можно обнаружить слабые линии меди (материал катода). Увеличение энерговклада в общем случае приводит к росту интенсивности H_β относительно H_α и увеличению свечения примесей.

Определение скорости плазменного потока осуществляется по величине доплеровского сдвига спектральной линии H_α при сборе излучения

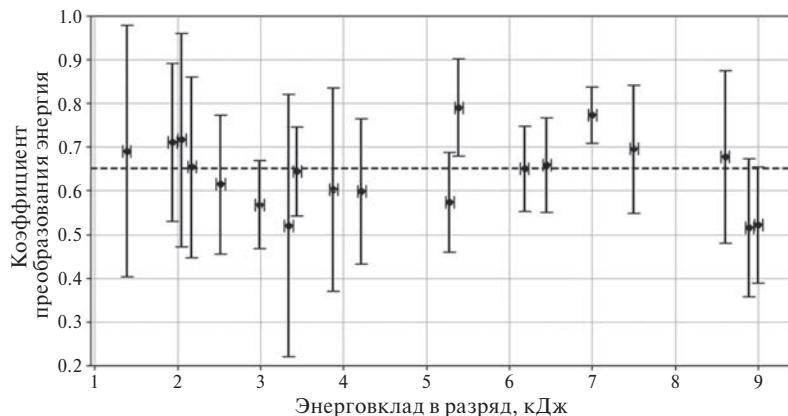


Рис. 8. Зависимость коэффициента преобразования энергии от полного энерговклада в разряд для водорода.

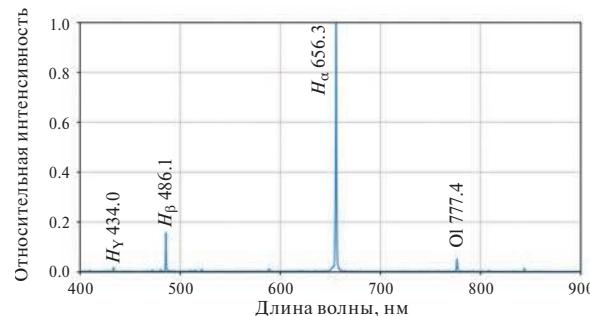


Рис. 9. Обзорный спектр плазменного потока для водорода.

потока коллиматорами, установленными для наблюдения перпендикулярно и вслед убегающему потоку. Подробно методика измерений описана в работе [16]. Характерная временная зависимость скорости для энерговклада выше 2 кДж/мг приведена на рис. 10. Средняя скорость составляет около 16 ± 3 км/с. Погрешность обусловлена точностью определения максимума линии при обработке достаточно широкого контура H_α . Наблюдаются провалы скорости в момент времени около 1.5 мс от начала разряда, что соответствует снижению мощности разряда примерно в 4 раза от максимальной.

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Напряжение разряда (а также эффективное сопротивление) можно оценить на основе геометрических размеров и параметров плазмы ВИК, используя закон Ома с учетом азимутального магнитного поля \mathbf{B} , радиального тока \mathbf{j} и продольной скорости плазмы \mathbf{u} [18] (рис. 11)

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{1}{c} [\mathbf{u} \times \mathbf{B}]. \quad (2)$$

Большая часть тока разряда протекает между электродами в слое плазмы шириной порядка 1 см за наиболее узким местом межэлектродного канала. Для оценки параметров плазмы можно задаться характерными величинами: температуры ионов и электронов равны $T_e = T_i = 1$ эВ, ток разряда $I = 20$ кА, расход водорода 3 мг за импульс, площадь поперечного сечения разрядного канала 30 см^2 . Средняя тепловая скорость ионов при этом составит $1.56 \cdot 10^4$ м/с, скорость электронов $6.7 \cdot 10^5$ м/с. Концентрация плазмы при вылете ионов со средней тепловой скоростью $n = 7.56 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Радиус Дебая $r_D = 2.7 \cdot 10^{-8}$ м. Длина и время кулоновского рассеяния электронов на ионах: $\lambda_{ei} = 1.14 \cdot 10^{-6}$ м, $t_{ei} = 1.9 \cdot 10^{-12}$ с. При столь малой длине пробега электрона справедливо предположение о равенстве электронной и ионной компонент температуры ($T_e = T_i$). Омическое сопротивление слоя плазмы 3.7 мОм, а со-

ответствующая омическая составляющая напряжения $U_r = 75$ В.

Движение плазмы в магнитном поле, генерируемом при протекании тока по электродам, приводит к разнонаправленному смещению ионов и электронов, увеличивающему напряжение между электродами. Индукция магнитного поля у катода $B_c = I/(2\pi r_c) = 0.25$ Тл, где r — радиус катода. При движении водородной плазмы со скоростью 15.6 км/с лоренцевская составляющая напряжения равна $U_{Lor} = 74$ В. Оценки параметра Холла для электронов и ионов дают $\chi_e = 0.15$ и $\chi_i = 8 \cdot 10^{-5}$ соответственно, что говорит об отсутствии замагниченности как для ионов, так и для электронов. Замагниченность электронов будет возможна при уменьшении плотности плазмы, например, при увеличении габаритов установки или использовании более тяжелого плазмообразующего газа.

Результаты оценки параметров разряда в H_2 и He для двух значений температуры плазмы, а также соответствующие экспериментальные результаты приведены в табл. 2. Выбраны два близких значения разрядного тока (26.5 кА для H_2 и 27.5 кА для He), соответствующие минимальным значениям эффективного сопротивления разряда. Для расчета омической составляющей напряжения U_r использована протекающая в электродной системе часть разрядного тока (полный ток за вычетом тока выноса), в расчете магнитного поля использован полный ток. “Оценка 1” выполнена для значения температуры, при которой должна достигаться полная ионизация в предположении термодинамического равновесия (т. е. в предположении применимости формулы Саха). Составляющая омического напряжения при этом оказывается больше лоренцевской составляющей, а полное эффективное сопротивление оказывается завышено в сравнении с экспериментальными данными. “Оценка 2” выполнена для значения температуры, подобранного для достижения равенства двух компонент напряжения, что должно соответствовать минимальному эффективному сопротивлению, которое оказывается близким по величине к экспериментальным

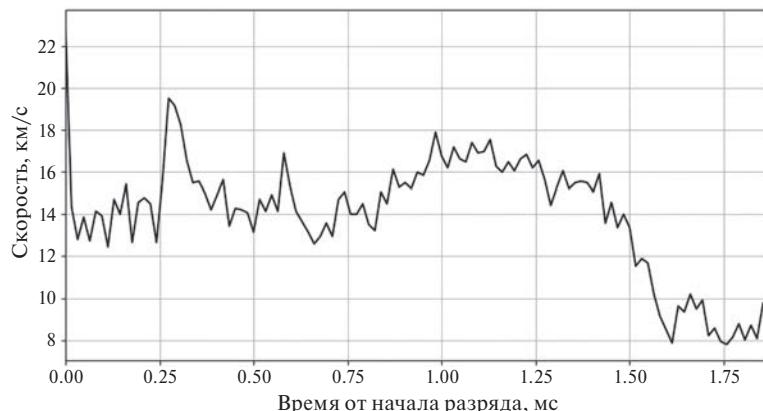


Рис. 10. Временная зависимость скорости плазменного потока.

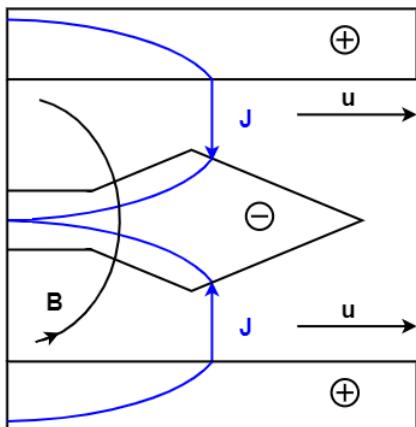


Рис. 11. Иллюстрация разряда в ВИК.

данным. Именно эти значения показаны линиями для расчетного сопротивления на рис. 7. Результаты измерения скорости потока также свидетельствуют о температуре плазмы, близкой к 1 эВ.

Баланс величин омической и лоренцевской составляющих напряжения сильно зависит от температуры плазмы. При низкой температуре омическая составляющая напряжения оказывается сильно больше лоренцевской, однако с ее ростом при росте энерговклада эта разница существенно снижается, поскольку $U_{Lor} \sim \sqrt{T}$, а $U_r \sim T^{-3/2}$. При достаточно высокой температуре или высокой скорости может наблюдаться ситуация, когда омическая составляющая ниже лоренцевской.

Эффективное сопротивление для гелия в рассмотренном диапазоне токов оказывается ниже, чем для водорода. Это обусловлено существенно меньшей скоростью истечения гелия — при той же температуре скорость меньше в 2 раза из-за разницы в массе в 4 раза, что отражается в отставании по величине лоренцевской компоненты $U_{Lor} \sim u_i \sim m_i^{-1/2}$ (95 В — H_2 и 52 В — He). Омическая составляющая, зависящая от массы ионов как $U_r \sim In(m_i)$ будет несколько выше по величине для гелия при равенстве температур (81 В — H_2 и 86 В — He). При увеличении массового расхода газа происходит увеличение полного напряжения из-за увеличения омической составляющей. Стоит отметить, что для дугового разряда величину при-

катодного падения потенциала можно оценить, как величину потенциала ионизации соответствующего газа. Таким образом, при катодное падение потенциала для водорода не превышает 13.6 В, а для гелия — 24.59 В, что увеличивает полное напряжение при работе с гелием.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определены разрядные характеристики входной ионизационной камеры двухступенчатого квазистационарного плазменного ускорителя при использовании водорода и гелия в качестве рабочего газа в актуальной для создания прототипа плазменного ракетного двигателя области расхода 1.5–3 мг за импульс. Использование индуктивности в цепи разряда позволило затянуть фронт нарастания тока и согласовать протекание тока разряда с динамикой поступления газа в межэлектродный промежуток.

Анализ поведения эффективного сопротивления разряда в зависимости от удельного энерговклада позволяет выявить характерные области перехода от состояния с преобладанием омической составляющей напряжения к состоянию с преобладанием лоренцевской составляющей. Оценка температуры плазмы в области минимума сопротивления для водорода на уровне 0.8 эВ согласуется с измеренной скоростью плазменного потока 16 ± 3 км/с. Низкое эффективное сопротивление для гелия по сравнению с водородом в области малых энерговкладов объясняется существенно меньшей скоростью истечения, приводящей к малому значению лоренцевской составляющей в напряжении разряда. При энерговкладе выше 2.6 кДж/мг наблюдается постоянство эффективного сопротивления с одним значением как для водорода, так и для гелия, а в спектре излучения разряда растет интенсивность линий примеси. Эти признаки свидетельствуют о поступлении паров материала катода в разряд, чего следует избегать. Представленные результаты позволяют рекомендовать работу ВИК с энерговкладом в диапазоне значений 2.2–2.6 кДж/мг для H_2 и 1.2–1.6 кДж/мг для He.

Данные калориметрии дают значение коэффициента преобразования вложенной электрической энергии в энергию плазменного потока 65%

Таблица 2. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для H_2 и He при мгновенном расходе 1.5 г/с

	H_2			He		
	Эксперимент	Оценка 1	Оценка 2	Эксперимент	Оценка 1	Оценка 2
I, A		26.5			27.5	
$T, \text{эВ}$	—	0.21	0.8	—	0.35	1.4
$U, \text{В}$	242	397	249	165	353	154
$U_r, \text{В}$	—	334	125	—	315	77
$U_{Lor}, \text{В}$	—	63	124	—	38	77
$R_{eff}, \text{мОм}$	9.1	15	9.4	6	12.8	5.6

во всем исследованном диапазоне. Полученные результаты позволяют прогнозировать электроразрядные характеристики, потребности в охлаждении и скорость эрозии для первой ступени плазменного ракетного двигателя на основе квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4к.241.09.23.1062 от 19.04.2023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильгисонис В.И., Ильин К.И., Новиков С.Г., Оленин Ю.А. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 963.
2. Морозов А.И. // УФН. 1990. Т. 160. С. 147.
3. Морозов А.И. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 131.
4. Kozlov A.N. // Phys. Fluids. 2022. V. 34. P. 104109. <https://doi.org/10.1063/5.0117298>
5. Kozlov A.N., Klimov N.S., Konovalov V.S., Podkovyrov V.L., Urlova R.V. // J. Phys.: Confer. Ser., 18th Internat. Workshop Magneto-Plasma Aerodynamics. 2019. Р. 012021. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012021>
6. Брушинский К.В., Морозов А.И. Вопросы теории плазмы. Вып. 8 / Под ред. М.А. Леоновича. М.: Госатомиздат, 1974. С. 88.
7. Брушинский К.В., Зaborов А.М., Козлов А.Н., Морозов А.И., Савельев В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 147.
8. Белан В.Г., Золотарев С.П., Левашов В.Ф., Майнашев В.С., Морозов А.И., Подковыров В.Л., Скворцов Ю.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 176.
9. Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Казаков О.Е., Морозов А.И., Павличенко О.С., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Тиаров М.А., Трубчанинов С.А., Царенко А.В., Чеботарев В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 158.
10. Стальцов В.В., Махлай В.А., Чеботарев В.В., Кулик Н.В. // Приборы и техника эксперимента. 2019. № 4. С. 73.
11. Гаркуша И.Е., Соляков Д.Г., Чеботарев В.В., Махлай В.А., Кулик Н.В. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 179.
12. Дьяконов Г.А., Тихонов В.Б. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 533.
13. Мастюков Е.Н., Мишанов А.В., Хвесюк В.И. // Тезисы докладов VII-ой Всесоюзной конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Харьков, 1989. С. 45.
14. Ананин С.И., Асташинский В.М., Баканович Г.И., Костюкевич Е.А., Кузьмицкий А.М., Маньковский А.А., Минько Л.Я., Морозов А.И. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 186.
15. Климов Н.С., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Kochnev D.M., Ярошевская А.Д., Урлова Р.В., Козлов А.Н., Коновалов В.С. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. С. 52. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-3-52-63>
16. Yaroshevskaia A.D., Gutovskii K.M., Podkovyrov V.L., Litvinenko Yu.I. // Plasma Phys. Rep. 2024. V. 50. P. 689. <https://doi.org/10.1134/S1063780X24600634>
17. Ковров П.Е., Шубин А.П. Физика и применение плазменных ускорителей / Под ред. А.И. Морозова. Минск: Наука и техника, 1974. С. 78.
18. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Вопросы теории плазмы. Вып. 8 / Под ред. М.А. Леоновича. М.: Госатомиздат, 1974. С. 3.

INVESTIGATION OF THE INPUT IONIZATION CHAMBER OF A TWO-STAGE PLASMA ACCELERATOR

V. S. Chernyshev^{a,*}, K. M. Gutorov^a, V. L. Podkowyrov^a and A. A. Mamonov^a

^a*Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow, 108840 Russia*

*e-mail: chernyshev.valentin@triniti.ru

Within the framework of the federal project “Development of controlled fusion technologies and innovative plasma technologies”, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research (TRINITI) is working on the creation of a prototype plasma rocket thruster based on a two-stage quasi-stationary high-current plasma accelerator where the processes of propellant preliminary ionization and final high-speed flow formation are separated. The discharge characteristics of the input ionization chamber were determined when using hydrogen and helium as a propellant in the relevant flow range of 1.5–3 mg per pulse, on the basis of which recommended values of specific energy input in the range of 2.2–2.6 kJ/mg for H₂ and 1.2–1.6 kJ/mg for He were established. The plasma temperature estimation for hydrogen at 0.8 eV is consistent with the measured plasma flow velocity of 16 ± 3 km/s. The conversion coefficient of the input electrical energy into the plasma flow energy was 65% in the entire studied range. The results obtained make it possible to predict the electrical discharge characteristics, cooling requirements and erosion rate for the first stage of a plasma rocket thruster.

Keywords: quasi-stationary high-current plasma accelerator, plasma rocket thruster

ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПРЕПЛАЗМЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ

© 2025 г. С. И. Глазырин^{a,b,*}, М. А. Ракитина^a, А. В. Брантов^{a,b}

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

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

*e-mail: glazyrin@itep.ru

Поступила в редакцию 04.11.2024 г.

После доработки 28.11.2024 г.

Принята к публикации 10.12.2024 г.

Рассматриваются вопросы моделирования разлета мишени под действием наносекундного лазерного импульса с целью характеризации плазменного факела на облучаемой стороне и изучения возможности его использования для эффективного ускорения заряженных частиц мощным коротким лазерным импульсом. Показано, как заложенные в гидродинамических расчетах различные физические модели влияют на результаты моделирования.

Ключевые слова: ускорение частиц, преплазма, гидродинамическое моделирование, уравнения состояния

DOI: 10.31857/S0367292125010066, **EDN:** DWRXOO

1. ВВЕДЕНИЕ

Короткие лазерные импульсы с релятивистской интенсивностью позволяют эффективно ускорять электроны и ионы плазменной мишени до высоких энергий, что открывает перспективы создания компактных ускорителей заряженных частиц, имеющих широкий круг практических применений [1–4]. Набираемые энергии и количество ускоренных частиц определяются помимо параметров самого лазерного импульса характеристиками используемых мишеней, их структурой и плотностью. Для получения пучков электронов с максимальными энергиями наиболее выгодно использовать низкоплотные газы, позволяющие ускорять сравнительно небольшие по заряду (типично на уровне десяток-сотен пикокулон) пучки электронов до энергий вплоть до 10 ГэВ [5]. Увеличение числа электронов с высокими энергиями возможно при использовании более плотных мишеней с плотностями порядка критической плотности (для длины волны 1 мкм, критическая плотность составляет $1.1 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Именно такие мишени позволяют добиться рекордных значений конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных электронов [6, 7]. Вместе с тем создание мишеней с необходимой оптимальной плотностью и размерами для наиболее эффективного ускорения электронов (а затем и ионов), все еще представляется сложной задачей, для решения которой используются аэрогели, предварительно го-

могенизированные пенные мишени [6], кластерные и структурированные мишени.

Один из наиболее простых способов манипулирования свойствами мишени состоит в создании протяженной преплазмы на облучаемой стороне мишени наносекундным предымпульсом, который предшествует основному короткому импульсу, или синхронизированным дополнительным импульсом. Несмотря на высокий контраст современных лазерных систем (он доходит до значений $\sim 10^{10}$), пикивая интенсивность настолько высока, что даже при таком контрасте потоки в предымпульсе оказываются достаточными для формирования плазмы, что может повышать эффективность ускорения частиц. Иногда оказывается, что пониженный контраст без значительных изменений пиковых значений интенсивности или оптимальная задержка между основным и дополнительным импульсами [8] приводят к более эффективному плазмообразованию и, соответственно, ускорению электронов. Существуют экспериментальные работы, предсказывающие существование оптимального градиента на фронте облучаемой мишени для ускорения ионов [9]. Таким образом, плазменный факел, формируемый под действием наносекундного импульса/предымпульса, позволяет более эффективно ускорять заряженные частицы, и моделирование его образования является необходимой составной частью оптимизации процесса ускорения.

Как правило, разлет мишени под действием наносекундных лазерных импульсов описывается в рамках гидродинамического подхода. В этом случае лазер является внешним источником энергии, который полностью отвечает за создание плазменной короны: он формирует и разогревает плазму, повышает в ней давление, градиент которого и вызывает разлет мишени. Несколько физических эффектов играют большую роль на этой стадии: столкновительный теплоперенос, ионизация, а также свойства вещества. В рамках гидродинамического подхода последнее описывается с помощью уравнения состояния и радиационных свойств веществ (пробегов излучения). При относительно низких интенсивностях ($\lesssim 10^{13}$ Вт/см²), которые рассматриваются в данной работе, перенос излучения не играет существенной роли, поэтому им можно пренебречь. Уравнение состояния, с другой стороны, является определяющим при описании динамики разлета мишени. Требуется широкодиапазонное уравнение состояния, так как вещество при лазерном облучении проходит через различные состояния. Исходно холодная мишень при комнатной температуре имеет нормальную твердотельную плотность. Такое состояние сохраняется для части мишени и после начала лазерного облучения, которое испаряет облучаемую часть мишени, формируя горячую область низкой плотности, плазменную лазерную корону, разогреваемую лазерным импульсом, либо тепловым потоком из области лазерного поглощения. Эта горячая область низкой плотности хорошо описывается уравнением состояния идеальной плазмы (с учетом переменной степени ионизации). Соответственно, присутствует и переходная область, которая имеет среднюю плотность и также разогрета. В работе будут рассмотрены два варианта уравнения состояния: широкодиапазонное и для идеальной плазмы, сравнение результатов расчетов с которыми позволит показать, к каким неточностям приводит использование уравнение состояния, применимое в первую очередь для плазменной короны. Формирование преплазмы от наносекундного импульса, который затем сменялся пико и фемтосекундными импульсами, рассматривалось в работах [10, 11] в одномерном приближении. В данной работе моделирование проводится в RZ-геометрии с симметрией относительно оси распространения лазерного импульса, что позволяет полноценно учитывать многомерные эффекты гидродинамики.

Помимо свойств вещества на формирование преплазмы оказывает влияние и эффективность поглощения лазерного импульса, зависящая от его интенсивности и длительности. Взаимодействие лазерного излучения с веществом определяется диэлектрической проницаемостью, в которой вклады отдельных эффектов зависят от состояния, в котором находится вещество. В данной работе рассмат-

ривается наносекундный лазерный импульс с интенсивностью порядка или более 10¹² Вт/см². При таких высоких интенсивностях уже на фронте импульса на пикосекундных масштабах происходит быстрое плазмообразование распространяющейся тепловой волной, и основное лазерное излучение взаимодействует с горячей плазменной мишенью, поглощение в которой определяется обратнотормозным нагревом при столкновениях электронов с ионами. Конечно, на начальной стадии облучения, когда сохраняется структура вещества, важен учет и электрон-фононных столкновений [12, 13], и аккуратное описание переходов между разными фазами вещества, учитывающее в том числе возможные метастабильные состояния [14]. Более того, корректное описание диэлектрической проницаемости в широком диапазоне температур для разных состояний вещества мишени является определяющим для моделирования воздействия на мишень фемтосекундных и даже пикосекундных лазерных импульсов [15, 16]. Для таких коротких импульсов могут возникать и дополнительные эффекты, связанные с неравновесным распределением электронов вследствие ионизации [17–20], приводящие к особенностям поглощения лазерного излучения. Однако для рассматриваемого в работе наносекундного лазерного импульса, основное формирование плазменной короны происходит на временах, превышающих характерные столкновительные времена, когда электроны и ионы разлетающейся плазмы находятся в равновесных состояниях, а процессы на малых временах перекрываются по влиянию плазменными процессами. При этом грубая оценка влияния поглощения на начальной стадии взаимодействия была сделана путем небольшой модификации частоты столкновений в модели поглощения при низких температурах.

Одна из целей данной статьи состоит в сравнении динамики разлета мишеней при различных уравнениях состояния, что позволяет показать важность учета холодной компоненты уравнения состояния. В работе проверяется, насколько различные приближения (одномерность расчетов, упрощенное уравнение состояния) влияют на свойства формирующейся преплазмы. Также в работе исследовано влияние короткого всплеска лазерной интенсивности, приходящего на этапе существования развитой плазменной короны, на ее дальнейшую динамику. Эта простая постановка моделирует эффект быстрого нарастания интенсивности в фемтосекундных импульсах.

2. МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ФОРМИРОВАНИЯ ПРЕПЛАЗМЫ

Формирование преплазмы происходит на характерных временах теплового разлета плазмы — порядка нескольких наносекунд. Такие времена

значительно превышают время столкновений между частицами, поэтому динамика может быть описана гидродинамической моделью. Исключение составляет происходящий на временах порядка времени столкновений обмен энергии между электронами и ионами в низкоплотной среде, поэтому модель должна учитывать разницу их температур. Этот эффект усиливается за счет того, что лазерное излучение разогревает электронную компоненту. Часть лазерного излучения отражается, оставшаяся поглощается и в дальнейшем перераспределяется с помощью теплового потока, что требует учета теплопереноса (доминирующим механизмом является электронный теплоперенос). Система уравнений имеет вид

$$\partial_t \rho + \partial_j (\rho v_j) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t (\rho v_k) + \partial_j (\rho v_k v_j) + \partial_k (p_e + p_i) = 0, \quad (2)$$

$$\partial_t (\rho e_e) + \partial_j (\rho v_j e_e) + p_e \partial_j v_j = Q_{las} + Q_{ei} - \partial_j q_j^{(e)}, \quad (3)$$

$$\partial_t (\rho e_i) + \partial_j (\rho v_j e_i) + p_i \partial_j v_j = -Q_{ei}. \quad (4)$$

Здесь ρ , v_i — плотность и скорость среды, $p_{e,i}$, $e_{e,i}$, $T_{e,i}$ — давление, внутренняя энергия и температура электронов (ионов) соответственно; Q_{las} — лазерное энерговыделение, Q_{ei} — столкновительный обмен энергией между электронами и ионами, $q^{(e)}$ — электронный тепловой поток. Детали гидродинамической модели можно найти в работе [21]. В расчетах используется модифицированная классическая модель теплопроводности с коэффициентом теплопроводности, отвечающим горячей плазме [22], с введением ограничения теплового потока, соответствующего свободному движению электронов с коэффициентом ограничения равным $f = 0.15$. Было проверено, что для рассматриваемых параметров коэффициент ограничения не влияет на полученные результаты. При этом наличие теплопроводности важно для переноса энергии из области лазерного поглощения в плотную область мишени. Коэффициент электрон-ионного обмена определяется электрон-ионными столкновениями [22]. В области лазерного поглощения на протяжении всего действия лазерного излучения (несколько наносекунд) наблюдается отличие электронной и ионной температуры, поэтому учет этого эффекта необходим в нашей модели. В области с плотностями выше критической плотности частота столкновений растет (из-за роста плотности и падения температуры) и температуры электронов и ионов выравниваются.

Данная система решается в авторском многомерном численном коде FRONT, разрабатываемом для задач физики плазмы. Расчеты проводятся на эйлеровой сетке, численная схема для уравнений гидродинамики построена на основе схемы годуновского типа. Для учета дополнительных физических эффектов используется расщепление по физическим процессам, обменные члены

и теплоперенос рассчитываются с помощью полностью неявной численной схемы, что позволяет проводить устойчивые расчеты при любых временах электрон-ионных столкновений и коэффициентах теплопроводности. Код является хорошо параллеленным, но представленные ниже расчеты не являются особо ресурсоемкими и требуют около 200 процессорочасов.

В расчетах ниже будем считать, что лазерное излучение падает на мишень под нормальным углом, а также пренебрежем эффектами рефракции. В этом случае задача о распространении излучения упрощается — лучи движутся по прямой траектории до критической электронной плотности и потом в обратном направлении. Основное энерговыделение происходит около критической плотности, поэтому такое приближение допустимо. Для описания поглощения и распространения лазерного излучения решается уравнение для интенсивности, которое интегрируется вдоль траектории луча

$$\frac{dI}{dl} = -kI. \quad (5)$$

Здесь I — интенсивность лазерного излучения в луче, k — коэффициент поглощения. Первичная ионизация среды и, соответственно, поглощение определяется многофотонными процессами и описывается теорией Келдыша [23]. Однако ионизация полем происходит на временах меньше нескольких пикосекунд, составляющих малую часть длительности импульса, и потери лазерного излучения на ионизацию пренебрежимо малы, что позволяет пренебречь данным эффектом. Основным механизмом поглощения при рассматриваемых интенсивностях $10^{12}–10^{13}$ Вт/см² является обратнотормозное поглощение, что определяет вид коэффициента k [12, 13, 24], вычисляемого с использованием мнимой части диэлектрической проницаемости, для которой используется модель Друде.

Рассмотрим особенности уравнений состояния мишени. Из-за двухтемпературной модели для электронов и ионов требуется свое уравнение состояния. Сначала рассмотрим наиболее простой вариант уравнения состояния — идеальную плазму с переменным зарядовым составом. В этом случае давление пропорционально концентрации частиц каждого типа

$$p_e = n_e k_B T_e, \quad p_i = n_i k_B T_i. \quad (6)$$

Согласно уравнениям (2)–(4), движение среды определяется градиентом полного давления, а отдельные компоненты давления необходимы для расчетов изменения внутренней энергии соответствующей компоненты. Плотность энергии в случае идеальной плазмы имеет вид: $\rho e_e = 1.5n_e k_B T_e$, $\rho e_i = 1.5n_i k_B T_i$. Основные ионизационные процессы в рассматриваемых условиях связаны со столкновениями, поэтому ионизационное равновесие

описывается уравнением Саха [25]. Полная ионная концентрация имеет вид

$$n_i = \sum_{\alpha} \sum_{\beta=0}^{Z_{\alpha,\max}} n_{\alpha,\beta}, \quad (7)$$

где $n_{\alpha,\beta}$ — концентрация ионов с зарядом β элемента типа α ($Z_{\alpha,\max}$ — заряд ядра элемента), а сумма берется по всем элементам и зарядам ионов. Электронная концентрация записывается в виде

$$n_e = \sum_{\alpha} \sum_{\beta=1}^{Z_{\alpha,\max}} \beta n_{\alpha,\beta}. \quad (8)$$

Как указывалось выше, такое уравнение состояния хорошо работает для плазмы низкой плотности, т. е. с плотностью значительно ниже твердотельной ρ_0 для данного вещества (у алюминия $\rho_0 = 2.7 \text{ г}/\text{см}^3$). В то же время оно не позволяет описать особенности поведения вещества около ρ_0 , что приводит к ошибочной динамике твердотельной мишени.

Для построения уравнения состояния, которое применимо как к твердотельной фазе, так и к низкоплотной короне, воспользуемся подходом, предложенным в работе [26]. Электронная компонента описывается с помощью модели Томаса–Ферми, которая учитывает вырождение электронов при высокой плотности, а также переходит в модель идеальной плазмы при низкой плотности и высокой температуре. Ионизацияное состояние рассчитывается в этой модели согласованно с решением задачи о распределении электронов. Его значение близко к значению, которое выдает модель Саха. Для ионной компоненты используется модель Кована, которая предлагает интерполяционные выражения для свободной энергии ионов с учетом трех фаз: твердотельной, жидкой и газовой. Переход между этими фазами задается с помощью температуры плавления и температуры Дебая, для которых также представлены эмпирические зависимости от плотности. Ионное давление не зависит от ионизационного состояния, поэтому такая интерполяция достаточна. Эти две модели дополняются полуэмпирической поправкой на энергию связи, что позволяет получить атмосферное давление при нормальной плотности вещества и комнатной температуре. Поправка определяется модулем объемного сжатия при нормальных условиях. Такая модель хорошо описывает ударноволновое сжатие веществ, что подтверждается сравнением с экспериментальными данными. Кроме этого, при низких плотностях и высоких температурах она предсказывает результаты близкие к модели идеальной плазмы с переменной ионизацией (рис. 1), поэтому должна корректно описывать и расширение плазмы при высокой температуре (что происходит при лазерном облучении). Данное уравнение состояния численно реализовано в виде модуля к гид-

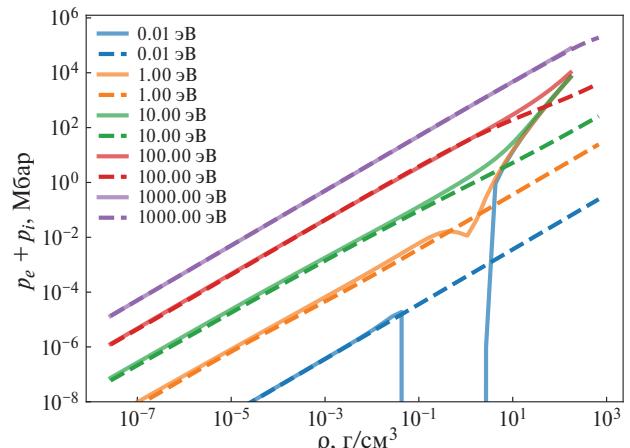


Рис. 1. Сравнение изотерм полного давления для уравнения состояния QEOS (сплошные кривые) и идеальной плазмы (штриховые кривые) для алюминия.

родинамическому коду. С его помощью насчитываются табличные данные, которые потом применяются в расчетах. Для построения уравнения состояния алюминия используются следующие параметры: $Z = 13$, $A = 26.98$, нормальная плотность вещества $\rho_0 = 2.7 \text{ г}/\text{см}^3$, модуль объемного сжатия $B = 76 \text{ ГПа}$. Такое уравнение состояния с учетом эффектов вырождения будет основным в расчетах (назовем его, как и авторы статьи [26], QEOS). Изотермы полного давления для такой модели в сравнении с моделью идеальной плазмы представлены на рис. 1.

3. РАСЧЕТЫ ДИНАМИКИ МИШЕНИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Рассмотрим разлет алюминиевой пластины толщиной $h = 6 \text{ мкм}$, которая облучается лазерным импульсом с постоянной по времени интенсивностью (рис. 2). Характерное время нарастания интенсивности в расчетах составляет 20 пс, и она выходит на плато к моменту времени 100 пс. Длительность импульса во всех расчетах $\tau = 3 \text{ нс}$. Лазерное излучение падает по нормали к поверхности мишени. Из-за симметрии задачи расчет проводится в цилиндрической геометрии RZ (с симметрией по углу ϕ), что позволяет полноценно учесть трехмерный разлет плазмы.

Определим как Z ось, вдоль которой распространяется лазерное излучение. Так как мы рассматриваем динамику, которую создает предимпульс острофокусированного короткого импульса, то радиус фокусировки предимпульса остается таким же малым. Таким образом, пространственный профиль входящего лазерного импульса зададим как

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_l^2}\right), \quad r^2 = x^2 + y^2. \quad (9)$$

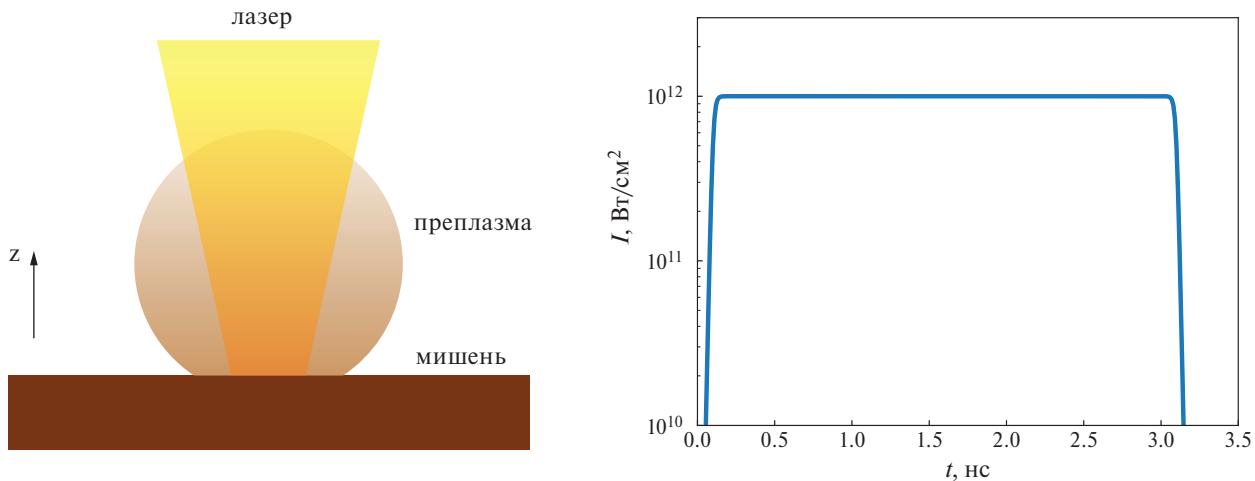


Рис. 2. Геометрия расчета и временной профиль лазерного импульса.

Здесь I_0 — интенсивность в центре импульса, η — радиус фокусировки, в расчетах будем использовать значение $\eta = 4$ мкм. Используемый численный код не позволяет работать с вакуумными состояниями, поэтому область вокруг мишени заполняется веществом с низкой плотностью $\rho_{low} = 10^{-5}$ г/см³ (с таким же уравнением состояния, как и используется для описания мишени). Эта величина достаточна мала, чтобы ее значение не влияло на дальнейшую динамику системы. В начальный момент времени во всей расчетной области задается нормальное однородное давление (1 атм), что соответствует для нормальной плотности алюминия комнатной начальной температуре для используемого уравнения состояния QEoS.

Согласно модели Томаса–Ферми, средний заряд алюминия при нормальных условиях составляет $Z = 2.4$. При таком среднем заряде формально концентрация электронов получается выше критической, что приводит к поглощению лазерного излучения через обратнотормозной механизм на передней поверхности мишени. Разогретое на границе вещество быстро превращается в плазму и разлетается от мишени, формируя плазменную корону.

За времена порядка 100 пс, когда на мишень приходит максимальная интенсивность облучаемого лазерного импульса, температура в области поглощения поднимается до ~ 100 эВ (для интенсивности наносекундного импульса 10^{12} Вт/см² время нагрева до 100 эВ составляет 150 пс, а для интенсивности 10^{13} Вт/см² — 90 пс). Именно эта температура определяет характерную скорость разлета короны формируемой плазмы, $2c_s/(\gamma - 1) \sim 100$ км/с, где c_s — скорость звука в короне, пропорциональная корню из температуры $c_s \propto T^{1/2}$. Заметим, что после выхода интенсивности падающего излучения на плато, температура меняется слабо. За времена порядка 300 пс горячая плазма успевает разлететься навстречу лазерному

импульсу, заполняя практически всю расчетную область. Отметим, что полученная в расчетах гидродинамическая скорость разлета оказывается значительно меньше скорости разлета бесстолкновительной плазмы в вакуум [27], согласно которой скорость фронта разлетающегося факела растет со временем, $v_f \simeq 2c_s \ln(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1})$, где $\tau = \omega_{ph} t / \sqrt{2e}$ и для параметров моделирования $v_f \sim 1500$ км/с.

В обратную сторону, вглубь мишени, идет тепловая волна, которая формирует ударную волну. При рассматриваемых интенсивностях первая ударная волна, которая бежит по мишени, относительно слабая (при $I = 10^{12}$ Вт/см² скорость волны $D = 7.5$ км/с, что согласуется с соотношениями Гюгонио для абляционного давления ~ 330 кбар). Эта волна, бегущая со скоростью, сравнимой со скоростью звука в холодном металле, разгоняет вещество пластины. В результате в области лазерного поглощения пластина начинает смещаться (рис. 3, 4). На распределениях плотности хорошо видна серия слабых ударных волн, которые распространяются вдоль пластины в дальнейшем (рис. 5).

Разлетевшаяся горячая плазма заполняет пространство вокруг мишени с лицевой стороны (со стороны падающего лазерного импульса). Максимальная температура в несколько сотен эВ наблюдается около области лазерного поглощения, вынос энергии вместе с веществом или за счет теплопереноса поддерживает температуру в плазменной короне. Тепловой поток также существует в направлении плотной области мишени, но из-за высокой теплоемкости плотные части мишени остаются относительно холодными.

В дальнейшем разогнанное вещество пластины в области около лазерного поглощения будет продолжать свое движение, мишень постепенно утончается и в итоге происходит прорыв пластины (рис. 4). Характерное время полного

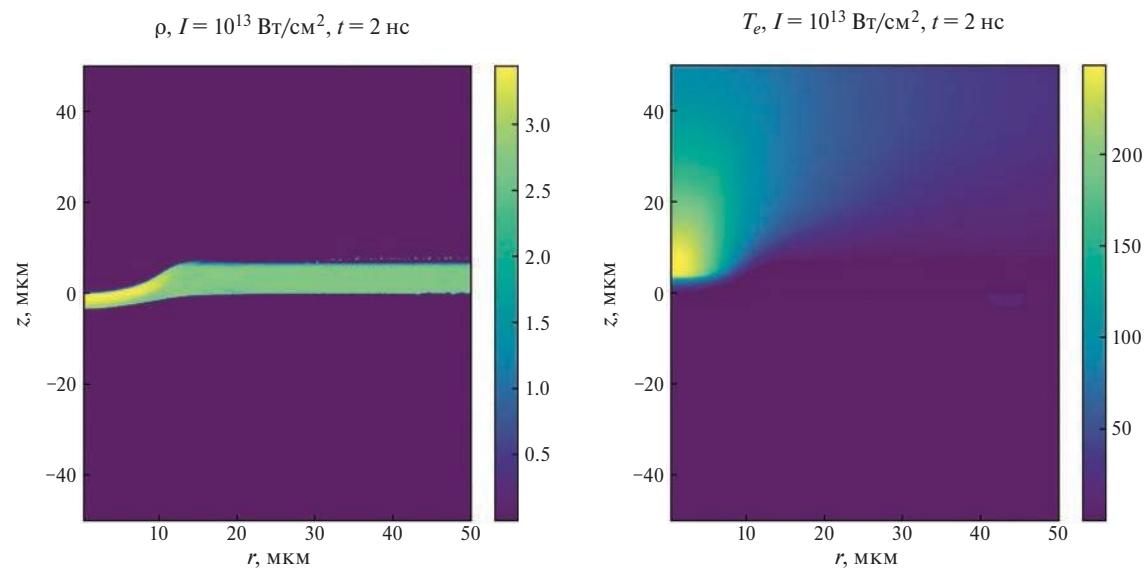


Рис. 3. Распределение плотности (в г/см^3) и температуры (в эВ) в мишени и окружающем пространстве. Расчет с $I_0 = 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Момент времени $t = 2 \text{ нс}$.

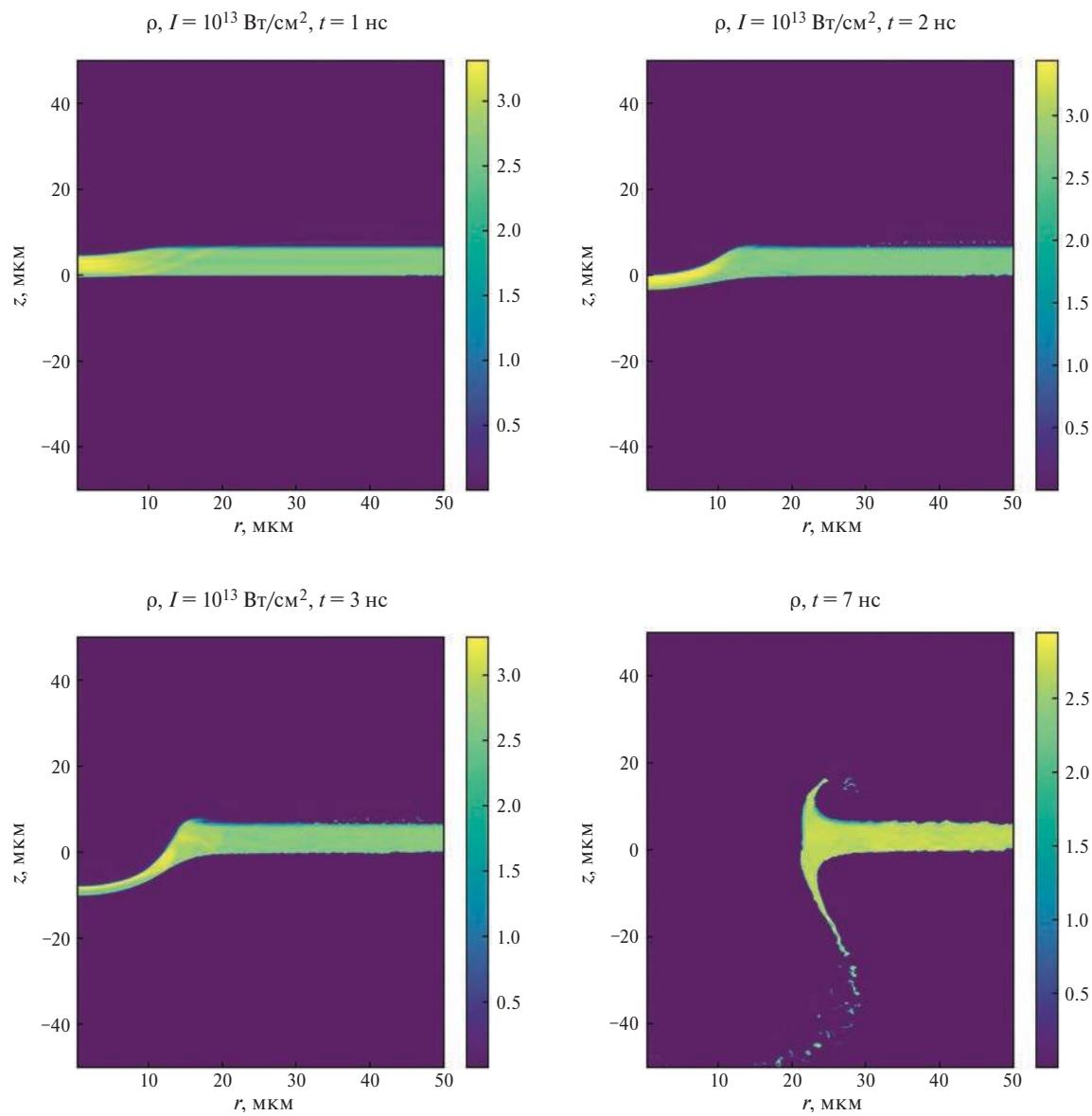


Рис. 4. Динамика пластины при облучении импульсом с постоянной интенсивностью 10^{13} Вт/см^2 .

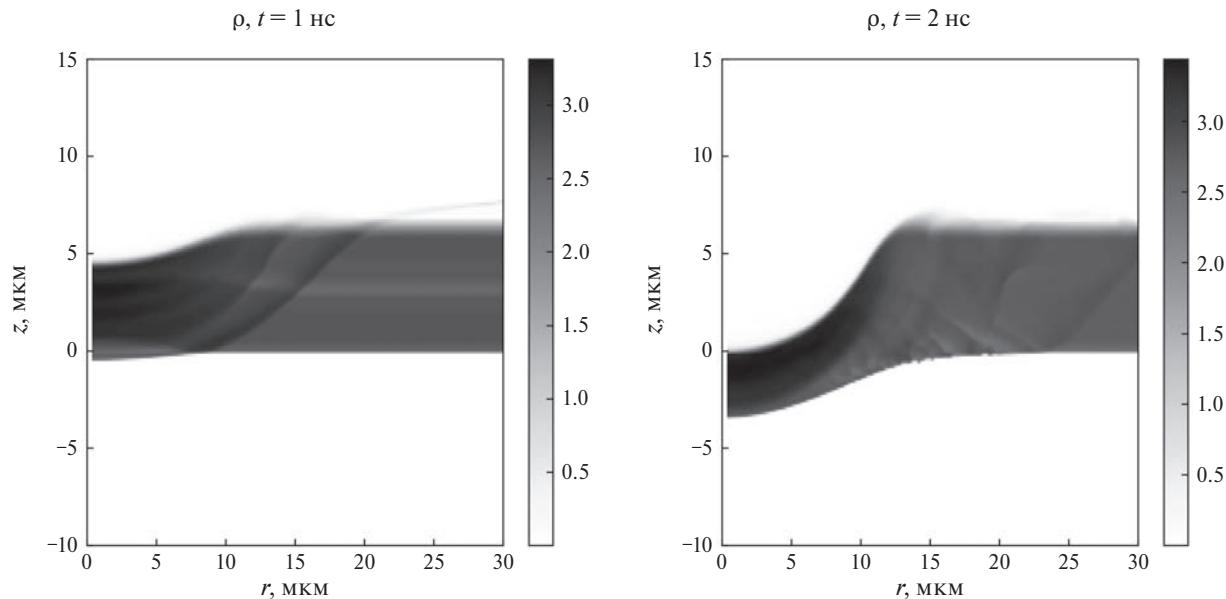


Рис. 5. Увеличенная часть пластины с рис. 4, на которой явно видны волны, бегущие по ней ($I = 10^{13}$ Вт/см 2).

прогорания мишени при длительности лазерного импульса $\tau = 3$ нс и для интенсивности $I = 10^{12}$ Вт/см 2 составляет $t_p = 15$ нс, для интенсивности $I = 10^{13}$ Вт/см 2 — $t_p = 6$ нс, а для интенсивности $I = 5 \times 10^{13}$ Вт/см 2 — $t_p = 3.5$ нс.

Следует отметить, что описанная динамика пластины возможна только за счет присутствия в уравнении состояния холодной составляющей, которая позволяет поддерживать упругость плотной среды. Это хорошо видно при сравнении проведенных расчетов с расчетами с другим уравнением состояния — идеальной плазмой, которое не содержит вырождения. В уравнении состояния идеальной плазмы из-за отсутствия холодной части скорость звука в среде определяется темпе-

турой $c_s \propto T^{1/2}$. В плотной среде в начальный момент времени начальная низкая температура мишени $T_0 = 10^{-2}$ эВ дает скорость звука ~ 200 м/с, что значительно ниже, чем скорость звука в холодном алюминии при нормальной плотности. Скорость звука характеризует скорость распространения малых возмущений в такой среде. В результате в расчетах пластина целиком не смещается, как показано выше, а сгребается первой ударной волной, распространяющейся от точки энерговыделения (рис. 6).

Вместе с тем, стоит отметить, что параметры низкоплотной области — лазерной короны для обоих уравнений состояния очень близки друг к другу. На рис. 7 представлено сравнение про-

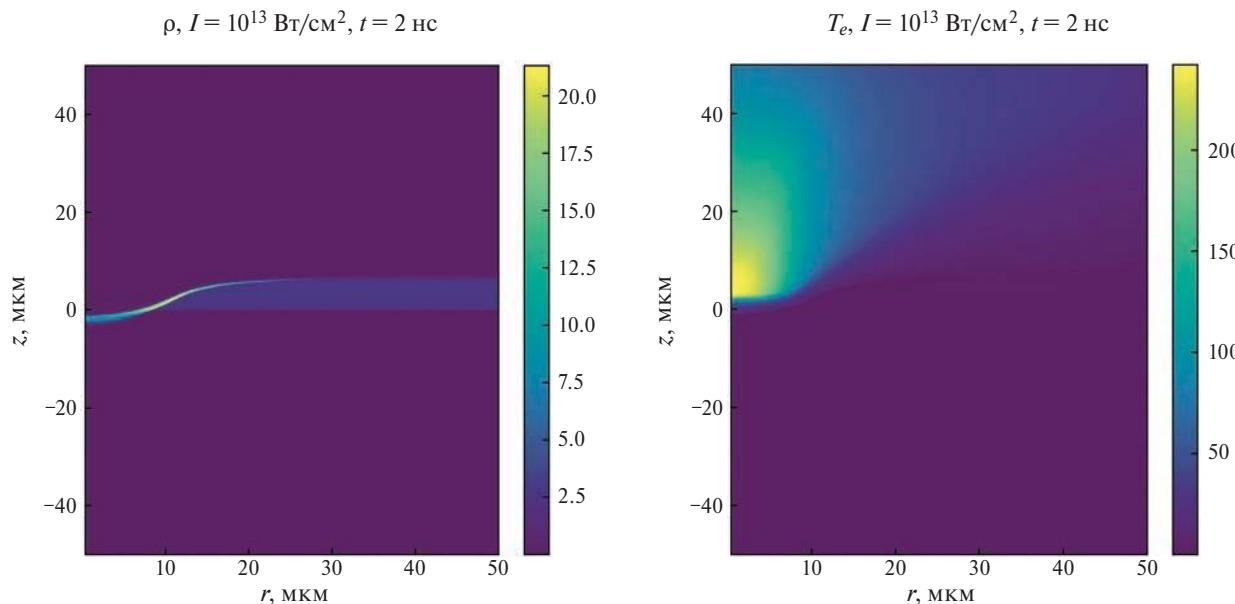


Рис. 6. Распределение плотности (в г/см 3) и температуры (в эВ) в мишени при расчете с уравнением состояния идеальной плазмы при $I_0 = 10^{13}$ Вт/см 2 . Момент времени $t = 2$ нс.

филей электронной концентрации и температуры вдоль прямой $r = 0$ (по центру лазерного луча) для двух уравнений состояния на момент времени 2 нс. Видно, что профили n_e и T_e в низкоплотной области близки для обоих расчетов. Определим градиент плотности как $\Gamma = n_e^{-1}dn_e/dz$. Для расчета с уравнением состояния QEOS $\Gamma_{\text{QEoS}} = 2.5 \text{ мкм}^{-1}$, а для расчета с уравнением состояния идеальной плазмы $\Gamma_{\text{IP}} = 3.1 \text{ мкм}^{-1}$, что дает разницу в $\sim 20\%$. Полученное согласие объясняется тем, что профили в низкоплотной области определяются только свойствами вещества при таких состояниях и величиной энерговыделения. Более заметная разница возникает для положения критической плотности, которая пространственно смешена на несколько микрон вглубь мишени при использовании уравнения состояния идеального газа. Положение критической области важно для определения точки фокусировки короткого лазерного импульса, так как от этого зависит эффективность ускорения частиц. При этом в целом, если интересоваться только свойствами лазерной короны, уравнение состояния идеальной плазмы является достаточным.

Для более детального описания динамики рассмотрим поведение давления (рис. 7). Оно в области низкоплотной короны совпадает для обоих расчетов (с точностью до смещения, что согласуется с поведением плотности). В области высокой плотности плазмы различие в поведении давления объясняет разницу в динамике мишени. Для уравнения состояния идеальной плазмы пиковое значение давления находится на границе с плотной плазмой, а внутри слоя давление падает. Такая конфигурация приводит к эффекту сграбления вещества. Для второго уравнения состояния (с вырождением) максимальное значение давления находится в области высокой плотности и связано с ударной волной, которая прошла по среде, сжала, а также ускорила мишень. Следует отметить две точки, в ко-

торых давление уходит в отрицательные значения. Эти точки находятся в области перехода из плотной среды в низкоплотную при невысоких температурах: в этом случае состояние среды находится в области немонотонного поведения давления по предсказаниям QEOS (см. рис. 1). Эта область требует более физически сложной модели для построения уравнения состояния. Малый объем в пространстве, который занимают области с таким состоянием вещества, не влияет на крупномасштабную динамику мишени, но наличие этих областей указывает на необходимость дальнейшей доработки уравнения состояния.

На рис. 8 показано сравнение формы мишени в результате облучения импульсами разной интенсивности и одинакового радиуса фокусировки r_0 . Из-за разницы температуры в короне и, соответственно, давления смещение пластины оказывается различным, как и радиус формирующегося отверстия в пластине. Хорошо видно, что при больших интенсивностях мишень прогибается, и в результате на течение начинают влиять плотные области, которые окружают расширяющуюся плазму. Этот эффект нельзя учесть в рамках одномерного приближения, что демонстрирует важность учета трехмерного разлета, особенно в условиях малого радиуса фокусировки лазерного импульса.

Заметим, что более простые одномерные расчеты зачастую используются, чтобы оценить размеры и характерные градиенты температуры разлетающегося плазменного облака, иногда, с привлечением приближенных перенормировок для расширения плазменного облака в поперечных направлениях, например, с использованием дополнительного динамического уравнения [28].

Рисунок 9 демонстрирует сравнение профилей электронной концентрации и температуры для трехмерных (RZ) и одномерных (1D) расчетов. Разница особенно заметна по профилям электрон-

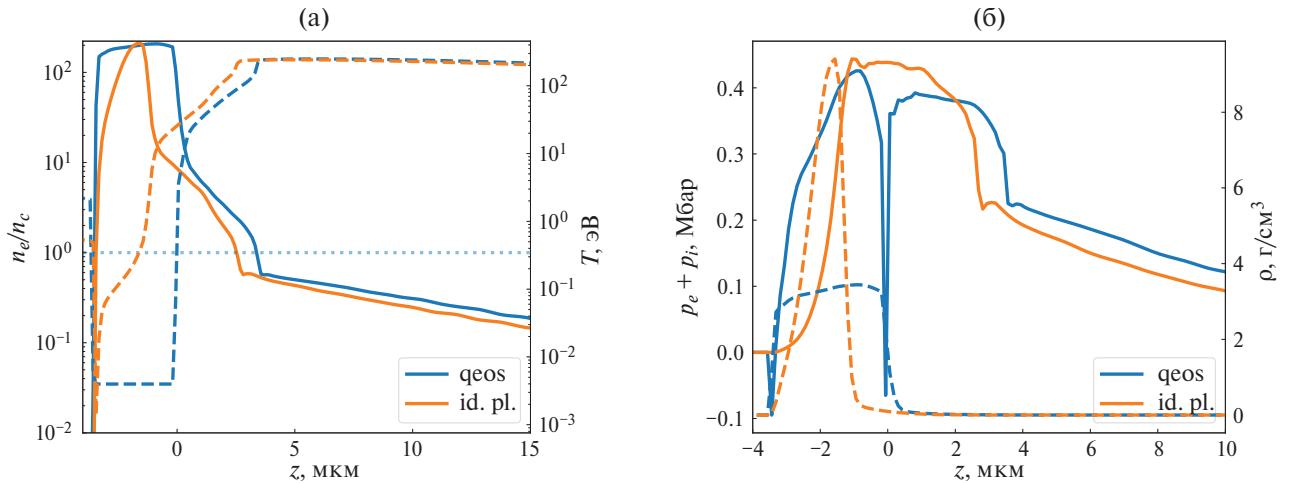


Рис. 7. Сравнение профилей электронной концентрации (сплошные кривые) и электронной температуры (штриховые кривые) для расчетов с разными уравнениями состояния (а). Давление в плазме (сплошные) и плотность (штриховые) (б). Интенсивность $I_0 = 10^{13} \text{ Вт}/\text{см}^2$, момент времени $t = 2 \text{ нс}$.

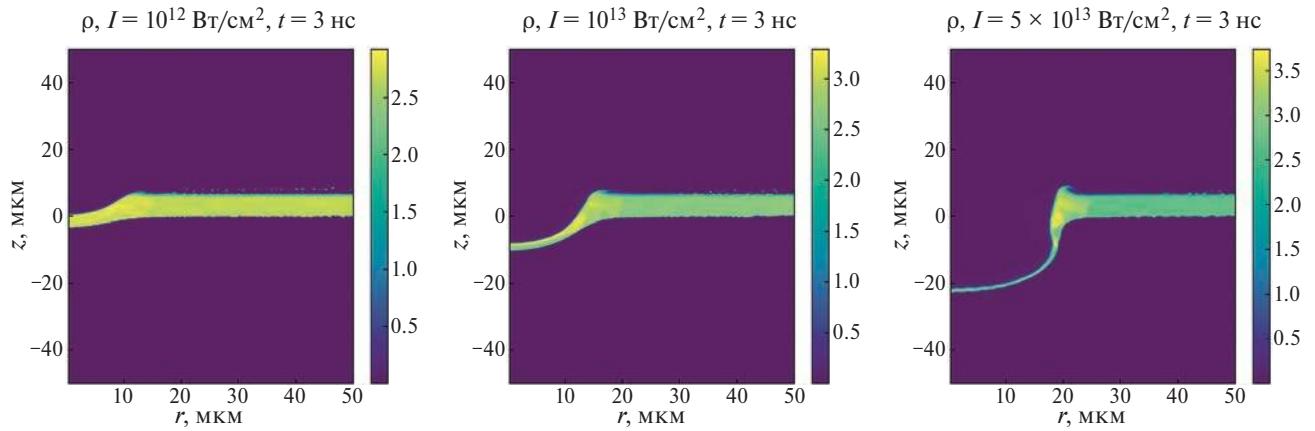


Рис. 8. Сравнение формы мишени для разных интенсивностей в конце работы лазерного импульса $t = 3$ нс. Величины интенсивности подписаны под рисунками. Расчет проводится с использованием уравнения состояния с вырождением (QEoS).

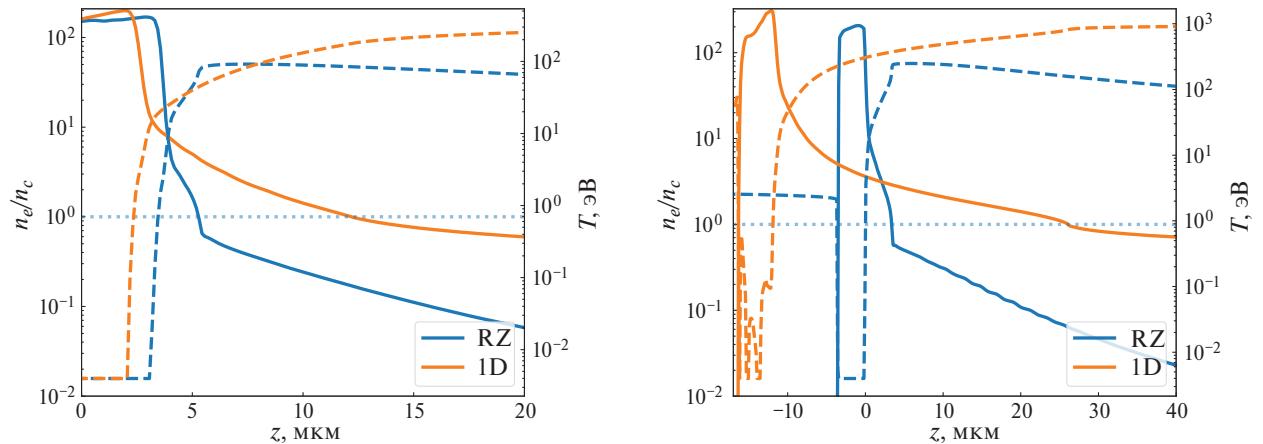


Рис. 9. Сравнение профилей плотности (сплошные кривые) и температуры (штриховые кривые) электронов для расчетов проведенных в геометрии RZ и одномерных расчетов для двух вариантов интенсивности на момент $t = 2$ нс.

ной концентрации. В одномерном расчете корона является сильно вытянутой с пологим градиентом (для $I_0 = 10^{12}$ Вт/см² градиент $\Gamma_{1D} = 0.2$ мкм⁻¹, что на порядок ниже, чем в RZ-расчете). В трехмерном (RZ) расчете хорошо видно наличие нескольких характерных градиентов — при плотностях несколько единиц выше критической, около критической плотности и в низкоплотной плазменной короне. Также значительно различаются смещения пластины: в одномерном случае пластина смещается в разы сильнее.

Используемая в расчетах модель обратнотормозного поглощения не совсем корректно описывает поведение поглощения при низких температурах. Коэффициент поглощения определяется через минимуму часть диэлектрической проницаемости плазмы, $k = 2\omega_l \text{Im}\sqrt{\epsilon}/c$ (здесь ω_l — частота лазерного излучения) и оказывается пропорционален эффективной частоте столкновений. Для используемой в коде плазменной модели электрон-ионных столкновений частота столкновений рассчитана при уменьшении температуры, $\nu_{ei} \propto T_e^{-3/2}$, что приводит также к некорректному росту погло-

щания при малой температуре [29]. В качестве простого теста того, насколько такое усиленное поглощение играет роль, воспользуемся простой модификацией представленной модели: при вычислении электрон-ионной частоты температуру ограничим снизу температурой Ферми для вещества: $\nu_{ei} = \nu_{ei}(\max(T_F, T_e))$. Для алюминия нормальной плотности получаем (с учетом используемого уравнения состояния, которое выдает величину n_e) $T_F = h^2(3\pi n_e)^{2/3}/(2m_e k_B) = 4.7$ эВ. Расчет с таким ограничением частоты столкновений приводит к задержке роста температуры короны, но на очень малых временах $\lesssim 50$ пс, когда температура плазмы $T \sim 1$ эВ. При росте температуры до десятков эВ (на временах ~ 100 пс) разница между расчетами исчезает. Таким образом, корректный коэффициент поглощения на начальном этапе взаимодействия оказывает незначительное влияние на дальнейшую динамику мишени при рассматриваемых потоках энергии. Отчасти это связано с тем, что процессы плазмообразования происходят при малых лазерных интенсивностях по сравнению с пиковыми и затрагивают только малую

часть энергии импульса, в то время как динамика самой мишени и лазерной короны определяется уже последующими стадиями взаимодействия, на которых в мишень попадает значительная часть энергии лазерного импульса.

Рассмотрим влияние на динамику мишени короткого всплеска интенсивности пикосекундного масштаба на фоне постоянного наносекундного импульса. Такие всплески наблюдаются в предимпульсе некоторых лазерных систем [30], а также описывают нарастание интенсивности на пикосекундном масштабе перед приходом фемтосекундного импульса [31].

Будем считать, что пикосекундный импульс имеет гауссов временной профиль с характерным масштабом $t_1 = 2$ пс и интенсивность $I_1 = 10^{15}$ Вт/см², а интенсивность наносекундного импульса, длительностью $\tau_0 = 3$ нс, составляет $I_0 = 10^{12}$ Вт/см². Центр короткого пикосекундного

импульса находится на 2 нс после начала длинного импульса (рис. 10а). Таким образом, энергия короткого импульса в $\sim I_1 \tau_1 / I_0 \tau_0 \approx 7$ раз превышает энергию наносекундного импульса, и он оказывает значительное влияние на динамику мишени.

Результаты расчетов с таким импульсом представлены на рис. 10б и на рис. 11. По результатам видно, что на момент прихода максимума пикосекундного импульса, $t = 2$ нс, короткий импульс успевает значительно разогреть плазму и поменять градиент электронной плотности около критики: происходит укручивание профиля и градиент Г меняется в течении короткого времени с 2.5 мкм⁻¹ до 3.2 мкм⁻¹. Сама мишень (более плотная ее часть) не успевает отреагировать на короткий импульс на пикосекундных временах. Также практически не меняется и градиент низкоплотной части плазменного факела. Таким образом, пикосекундный предимпульс слабо влияет

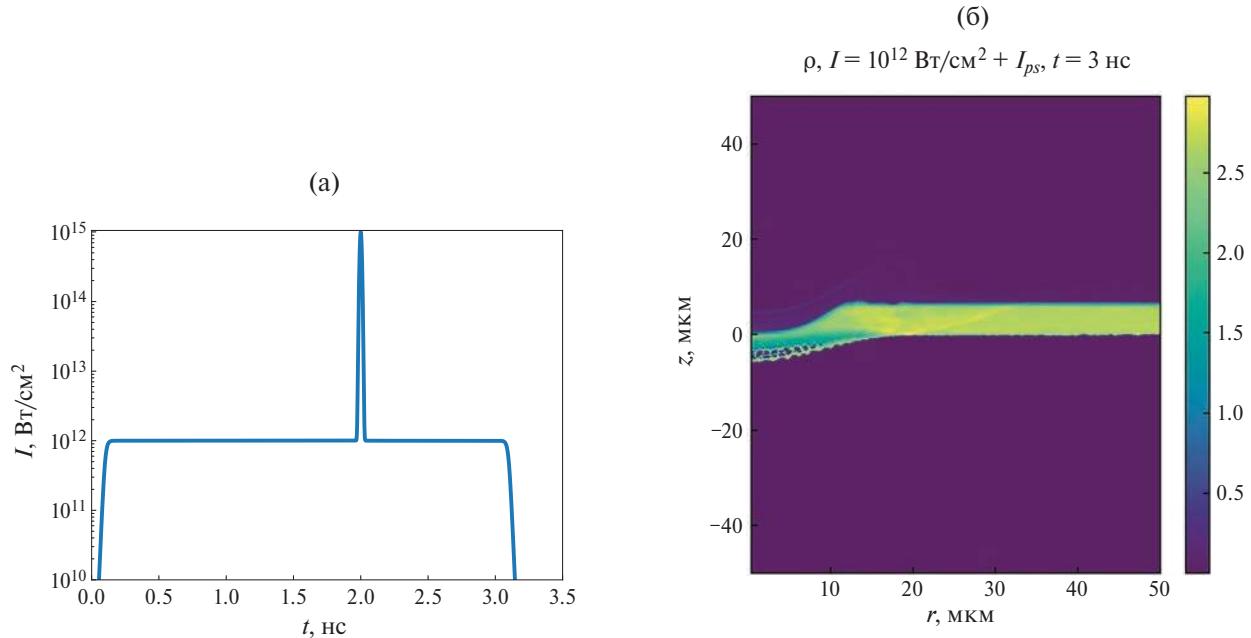


Рис. 10. Временной профиль лазерного импульса с пикосекундным всплеском величиной $I_1 = 10^{15}$ Вт/см² на фоне $I_0 = 10^{12}$ Вт/см² и характерной длительностью $\tau_1 = 2$ пс (а). Распределение плотности мишени после воздействия импульса в момент времени 3 нс (б).

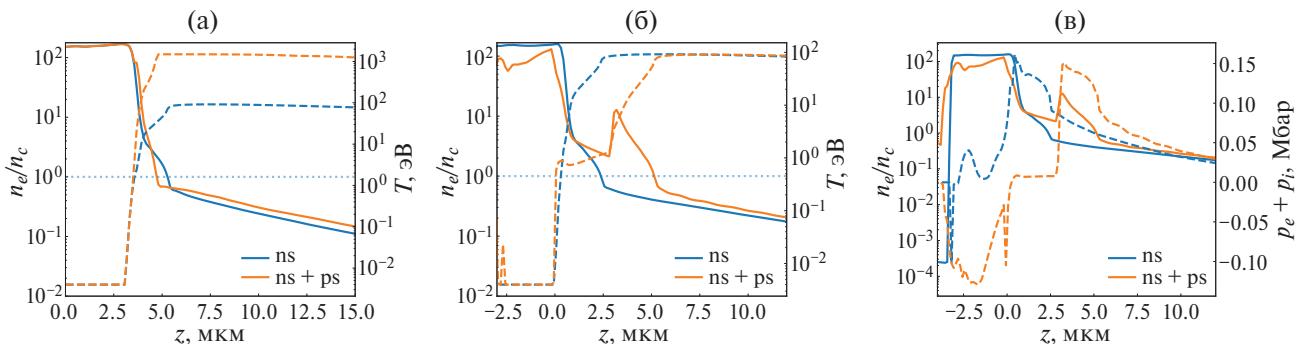


Рис. 11. Распределение электронной концентрации (в критических n_c , сплошные кривые) и температуры (в эВ, штриховые кривые) вдоль прямой $r = 0$. Расчеты с $I_0 = 10^{12}$ Вт/см² (ns), и расчет с $I_0 = 10^{12}$ Вт/см² и пиковым значением $I_1 = 10^{15}$ Вт/см² в фемтосекундном импульсе (ns+ps). Моменты времени 2 нс (а) и 3 нс (б). Показаны распределения электронной концентрации (сплошные кривые) и давления (штриховые кривые) на момент 3 нс для этого расчета (в).

на характеристики плотности мишени, лишь изменяя характерный градиент вблизи критической плотности. В то же время наличие такого относительно мощного всплеска интенсивности в предыдущем пульсе может существенно менять параметры разлетающейся плазмы на более поздних временах, приводя к всплеску плотности в плазменной короне (см. рис. 11в). Кроме того, быстрое высаживание энергии и сопровождающий ее разогрев плазмы приводят к эффекту удара, в результате которого по мишени в дальнейшем распространяется сильная ударная волна, которая приводит к разрушению задней границы пластины, (см. рис. 10б). Следует отметить, что наблюдаемое разрушение происходит из-за сильной волны разрежения, которая возникает после отражения ударной волны от границы. Это видно на профилях давления, которые показаны на рис. 11, — возникает обширная область с отрицательным давлением. Поскольку в расчетах не использовалась модель разрушения или упругопластики, наблюдаемый эффект связан с поведением уравнения состояния. Поэтому данный результат является скорее указанием на возможное разрушение, и более детальное исследование этого процесса требует проведения расчетов с более точными моделями уравнения состояния, а также учета прочностных свойств веществ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривается процесс формирования лазерной короны при облучении металлической (алюминиевой) мишени импульсами наносекундной длительности и интенсивностями $10^{12} - 5 \times 10^{13}$ Вт/см². Интерес к таким расчетам связан с необходимостью корректно получать параметры плазмы, возникающей перед приходом мощного фемтосекундного импульса, а также возможностью контролировать параметры этой плазмы. Представлена физическая модель, необ-

ходимая для таких расчетов, а также обсуждаются основные эффекты, сопровождающие формирование плазмы при различных лазерных интенсивностях. В частности, рассмотрено влияние на расчеты двух уравнений состояния. Уравнение состояния идеальной плазмы с переменной ионизацией подходит для описания низкоплотной области плазменной короны, в которой расчеты с его помощью согласуются с результатами расчетов с использованием широкодиапазонного уравнения состояния. Таким образом, если интересоваться только свойствами низкоплотной короны, применение такого уравнения состояния является оправданным. Для корректного описания динамики плотной части мишени, а также ее смещения, требуются уже уравнения состояния, которые учитывают эффект вырождения электронов и связи между атомами при высокой плотности вещества. Также показано, что в рамках одномерной модели получаются ошибочные градиенты электронной плотности в области критической плотности: из-за эффектов бокового расширения плазмы градиенты становятся более крутыми. Особенно это важно в случае малого радиуса фокусировки, что как раз соответствует предыдущему пульсу коротких лазерных систем. Представленная модель позволяет считать динамику тонких пластин, их прогиба и смещения, что важно учитывать при фокусировании лазерного излучения.

Предсказываемые проведенными гидродинамическими расчетами профили плотности преплазмы мишени представлены на двух графиках (рис. 12): вдоль оси Z ($r = 0$) и вдоль оси R ($z = 11$ мкм, т. е. вдоль луча, который на 5 мкм отстоит от исходной поверхности пластины). Из них видно, что характерный градиент в области критической электронной плотности составляет $\Gamma = 2.5$ мкм⁻¹ и имеет слабую зависимость от интенсивности и времени облучения. Большая разница наблюдается при плотностях, в несколько

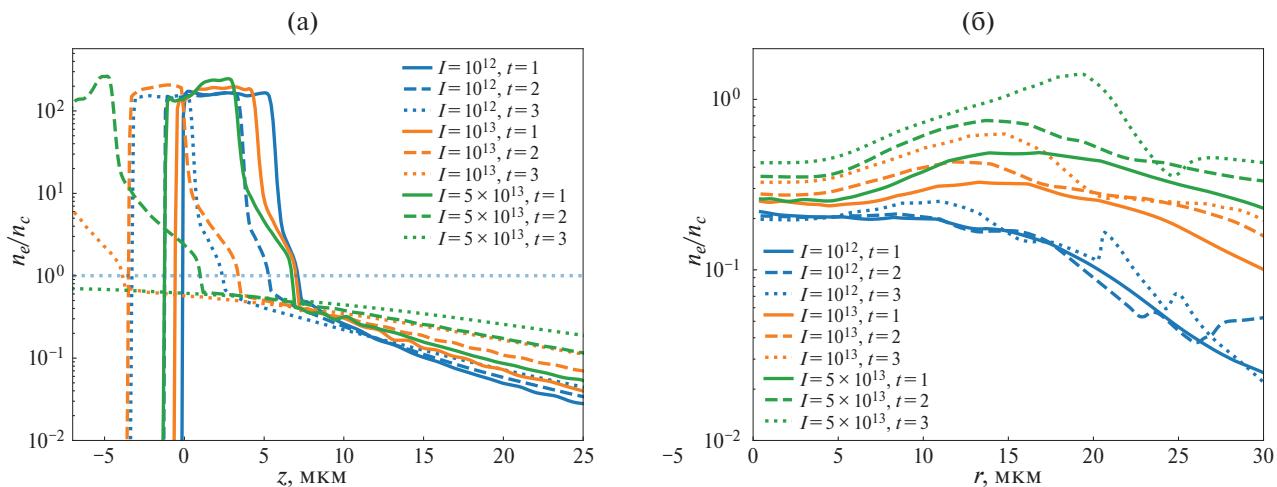


Рис. 12. Профили электронных концентраций вдоль прямой $r = 0$ (а) и луча $z = 11$ мкм (б) для разных моментов времени и разных интенсивностей. Время указано в нс, интенсивности в Вт/см².

единиц превышающих критическую ($1-10n_c$): чем больше интенсивность, тем более развитая корона получается и более пологий профиль плотности формируется в этой области. Характерный градиент в области низкоплотной короны (при плотностях от $0.05n_c$ до $0.5n_c$) меняется от 0.03 до 0.13 мкм^{-1} . Таким образом, формируемый продольный профиль плотности преплазмы имеет довольно резкий градиент в области критической плотности и протяженную преплазму, начинающуюся от характерной плотности $0.3-0.4n_c$, величина которой спадает на порядок за $10-15 \text{ мкм}$. Это говорит о довольно ограниченных возможностях управления параметрами преплазмы с использованием предимпульса спонтанного усиления эмиссии основного мощного короткого импульса, поскольку в этом случае при фиксированной задержке можно использовать только продольный профиль преплазмы, немного меняющийся в зависимости от интенсивности предимпульса.

Значительно больше возможностей управления параметрами плазменной мишени возникает при использовании независимого наносекундного импульса, особенно при возможности фокусировки основного импульса, используемого для ускорения электронов, под разными углами к мишени, и, в частности, почти параллельно разлетающейся мишени. В этом случае импульс может распространяться вдоль поперечного профиля формируемой преплазмы ($z = \text{const}$), электронная плотность которого растет вместе с интенсивностью наносекундного импульса. При этом, близко к оси мишени концентрация оказывается практически постоянной на уровне

$0.3-0.4n_c$, при удалении по радиусу начинает сначала расти, достигая нескольких критических плотностей, а дальше рост сменяется падением. Немонотонность этих профилей плотности (максимум в районе $15-20 \text{ мкм}$ от оси фокусировки) связана с поперечными особенностями разлета мишени: вне радиуса лазерного облучения вещество нагревается в выступ, возникающий на лицевой стороне (рис. 8). Таким образом, при достаточно больших интенсивностях наносекундного импульса ($\gtrsim 5 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$) перед облучаемой частью мишени на некотором расстоянии от центра фокусировки возникает область околокритической плотности, протяженностью в $5-10 \text{ мкм}$, которая может использоваться для более эффективного ускорения электронов. Также представляется возможным использование поперечного профиля плазмы за прогоревшей мишенью для эффективного ускорения электронов. На рис. 13 показаны поперечные профили концентрации n_e за пластиной на момент времени около и после прорыва пластины. Видно, что плотность электронов падает со временем и составляет доли критической плотности. При этом на более ранние моменты времени плотность в центральной части будет выше (порядка критической), но будет ограничена “стенками” от разлетающейся мишени. Таким образом, меняя задержку между дополнительным наносекундным и основным фемтосекундным лазерными импульсами, можно добиться взаимодействия последнего с наиболее оптимальным профилем плазменной мишени. Например, при облучении алюминиевой мишени толщиной 6 мкм наносекундным импульсом (длительностью 3 нс)

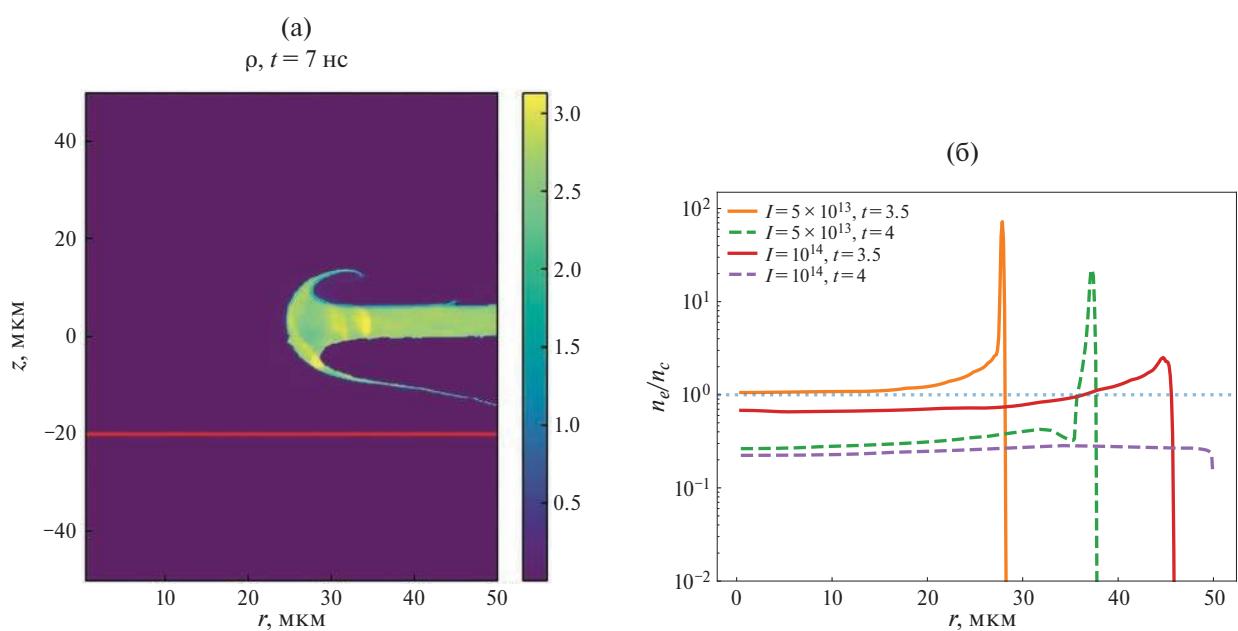


Рис. 13. Распределение плотности на момент $t = 4$ для $I = 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ (а), показан луч, вдоль которого строятся одномерные профили. Одномерные профили электронной концентрации для двух вариантов интенсивности и времен после прорыва пластины вдоль $z = -20 \text{ мкм}$ (б).

с интенсивностью 10^{14} Вт/см², сфокусированного в пятно размером 4 мкм, через 4 нс после его прихода на мишень за задней стенкой прогоревшей мишени вблизи пятна фокусировки возникает однородная плазма с плотностью порядка $0.2n_c$ и размером порядка 100 мкм, которая является оптимальной для ускорения электронов в режиме самозахвата релятивистского лазерного импульса длительностью 10 фс с энергией порядка 2 Дж [7]. Учитывая, что характерные времена существенного изменения профиля плотности разлетающейся плазмы составляют сотни пикосекунд, возможно обеспечить необходимую синхронизацию наносекундного импульса, создающего плазму с заданным профилем, с фемтосекундным лазерным импульсом, для наиболее эффективного ускорения электронов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00119, <https://rscf.ru/project/24-22-00119/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Joshi C., Corde S., Mori W.B. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 070602.
2. Kurz T., Heinemann T., Gilljohann M.F., Chang Y.Y., Couperus Cabadag J.P., Debus A., Kononenko O., Pausch R., Schobel S., Assmann R.W., Bussmann M., Ding H., Gotzfried J., Kohler A., Raj G., Schindler S., Steiniger K., Zarini O., Corde S., Dopp A., Hidding B., Karsch S., Schramm U., Martinez de la Ossa A., Irman A. // Nature Comm. 2021. V. 12. P. 2895.
3. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 75. P. 056401.
4. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 751.
5. Aniculaesei C., Ha Th., Yoffe S., Labun L., Milton S., McCary E., Spinks M.M., Quevedo H.J., Labun O.Z., Sain R., Hannasch A., Zgadzaj R., Pagano I., Franco-Altamirano J.A., Ringuette M.L., Gaul E., Luedtke S.V., Tiwari G., Ersfeld B., Brunetti E., Ruhl H., Ditmire T., Bruce S., Donovan M.E., Downer M.C., Jaroszynski D.A., Hegelich B.M. // Matter Radiat. Extremes. 2024. V. 9. P. 014001.
6. Gunther M.M., Rosmej O.N., Tavana P., Gyrdymov M., Skobliakov A., Kantsyrev A., Zahter S., Borisenco N.G., Pukhov A., Andreev N.E. // Nature Comm. 2022. V. 13. P. 170.
7. Vais O.E., Lobok M.G., Bychenkov V.Yu. // Phys. Rev. E. 2024 (принято в печать).
8. Ivanov K.A., Tsymbalov I.N., Shulyapov S.A., Krestovskikh D.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu., Volkov R.V., Savel'ev A.B. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 063109.
9. McKenna P., Carroll D.C., Lundh O., Nurnberg F., Markey K., Bandyopadhyay S., Batani D., Evans R.G., Jafer R., Kar S., Neely D., Pepler D., Quinn M.N., Redaelli R., Roth M., Wahlstrom C.-G., Yuan X.H., Zepf M. // Laser and Particle Beams. 2008. V. 26. P. 591.
10. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Levashov P.R., Khishchenko K.V., Rosmej O.N. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19 (2). P. 023110.
11. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Levashov P.R., Khishchenko K.V., Kim D.A., Novikov V.G., Rosmej O.N. // Laser and Particle Beams. 2013. V. 31 (4). P. 663.
12. Eidmann K., Meyer-Ter-Vehn J., Schlegel T., Hüller S. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62 (1). P. 1202.
13. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Apfelbaum E.M., Itina T.E., Khishchenko K.V., Kostenko O.F., Levashov P.R., Veysman M.E. // Appl. Surface Sci. 2012. V. 258 (23). P. 9480.
14. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Sentis M., Khishchenko K.V., Levashov P.R. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75 (23). P. 235414.
15. Gamaly E.G., Rode A.V., Luther-Davies B., Tikhonchuk V.T. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 949.
16. И ногамов Н.А., Петров Ю.В., Хохлов В.А., Жаховский В.В. // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. С. 689.
17. Andriyash I.A., Bychenkov V.Yu. // Quantum Electronics. 2008. V. 38 (9). P. 869.
18. Bezhannov S.G., Uryupin S.A. // Plasma Phys. Reports. 2006. V. 32 (5). P. 423.
19. Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8 (5). P. 1953.
20. Vvedenskii N.V., Gildenburg V.B. // J. Experimental Theoretical Phys. Lett. 2002. V. 76 (6). P. 380.
21. Glazyrin S.I., Zakharov P.P., Gorodnichev K.E., Kuratov S.E. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31 (6). P. 062708.
22. Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. Т. 1 / Под ред. М.А. Леоновича. М.: Атомиздат, 1963.
23. Keldysh L.V. // Soviet J. Experimental Theoretical Phys. 1965. V. 20. P. 1307.
24. Kruer W.L. The Physics of Laser Plasma Interactions. Addison-Wesley Publishing Company, 1988.
25. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
26. More R.M., Warren K.H., Young D.A., Zimmerman G.B. // Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 3059.
27. Mora P. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 185002.
28. Roudskoy I.V. // Laser and Particle Beams. 1996. V. 14 (3). P. 369.

29. Kirkwood S.E., Tsui Y.Y., Fedosejevs R., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79 (14). P. 144120.
30. Rusby D.R., Cochran G.E., Aghedo A., Albert F., Armstrong C.D., Haid A., Kemp A.J., Kerr S.M., King P.M., Lemos N., Manuel M.J.E., Ma T., MacPhee A.G., Pagano I., Pak A., Scott G.G., Siders C.W., Simpson R.A., Sinclair M., Wilks S.C., Williams G.J., Mackinnon A.J. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30 (2). P. 023103.
31. Wang D., Shou Y., Wang P., Liu J., Mei Zh., Cao Zh., Zhang J., Yang P., Feng G., Chen Sh., Zhao Y., Schreiber J., Ma W. // High Power Laser Science and Engineering. 2020. V. 8. P. e41.

FORMATION OF LASER PRE-PLASMA FOR CONTROLLING THE PARTICLE-ACCELERATION EFFICIENCY

S. I. Glazyrin^{a,b,*}, M. A. Rakitina^a, and A. V. Brantov^{a,b}

^a*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

^b*Federal State Unitary Enterprise Dukhov All-Russian Research Institute of Automatics, Moscow, 127055 Russia*

**e-mail: glazyrin@itep.ru*

Nanosecond laser ablation is simulated aiming at characterization of the plasma plume at an irradiated target surface and analysis of the possibility of using such a plume for efficient acceleration of charged particles by a high-power short laser pulse. The effect of using different physical models in the hydrodynamic calculations on the results of simulation is demonstrated.

Keywords: particle acceleration, pre-plasma, hydrodynamic modeling, equations of state

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВЕРХТОНКИХ МИШЕНЕЙ

© 2025 г. А. А. Бушухин^{a,*}, К. В. Сафонов^a, С. А. Горохов^a, В. А. Флегентов^a, Д. О. Замураев^a, А. Л. Шамраев^a, С. Ф. Ковалёва^a, Н. А. Фёдоров^a, А. В. Потапов^a

^aФГУП “Российский федеральный ядерный центр-Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики” (РФЯЦ-ВНИИТФ) им. акад. Е. И. Забабахина, Снежинск, Россия

*e-mail: dep5@vniiitf.ru

Поступила в редакцию 29.11.2024 г.

После доработки 09.01.2025 г.

Принята в публикацию 12.01.2025 г.

Приведены результаты по лазерному ускорению протонов из алюминиевых мишеней толщиной 6 мкм и сверхтонких алмазоподобных углеродных пленок толщиной 100 нм при их облучении фемтосекундными лазерными импульсами с пиковой интенсивностью до $5 \cdot 10^{20}$ Вт/см². Показано, что уменьшение толщины мишени с 6 мкм до 100 нм не приводит к существенному изменению максимальных энергий протонов, однако способствует увеличению углового выхода и коэффициента конверсии лазерной энергии. Данный эффект обусловлен ростом количества протонов в низкоэнергетической части спектров, что отразилось на двукратном росте коэффициента конверсии.

Ключевые слова: ультракороткие лазерные импульсы, релятивистская интенсивность, лазер-плазменное ускорение протонов, времяпролетный метод, двойное плазменное зеркало

DOI: 10.31857/S0367292125010075, **EDN:** DWWBNC

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные мощные лазерные установки с ультракороткой длительностью импульса позволяют генерировать излучение, которое при взаимодействии с веществом способно создавать квазиэлектростатические поля с напряженностями выше 1 ТВ/м [1]. Это значение более чем в 10^4 раз превышает напряженности полей, реализующихся в современных радиочастотных ускорителях заряженных частиц. В связи с этим многие исследователи рассматривают возможность применения ультракоротких лазеров для создания малогабаритных ускорителей следующего поколения. Предполагается, что такие ускорители найдут применение в различных научных областях, от исследований теплой плотной плазмы [2, 3] до моделирования пучков заряженных частиц, присутствующих в космическом пространстве [4].

При интенсивностях лазерного излучения $10^{19}–10^{21}$ Вт/см² с длительностью импульса порядка десятков фемтосекунд ускорение ионов до энергий ~ 40 МэВ/нуклон происходит в тонком дебаевском слое разделения зарядов по нормали к мишени (англ. *target normal sheath acceleration, TNSA*) [5, 6]. Данный слой сформирован облаком “горячих” электронов, ускоренных лазерным из-

лучением из образованной предплазмы с лицевой стороны мишени. Для мишени толщиной менее 100 нм начинают преобладать другие механизмы [7–10], позволяющие получать лазер-ускоренные протонные пучки с энергиями до 100 МэВ [11–15].

Использование сверхтонких мишеней требует строгого контроля над отношением интенсивности основного лазерного импульса к интенсивности спонтанной усиленной люминесценции, т. е. за уровнем контраста лазерной установки. Это отношение должно быть не хуже $10^{10} : 1$ за 1 пс до прихода основного импульса. В противном случае облучаемая мишень может быть разрушена до прихода основного импульса.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты ускорения протонов лазерными импульсами с пиковой интенсивностью более 10^{20} Вт/см² из мишени толщиной 6 мкм и 100 нм. Показана слабая зависимость максимальных энергий протонов от материала и толщины облучаемых мишеней. При энергии лазерного излучения $E_{las} = 0.8$ Дж максимальные энергии протонов достигают ~ 5 МэВ. Было продемонстрировано увеличение углового выхода протонов при использовании в качестве мишени алмазоподобных углеродных пленок толщиной 100 нм за счет увеличе-

ния количества протонов в низкоэнергетической части спектра.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования выполнены на Ti:Sa фемтосекундной лазерной установке 100 ТВт класса. Лазерные импульсы с длиной волны 800 нм, энергией до 2 Дж и длительностью 27 ± 2 фс направлялись по нормали к мишени посредством внеосевого параболического зеркала $f/2.5$ с фокусным расстоянием 160 мм. Пиковая интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени достигала $5 \cdot 10^{20}$ Вт/см² при 50% содержании энергии в фокальном пятне диаметром 3 мкм. Схема экспериментов приведена на рис. 1.

В экспериментах использовались мишени из алюминиевых фольг толщиной 6 мкм, а также сверхтонкие пленки из алмазоподобного углерода (англ. *diamond-like carbon, DLC*) толщиной 100 нм. Выбор толщины сверхтонких мишеней обусловлен технологическими ограничениями по их изготовлению. На рис. 2 приведена схема установки мишеней на алюминиевый держатель. Для наведения рабочего излучения на поверхность мишеней, расположенных на одном радиусе, с использованием юс-

тировочного лазера применялись отражающие зеркала.

В экспериментах по генерации протонов из мишней толщиной 100 нм была применена система на основе двойного плазменного зеркала, использование которой привело к улучшению уровня временного контраста лазерной установки до 10^4 раз [16–20]. В ее основе лежит использование эффекта самоиндексированной плазменной заслонки. Лазерное излучение фокусируется на отражающей поверхности, изготовленной из диэлектрического материала с низким коэффициентом отражения лазерного излучения $\sim 10^{-3}$. При взаимодействии с предыmpульсом с интенсивностью, превышающей порог ионизации для данного материала, за несколько пикосекунд до прихода основного лазерного импульса на поверхности зеркала образуется тонкий плазменный слой. Если электронная плотность образованной твердотельной плазмы совпадает с критической плотностью для длины волны падающего лазерного излучения, происходит резкое увеличение коэффициента отражения до значений, близких к 1. В результате происходит увеличение контраста лазерной установки на величину, равную отношению коэффициентов отражения плазмы и диэлектрика. Типичные схемы устройства данной системы широко описаны в литературе [16–20].

Одним из недостатков используемой системы повышения контраста является ее относительно низкая энергетическая эффективность, характеризующая долю отраженной от зеркала энергии падающего лазерного излучения. Данный эффект обусловлен рассеянием и поглощением лазерного излучения образованной плазмой. В описываемых экспериментах энергетическая эффективность системы двойных плазменных зеркал достигает 60%. Стоит также отметить, что эксперименты по лазеро-плазменному ускорению протонов из алюминиевых фольг толщиной 6 мкм проводились без использования данной системы, т. е. с более низким уровнем контраста лазерного излучения.

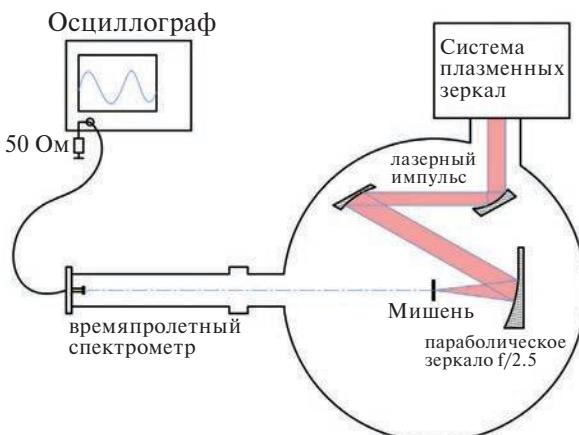


Рис. 1. Схема постановки экспериментов.

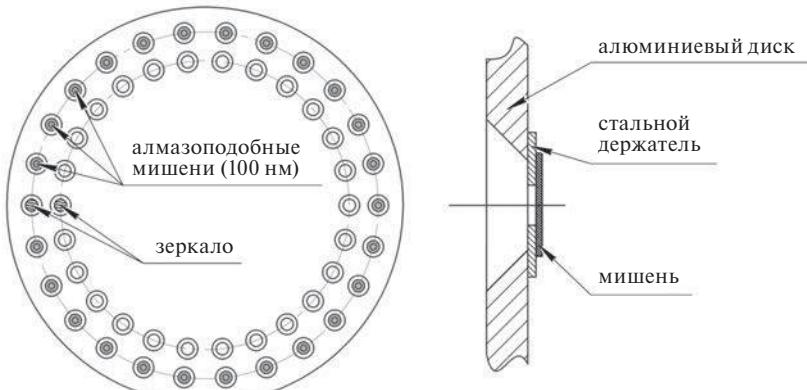


Рис. 2. Схема установки мишеней на алюминиевый диск.

Одним из наиболее распространенных методов регистрации лазер-ускоренных протонных пучков является использование радиохромных пленок (англ. *Radiochromic Films, RCF*) [6, 11–14, 21, 22]. Однако он обладает рядом существенных недостатков, таких как одноразовость использования пленок и необходимость вскрытия вакуумной камеры после каждого выстрела для замены регистрирующего детектора.

В рамках проводимых исследований для регистрации пучков протонов был применен времязадержательный метод. В качестве регистратора в спектрометре выступал полупроводниковый кремниевый фотодиод. Преимуществами данного метода являются оперативность получения экспериментальных данных без необходимости нарушения вакуума, а также простота в их обработке.

Времязадержательный спектрометр (ВПС) был установлен по нормали к плоскости мишени на расстоянии 1519 мм. Для защиты от тяжелых ионов входная диафрагма детектора диаметром 1 мм была закрыта алюминиевым фильтром толщиной 6 мкм, отсекающим протоны с энергией менее 600 кэВ. Регистрация сигналов с ВПС производилась посредством осциллографа с частотой дискретизации 5 Гц/с. Временное разрешение спектрометра составило (3.3 ± 0.1) нс, что соответствует энергетическому разрешению 0.6 МэВ для протонов с энергиями 5 МэВ.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3 приведены характерные спектры протонов, восстановленные по сигналам с ВПС. Были также получены зависимости максимальных энергий E_{\max} и углового выхода F_p протонов от энергии лазерного излучения для Al мишени толщиной 6 мкм, а также сверхтонких пленок толщиной

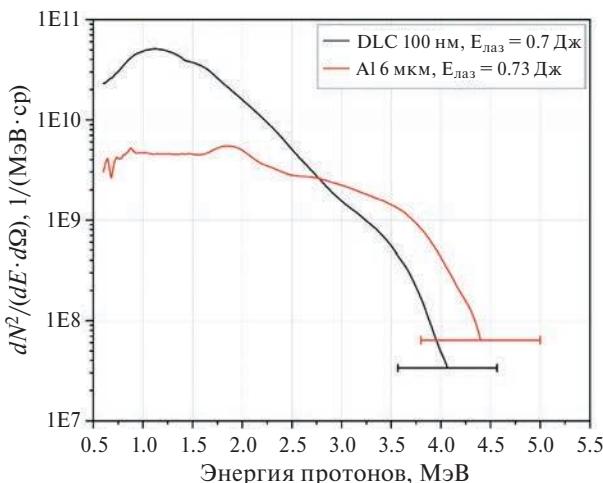


Рис. 3. Характерные спектры протонов в экспериментах с алюминиевыми мишнями и сверхтонкими пленками.

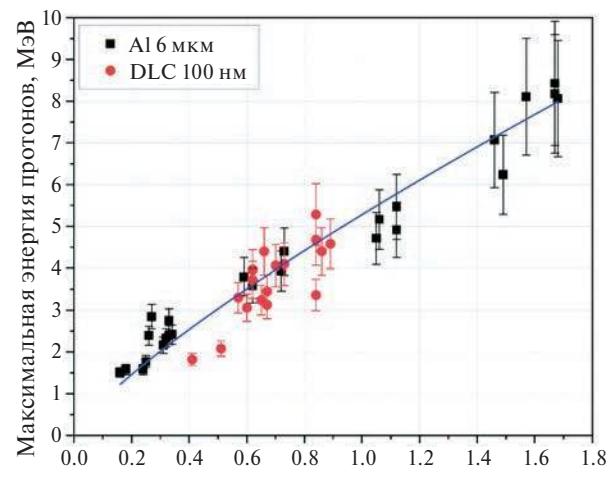


Рис. 4. Зависимость максимальных энергий протонов от энергии лазерного излучения на мишени.

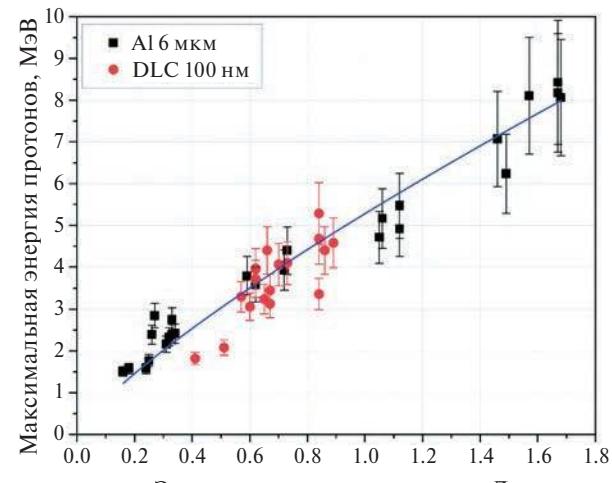


Рис. 5. Зависимость углового выхода протонов с энергиями более 600 кэВ от энергии лазерного излучения на мишени.

100 нм (рис. 4 и 5). Значения углового выхода F_p были вычислены путем интегрирования протонных спектров по энергии (от 0.6 МэВ до E_{\max})

$$F_p = \int_{0.6}^{E_{\max}} \frac{d^2N(E)}{dEd\Omega} dE, \quad (1)$$

где $d^2N/(dEd\Omega)$ — дифференциальный энергетический спектр, нормированный на телесный угол детектора, E — энергия протонов (МэВ).

При энергии лазерного излучения на мишени ~ 1.6 Дж получены пучки протонов с энергиями до (8.4 ± 1.5) МэВ и угловым выходом $\sim 10^{11}$ ср⁻¹. В экспериментах со сверхтонкими мишнями энергия лазерного излучения на мишени не превышала 0.86 Дж. В результате зарегистрированы протоны с энергиями до (5.3 ± 0.7) МэВ и угловым выходом $6 \cdot 10^{10}$ ср⁻¹. В предыдущих экспериментах нами была показана независимость параметров протонов от материала облучаемой мишени

с близкими значениями атомного номера Z [23], что позволяет проводить прямое сравнение полученных результатов.

Стоит отметить, что зависимость максимальных энергий протонов от энергии лазерного излучения для двух типов мишеней имеет характер, близкий к линейному $E_{\max} \sim (E_{\text{las}})^{0.8}$, и находится в согласии с результатами других авторов [24, 25].

Из рис. 4 видно, что уменьшение толщины мишеней не привело к изменению максимальных энергий протонов. Данный эффект может быть объяснен различным уровнем контраста лазерного излучения. В экспериментах с алюминиевыми фольгами более низкий уровень контраста приводит к образованию на лицевой поверхности мишени тонкого слоя предплазмы, увеличивающей эффективность поглощения лазерной энергии горячими электронами, формирующими ускоряющий слой на ее тыльной стороне [26]. Оценим зарегистрированные в экспериментах максимальные энергии протонов со значениями, которые дает классическая теория разлета плазмы в вакууме [27]

$$E_{\max} = 2Z_i T_h [\ln(2\tau)]^2, \quad (2)$$

где $Z_i = 1$ — заряд протонов, T_h — температура горячих электронов, которая оценивается из пондеромоторного потенциала $T_h = mc^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1 \right) \approx 3.9$ МэВ [28], где $a_0 = 12$ — безразмерная амплитуда лазерного поля для пиковой интенсивности в наших экспериментах. Величина τ может быть вычислена как

$$\tau = \frac{t_{acc}}{\sqrt{2e_N}} \sqrt{\frac{4\pi Z_i n_{e0} e^2}{m_i}} = 1.373. \quad (3)$$

Здесь $t_{acc} = 1.3t_{\text{las}} = 35$ фс [29] — время ускорения протонов, $e_N = 2.718$, e — заряд электрона, m_i — масса протона, n_{e0} — начальная плотность электронов на тыльной поверхности мишени

$$e_{e0} = \frac{\eta E_{\text{las}}}{ct_{\text{las}} \pi r^2 k_B T_h} = 4.8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}, \quad (4)$$

где $\eta = 0.5$ — эффективность поглощения энергии электронами, $E_{\text{las}} = 1$ Дж — энергия лазерного импульса в фокальном пятне диаметром $r_{\text{las}} = 3$ мкм, r — радиус протонного источника, который вычисляется по формуле $r = r_{\text{las}} + d \tan(10^\circ)$ [29], $d = 6$ мкм — толщина мишени, $t_{\text{las}} = 27$ фс — длительность лазерного импульса, k_B — постоянная Больцмана.

Подставляя полученные значения в формулу (2), получаем оценку максимальных энергий протонов на уровне ~ 8 МэВ при пиковой интенсивности лазерного излучения. Полученное значение находится в согласии с полученными экспериментальными данными, приведенными на рис. 4. Таким образом, можно заключить, что в случае алюминиевых мишеней без применения системы

плазменных зеркал эффекты разделения зарядов на тыльной поверхности мишени играют доминирующую роль в процессе ускорения протонов.

В случае со сверхтонкими мишенями более высокий уровень контраста приводит к образованию более плотного слоя предплазмы, который препятствует эффективному поглощению энергии лазерного излучения электронами. Сравнимые максимальные энергии протонов в данном случае достигаются за счет двухступенчатого ускорения: кулоновского взрыва на лицевой поверхности мишени и *TNSA* на тыльной. Первый механизм ускорения реализуется за счет образования положительно заряженной полости под действием давления света, выталкивающего электроны [30–32]. Толщина этой полости определяется балансом между кулоновскими силами и давлением света, что, в конечном итоге, приводит к кулоновскому взрыву и ускорению протонов. При достижении тыльной поверхности мишени дальнейшее ускорение протонов происходит по нормали к мишени за счет механизма *TNSA*.

Из данных, приведенных на рис. 5, видно, что уменьшение толщины облучаемых мишеней привело к увеличению углового выхода протонов до 5 раз. Данный результат обусловлен возросшим количеством протонов с энергиями менее 2.5 МэВ. При сравнении полученных результатов используется предположение о неизменности углового раствора протонного пучка при снижении толщины мишени до 100 нм. Рост углового выхода протонов без изменения их максимальных энергий при уменьшении толщины мишени наблюдался ранее в наших экспериментах на пикосекундной лазерной установке [33].

Наблюдаемый эффект может быть обусловлен частичным разрушением сверхтонких мишеней в результате реализации двухступенчатого механизма ускорения, сопровождающегося кулоновским взрывом на лицевой поверхности мишени. Аналогичный результат получен в работе [34] при облучении алюминиевых мишеней толщиной 500 нм.

Был вычислен коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию протонов K_{conv} , как отношение энергетического содержания в протонном пучке к энергии лазерного импульса:

$$K_{\text{conv}} = (E_{\text{las}})^{-1} \int_{0.6}^{E_{\max}} E \frac{d^2 N(E)}{dE d\Omega} dE. \quad (5)$$

Аналогично формуле (1) интегрирование спектров проводилось по энергиям протонов в диапазоне от 0.6 МэВ до E_{\max} . Для энергии лазерного импульса на мишени $E_{\text{las}} \sim 0.7$ Дж коэффициент конверсии лазерной энергии в протоны с энергиями более 600 кэВ, который достигает $K_{\text{conv}} = 1.13\%/\text{ср}$ при энергетическом содержании в протонном пуч-

ке 8 мДж/ср при облучении сверхтонких мишеней и $K_{conv} = 0.48\%/\text{ср}$ при энергетическом содержании в протонном пучке 3.4 мДж/ср для случая 6 мкм Al.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На фемтосекундной лазерной установке были проведены эксперименты по лазер-плазменному ускорению протонов из алюминиевых мишеней толщиной 6 мкм и алмазоподобных углеродных пленок толщиной 100 нм при интенсивностях лазерного излучения до $5 \cdot 10^{20} \text{ Вт}/\text{см}^2$. Были зарегистрированы пучки протонов с энергиями до 8.4 МэВ и угловым выходом $\sim 10^{11} \text{ ср}^{-1}$. При уменьшении толщины мишеней с 6 мкм до 100 нм не наблюдалось увеличения максимальных энергий протонов. Это объясняется различием в уровне контраста лазерного излучения и механизмах ускорения. В случае сверхтонких мишеней ускорение протонов происходит в два этапа: кулоновский взрыв на лицевой поверхности мишени и последующее ускорение по механизму TNSA на ее тыльной стороне.

Облучение сверхтонких мишеней привело к увеличению углового выхода протонов до 5 раз за счет роста их количества в низкоэнергетической части спектра. Наблюдаемый эффект может быть объяснен частичным разрушением мишеней на начальной стадии ускорения протонов. Коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию протонов достигает 0.48 %/ср для мишеней толщиной 6 мкм и 1.13 %/ср для алмазоподобных углеродных пленок толщиной 100 нм при сопоставимой энергии лазерного импульса, составляющей примерно 0.7 Дж.

Протонные пучки, характеризующиеся повышенным содержанием низкоэнергетических частиц, могут представлять интерес для исследований свойств материалов субмикронной толщины при изохорическом нагреве до температур порядка 1^{-10} эВ [2, 3].

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Badziak J. // J. Phys.: Confer. Ser. 2017. V. 959. P. 012001.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/959/1/012001>
2. Feldman S., Dyer G., Kuk D., Ditmire T. // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 031201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.95.031201>
3. Dyer G.M., Bernstein A.C., Cho B.I., Osterholz J., Grigsby W., Dalton A., Shepherd R., Ping Y., Chen H., Widmann K., Ditmire T. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 015002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.015002>
4. Hidding B., Karger O., Königstein T., Pretzler G., Manahan G.G., McKenna P., Gray R., Wilson R., Wiggins S.M., Welsh G.H., Beaton A., Delinikolas P., Jaroszynski D.A., Rosenzweig J.B., Karmakar A., Ferlet-Cavrois V., Costantino A., Muschitiello M., Daly E. // Sci. Rep. 2016. V. 7. P. 42354.
<https://doi.org/10.1038/srep42354>
5. Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E., Roth M., Singh M., Hatchett S., Key M.H., Pennington D., MacKinnon A., Snavely R.A. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 542.
<https://doi.org/10.1063/1.1333697>
6. Poole P.L., Obst L., Cochran G.E., Metzkes J., Schlenvoigt H.-P., Prencipe I., Kluge T., Cowan T., Schramm U., Schumacher D.W., Zeil K. // New J. Phys. 2018. V. 20. P. 013019.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa9d47>
7. Esirkepov T., Borghesi M., Bulanov S.V., Mourou G., Tajima T. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 175003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.175003>
8. d'Humires E., Lefebvre E., Gremillet L., Malka V. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 062704.
<https://doi.org/10.1063/1.1927097>
9. Yin L., Albright B.J., Hegelich B.M., Fernandez J.C. // Laser Part. Beams. 2006. V. 24. P. 291.
<https://doi.org/10.1017/S0263034606060459>
10. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 751.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.751>
11. Higginson A., Gray R.J., King M., Dance R.J., Williamson S.D.R., Butler N.M.H., Wilson R., Capdessus R., Armstrong C., Green J.S., Hawkes S.J., Martin P., Wei W.Q., Mirfayzi S.R., Yuan X.H., Kar S., Borghesi M., Clarke R.J., Neely D., McKenna P. // Nature Commun. 2018. V. 9. P. 724.
<https://doi.org/10.1038/s41467-018-03063-9>
12. Dover N.P., Ziegler T., Assenbaum S., Bernert C., Bock S., Brack F.E., Cowan T.E., Ditter E.J., Garten M., Gaus L., Goethel I., Hicks G.S., Kiriyama H., Kluge T., Koga J.K., Kon A., Kondo K., Kraft S., Kroll F., Lowe H.F., Metzkes N.J., Miyatake T., Najmudin Z., Puschel T., Rehwald M., Reimold M., Sakaki H., Schlenvoigt H.P., Shikawa K., Umlandt M.E.P., Schramm U., Zeil K., Nishiuchi M. // Light Sci. Appl. 2023. V. 12. P. 71.
<https://doi.org/10.1038/s41377-023-01083-9>
13. Wagner F., Deppert O., Brabetz C., Fiala P., Kleinschmidt A., Poth P., Schanz V.A., Tebartz A., Zielbauer B., Roth M., Stohlker T., Bagnoud V. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 166. P. 205002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.205002>
14. Liu Z., Gao Y., Wu Q., Pan Z., Liang Y., Song T., Xu T., Shou Y., Zhang Y., Chen H., Han Q., Hua C., Chen X., Xu S., Mei Z., Wang P., Peng Z., Zhao J., Chen S., Zhao Y., Yan X., Ma W. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 053106.
<https://doi.org/10.1063/5.0195634>

15. Ziegler T., Gothel I., Assenbaum S., Bernert C., Brack F.E., Cowan T.E., Dover N.P., Gaus L., Kluge T., Kraft S., Kroll F., Metzkes-Ng J., Nishiuchi M., Prencipe I., Puschel T., Rehwald M., Reimold M., Schlenvoigt H.P., Umlandt M.E.P., Vescovi M., Schramm U., Zeil K. // Nature Phys. 2024. V. 20. P. 1211.
<https://doi.org/10.1038/s41567-024-02505-0>
16. Levy A., Ceccotti T., D'Oliveira P., Reau F., Perdrix M., Quere F., Monot P., Bougeard M., Lagadec H., Martin P. // Optics Letters. 2007. V. 32. P. 310.
<https://doi.org/10.1364/ol.32.000310>
17. Kim I.J., Choi I.W., Janulewicz K.A., Lee J. // J. Optical Society of Korea. 2009. V. 13 (1). P. 15.
<https://doi.org/10.3807/JOSK.2009.13.1.015>
18. Du D., Liu X., Korn G., Squier J., Mourou G. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. P. 3071.
<https://doi.org/10.1063/1.111350>
19. Kim I.J., Choi I., Lee S.K., Janulewicz K.A., Sung J.H., Yu T.J., Kim H.T., Yun H., Jeong T.M., Lee J. // Appl. Phys. B. 2011. V. 104(1). P. 81.
<https://doi.org/10.1007/s00340-011-4584-2>
20. Mikhailova J.M., Buck A., Borot A., Schmidt K., Sears C., Tsakiris G.D., Krausz F., Veisz L. // Opt. Lett. 2011. V. 36. P. 3145.
<https://doi.org/10.1364/OL.36.003145>
21. Higginson A., Wilson R., Goodman J., King M., Dance R.J., Butler N.M.H., Armstrong C.D., Notley M., Carroll D.C., Fang Y., Yuan X.H., Neely D., Gray R.J., McKenna P. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 114001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac2035>
22. Pappa H., King M., Gray R.J., Powell H.W., Gonzalez-Izquierdo B., Stockhaussen L.C., Wilson R., Carroll D.C., Dance R.J., MacLellan D.A., Yuan X.H., Butler N.M.H., Capdessus R., Borghesi M., Neely D., McKenna P. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 063116.
<https://doi.org/10.1063/1.4954654>
23. Сафронов К.В., Вихляев Д.А., Владимиров А.Г., Гаврилов Д.С., Горохов С.А., Какшин А.Г., Лобода Е.А., Лыков В.А., Мокичева Е.С., Потапов А.В., Пронин В.А., Сапрыкин В.Н., Толстуюхов П.А., Чефонов О.В., Чижков М.Н. // Физика Плазмы. 2010. Т. 36. С. 478.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X10050119>
24. Zeil K., Kraft S.D., Bock S., Bussmann M., Cowan T.E., Kluge T., Metzkes-Ng J., Richter T., Sauerbrey R., Schramm U. // New J. Phys. 2010. V. 12. P. 045015.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045015>
25. Fourmaux S., Buffeouchoux S., Albertazzi B., Capelli D., Levy A., Gnedyuk S., Lecherbourg L., Lassonde P., Payeur S., Anitici P., Pepin H., Marjoribanks R.S., Fuchs J., Kieffer J.C. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 013110.
<https://doi.org/10.1063/1.4789748>
26. Carrie M., Lefebvre E., Flacco A., Malka V. // Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. A. 2010. V. 620 (1). P. 36–40.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.01.056>
27. Mora P. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 185002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.185002>
28. Wilks S.C., Kruer W.L. // IEEE J. Quantum Electron. 1997. V. 33 (11). P. 1954.
<https://doi.org/10.1109/3.641310>
29. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. // Reports Prog. Phys. 2012. V. 75. P. 056401.
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/5/056401>
30. Levy D., Andriyash I.A., Haessler S., Kaur J., Ouillé M., Flacco A., Kroupp E., Malka V., Lopez-Martens R. // Phys. Rev. Accelerated Beams. 2022. V. 25. P. 093402.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.093402>
31. Bychenkov V.Yu., Singh P.K., Ahmed H., Kakolee K.F., Scullion C., Jeong T.W., Hadjisolomou P., Alejo A., Kar S., Borghesi M., Ter-Avetisyan S. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 010704.
<https://doi.org/10.1063/1.4975082>
32. Ter-Avetisyan S., Varmazyar P., Singh P.K., Son J.G., Fule M., Bychenkov V.Yu., Farkas B., Nelissen K., Mondal S., Papp D., Borzsonyi A., Csontos J., Lecz Z., Somoskoi T., Toth L., Andriy V., Margarone D., Necas A., Mourou G., Szabo G., Osvaly K. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2023. V. 65. P. 085012.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/acde0a>
33. Сафронов К.В., Вихляев Д.А., Владимиров А.Г., Гаврилов Д.С., Горохов С.А., Какшин А.Г., Лобода Е.А., Лыков В.А., Мокичева Е.С., Потапов А.В., Пронин В.А., Сапрыкин В.Н., Толстуюхов П.А., Чефонов О.В., Чижков М.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. С. 830. Safronov K.V., Vikhlaev D.A., Vladimirov A.G., Gavrilov D.S., Gorokhov S.A., Kakshin A.G., Loboda E.A., Lykov V.A., Mokicheva E.S., Potapov A.V., Pronin V.A., Saprykin V.N., Tolstoukhov P.A., Chefonov O.V., Chizhkov M.N. // Plasma Phys. Rep. 2010. V. 36. P.443
<https://doi.org/10.1134/S0021364008230033>
34. Green J.S., Robinson A.P.L., Booth N., Carroll D.C., Dance R.J., Gray R.J., MacLellan D.A., McKenna P., Murphy C.D., Rusby D., Wilson L. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 214101.
<https://doi.org/10.1063/1.4879641>

INCREASING THE EFFICIENCY OF LASER ACCELERATION OF PROTONS USING ULTRA-THIN TARGETS

A. A. Bushukhin^{a,*}, K. V. Safronov^a, S. A. Gorokhov^a, V. A. Flegentov^a, D. O. Zamuraev^a, A. L. Shamraev^a,
S. F. Kovaleva^a, N. A. Fedorov^a, and A. V. Potapov^a

^aRussian Federal Nuclear Center—Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics,
Snezhinsk, Chelyabinsk oblast, 456770 Russia

*e-mail: dep5@vniitf.ru

The results of laser acceleration of protons from aluminum targets 6 μm thick and ultra-thin diamond-like carbon films 100 nm thick when they are irradiated with femtosecond laser pulses with a peak intensity of up to $5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ are presented. It is shown that decreasing the target thickness from 6 μm to 100 nm does not lead to a significant change in the maximum proton energies, but contributes to an increase in the angular yield and the laser energy conversion coefficient. This effect is due to an increase in the number of protons in the low-energy part of the spectra, which is reflected in a twofold increase in the conversion coefficient.

Keywords: ultrashort laser pulses, relativistic intensity, laser-plasma acceleration of protons, time-of-flight method, double plasma mirror

ИОННЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СКОРОСТЯМ И ПО ЭНЕРГИЯМ, ВОЗМУЩЕННЫЕ ИОННО-ЗВУКОВЫМИ СОЛИТОНАМИ: АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНЫХ АМПЛИТУД

© 2025 г. Ф. М. Трухачев^{a,*}, М. М. Васильев^a, О. Ф. Петров^a

^aОбъединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: ftru@mail.ru

Поступила в редакцию 16.11.2024 г.

После доработки 13.12.2024 г.

Принята к публикации 18.12.2024 г.

С использованием метода псевдопотенциала Сагдеева выполнен расчет функций распределения фоновых ионов, возмущенных ионно-звуковыми солитонами для случая холодных ионов. Анализировались функции распределения по скоростям и по кинетическим энергиям. Получены явные формулы, справедливые для солитонов произвольной амплитуды. Показано, что солитоны формируют в своей окрестности сильно неравновесную плазму. Проведено сравнение результатов с ранее полученными аналитическими расчетами и результатами моделирования.

Ключевые слова: ионно-звуковой солитон, функции распределения, солитонные токи

DOI: 10.31857/S0367292125010087, EDN: DXCDHR

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ влияния плазменных волн на функции распределения ее заряженных частиц важен как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения [1–4]. Для плазменных солитонов акустического типа данная проблема обсуждалась в работах [5–10]. Как известно, ионно-звуковыми солитонами называют устойчивые уединенные волны сжатия или разрежения ионной плотности, распространяющиеся в пространстве без изменений формы [11–15]. В работе [5] задача решалась в рамках уравнений Власова (что является наиболее общим подходом), результаты были получены в приближении малых амплитуд, функции распределения по скоростям для заряженных частиц использовались в качестве промежуточных расчетов и их свойства не анализировались специально. В работах [6, 8–10] возмущенные солитонами функции распределения по скоростям и энергиям исследовались целенаправленно для плазмы с холодными ионами. Начальная (невозмущенная) скорость всех ионов в данном случае была равна нулю. Солитоны возмущают ионную скорость в своей окрестности. Зная профиль солитона, все параметры движения любого иона можно рассчитать в любой момент времени, что делает исследуемую задачу детерминированной (в отличие от стохастической задачи теплых ионов). Для случая хо-

лодных ионов вместо уравнений Власова можно использовать уравнения гидродинамики и одночастичное приближение. В расчетах [6–10] использовалось как усреднение по ансамблю частиц (путем численного моделирования), так и усреднение по времени для одной частицы с использованием эргодической гипотезы. Во втором случае были получены явные формулы для описания возмущенных функций распределения. Тем не менее полученные выражения требовали либо применения численных методов, либо были справедливы для солитонов малых амплитуд. Полученные результаты показали, что ионная функция распределения по компонентам (проекциям) скорости (изначально равновесная), возмущенная солитонами сжатия, имеет несимметричную неравновесную форму в окрестности волны. Как оказалось, форма возмущенной функции распределения подобна функции распределения плазмы с пучком ионов. Интеграл функции распределения по компонентам скоростей оказался отличным от нуля, что указывает на односторонний перенос ионов ионно-звуковыми солитонами. Последнее следствие полностью согласуется с результатами [16–20]. В указанных работах различными способами показано, что консервативные плазменные солитоны сжатия осуществляют односторонний перенос заряженных частиц на конечное расстояние в направлении своего движения.

В предлагаемой работе, с использованием усреднения по времени (на основе эргодической гипотезы), получены аналитические формулы для описания возмущенных солитонами функций распределения по скоростям и по энергиям, которые справедливы для произвольных амплитуд. Построены графики рассчитанных функций для солитонов разной амплитуды. Проведено сравнение полученных аналитических выражений с приближенными выражениями, справедливыми для малых амплитуд, а также с результатами численного моделирования. Рассмотрены только ионные функции распределения, в то время как электроны полагались равновесными (Больцмановскими).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для проверки наших результатов будем пользоваться сравнением с уже известными результатами [6, 8, 9]. Рассмотрим классическую одномерную гидродинамическую модель бесстолкновительной плазмы, содержащей холодные ионы $T_i = 0$ и горячие равновесные электроны с температурой T_e . Будем полагать, что магнитное поле отсутствует или параллельно направлению движения волн. Систему гидродинамических уравнений запишем в виде

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

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial N_i v_i}{\partial X} = 0, \quad (2)$$

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

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} = N_e - N_i. \quad (4)$$

Здесь N_i , N_e — обозначают ионную и электронную концентрации с нормировкой на невозмущенную ионную (электронную) концентрацию $n_0 = n_{0i} = n_{0e}$; v_i — гидродинамическая ионная скорость с нормировкой на ионно-звуковую скорость $C_s = \sqrt{T_e/m_i}$, m_i — масса иона; $\Phi = e\varphi/T_e$ — нормированный электростатический потенциал волны, e — абсолютный заряд электрона, φ — размерный потенциал, который можно описать известным выражением $E = -\partial\varphi/\partial x$ для электрического поля. Временная и пространственная координаты t , X нормированы соответственно на ω_i^{-1} (где $\omega_i = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i}$ — ионная плазменная частота) и на λ_D , где $\lambda_D = \sqrt{T_e/4\pi e^2 n_0}$ — радиус Дебая.

Система уравнений (1)–(4) содержит солитонные решения, которые можно найти различными способами. Для малых амплитуд ее можно описать уравнением КdВ [21, 22], при этом профиль ионно-звукового солитона выражается следующим образом:

$$\Phi(x, t) = \Phi_0 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{X - Mt}{\Delta} \right), \quad (5)$$

где $\Phi_0 = 3(M - 1)$ — амплитуда солитона, а $\Delta = \sqrt{6/\Phi_0}$ — его ширина, $M = V/Cs$ — число Maxa, V — скорость солитона в неподвижной системе координат. В работе [9] с использованием уравнения (5) была получена явная формула для описания ионной функции распределения по скоростям в окрестности ионно-звукового солитона сжатия, которая имеет следующий вид:

$$f(v_i) = \frac{4\sqrt{3}}{Tv_i(2M - v_i)\sqrt{6(M - 1)} - v_i(2M - v_i)}. \quad (6)$$

Здесь T — это длительность времени усреднения. Формула (6) справедлива для солитонов малой амплитуды $\Phi_0 \leq 0.5$ [9].

Нас интересуют решения произвольной амплитуды. Для поставленных целей воспользуемся методом псевдопотенциала Сагдеева, который подходит для описания стационарной задачи. Будем считать, что солитон прошел все стадии эволюции и движется с постоянной скоростью. Вводя новую переменную $\xi = X - Mt$, которая соответствует переходу в движущуюся с волной систему координат, систему (1)–(4) можно свести к единственному уравнению Пуассона [23]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} = e^\Phi - N_i(\Phi), \quad (7)$$

где $N_i(\Phi) = M/\sqrt{M^2 - 2\Phi}$ — нормированная ионная концентрация для стационарного случая [16, 23]. Однократное интегрирование (7) по Φ с учетом граничных условий $d\Phi/d\xi = 0$ при $\Phi = 0$ дает формулу для описания псевдопотенциала Сагдеева, $U(\Phi)$ [23]:

$$-U(\Phi) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2, \quad (8)$$

или

$$U(\Phi) = (1 - e^\Phi) - M \left(\sqrt{M^2 - 2\Phi} - M \right). \quad (9)$$

Профили ионно-звуковых солитонов произвольной амплитуды могут быть найдены путем численного интегрирования уравнений (7) или (8) с использованием, например, метода Рунге–Кутты 4 порядка. На рис. 1 представлены профили потенциала солитонов, найденные с использованием уравнения КdВ и численно методом Рунге–Кутты (РК) для разных чисел Maxa.

Рисунок 1 демонстрирует классические свойства солитонов. А именно, с ростом скорости солитона (числа Maxa) растет его амплитуда Φ_0 и уменьшается ширина Δ . В рассмотренной двухкомпонентной модели ионно-звуковые солитоны могут существовать в диапазоне чисел Maxa от 1 до 1.6 [6, 8, 23] с амплитудой до $\Phi_0 \approx 1.6$. При этом уравнение КdВ хорошо описывает солитоны с амплитудой

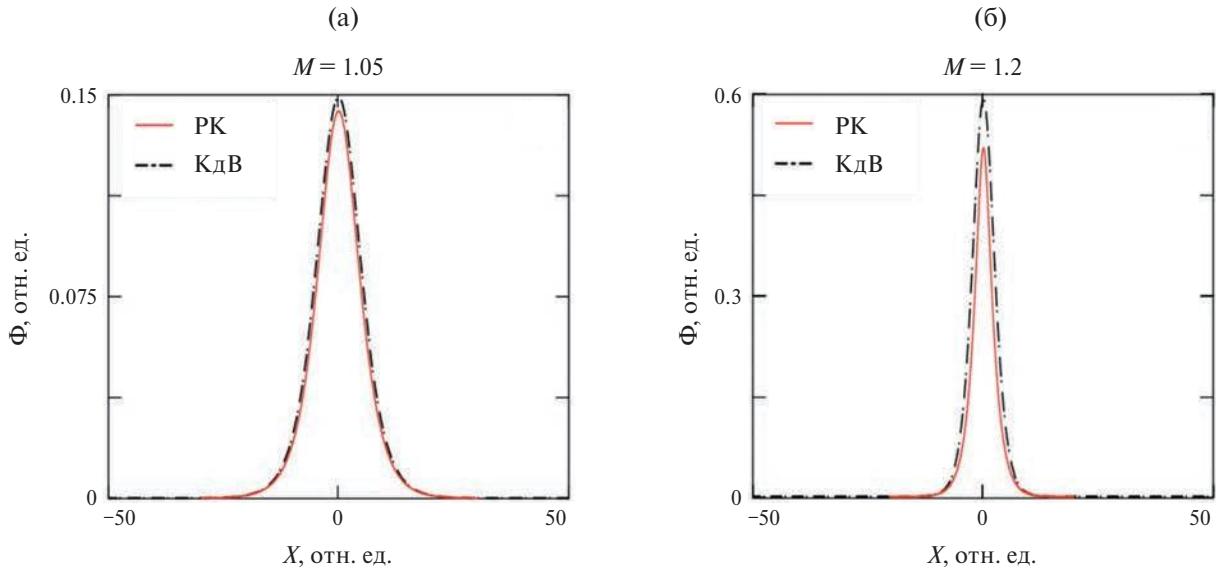


Рис. 1. Профили потенциала солитона при разных значениях числа Маха: “PK” — численное моделирование методом Рунге–Кутты; “КдВ” — анализ с использованием уравнения Кортевега–Де Вриза по формуле 5.

$\Phi \leq 0.5$. Имея профили солитонов $\Phi(X)$, мы можем перейти к расчету возмущенных функций распределения.

3. ВОЗМУЩЕННЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СКОРОСТЯМ И ПО КИНЕТИЧЕСКИМ ЭНЕРГИЯМ ДЛЯ ФОНОВЫХ ИОНОВ

Слева и справа от консервативного (классического) солитона состояния среды (плазмы) идентичны. При удалении от центра солитона плазма быстро (экспоненциально) возвращается к невозмущенному состоянию. Это означает, что везде, кроме некоторой окрестности уединенной волны (десятка–сотни λ_D), плазму можно считать равновесной. Стоит отметить, что для случая холодных ионов их максвелловское распределение по компонентам скоростей и по энергиям превращается в дельта-функцию Дирака. Следуя рассуждениям [8–10], будем анализировать возмущение функций распределения в области плазмы, в центре которой расположен солитон. Как отмечалось в [9], на практике достаточно, чтобы солитон полностью попадал в исследуемую область плазмы, однако теоретический анализ проще выполнить для случая центральной симметрии.

Введем обозначения $f_v(v_i)$ — ионная функция распределения по компонентам скоростей, $f_W(v_i)$ — ионная функция распределения по кинетическим энергиям. Рассмотрим сначала $f_v(v_i)$. Искомую функцию можно найти по известным формулам

$$f_v(v_i) = \frac{\Delta N}{N \Delta v_i}, \quad (10)$$

или

$$f_v(v_i) = \frac{\Delta t}{T \Delta v_i}. \quad (11)$$

Формула (10) справедлива при усреднении по ансамблю ионов, формула (11) — при усреднении по времени для одного иона (при условии эргодичности плазмы). Здесь v_i — скорость ионов вдоль оси x , ΔN — количество частиц со скоростями в промежутке от v_i до $v_i + \Delta v_i$, N — количество ионов в рассматриваемой области (в ансамбле), Δt — время, в течение которого выбранный ион имеет скорость в диапазоне от v_i до $v_i + \Delta v_i$, T — время, за которое проводится усреднение. На практике T соответствует временному разрешению измерительных приборов. Анализ $f_v(v_i)$ по формулам (10) и (11) полностью согласуется, что показано в работах [6–10].

В нашей работе сосредоточимся на поиске точной формулы для $f_v(v_i)$ с использованием усреднения по времени для движения одного пробного иона (по формуле (11)), взаимодействующего с ионно-звуковым солитоном. Схематично поставленная задача отображена на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что при движении солитона слева направо он взаимодействует с произвольно выбранным ионом фона в течение некоторого времени и возмущает его динамические параметры. Ион смещается вперед на несколько радиусов Де-Бая после прохождения солитона, при этом начальная и конечная его скорости остаются равными нулю [18]. Параметры движения выбранного иона будут использованы для усреднения по времени. Для применения формулы (11) нам понадобится зависимость $v_i(t)$, найдем ее из второго закона Ньютона, записанного для пробного иона в электрическом поле солитона $m_i \mathbf{a}_i = e \mathbf{E}$. В нормированном виде имеем

$$\xi = -\frac{\partial \Phi(\xi)}{\partial \xi} \quad (12)$$

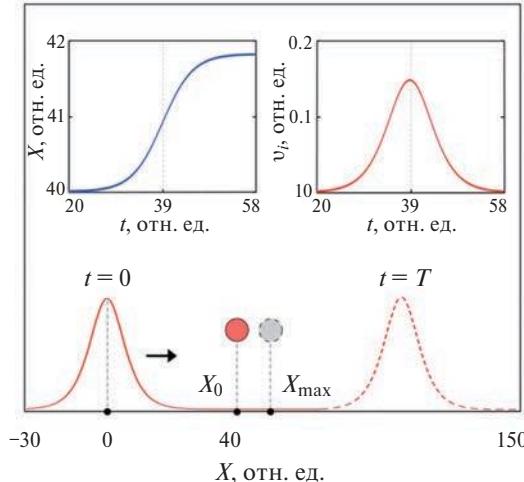


Рис. 2. Схема взаимодействия пробного иона с ионно-звуковым солитоном; на вкладках показаны зависимости $X(t)$ и $v_i(t)$ для пробного иона. Кружки отображают начальное и конечное положение пробного иона.

или с учетом $\xi = X - Mt$; $\partial/\partial X = \partial/\partial\xi$ для неподвижной системы координат

$$\ddot{X} = -\frac{\partial\Phi(X, t)}{\partial X}. \quad (13)$$

Для анализа солитонов произвольной амплитуды необходимо использование численного решения для потенциала $\Phi(X, t)$ в (13). Соответствующие решения представлены на вкладках к рис. 2 в виде зависимостей $X(t)$ и $v_i(t)$ при $M = 1.05$. Решалась задача со следующими начальными условиями: $X(0) = 40$, $v_i(0) = 0$. В рассматриваемом случае, ион достигает максимальной скорости при $t = 39$. Параметры численного интегрирования соответствуют тем, что представлены на рис. 4 в работе [8]. Хоть численные решения и являются точными, они не позволяют получить искомые аналитические выражения. Далее будет описана методика получения нужных формул без использования численных методов.

В пределе $\Delta t \rightarrow 0$ формулу (11) можно записать в дифференциальном виде

$$f_v(v_i) = \frac{2dt}{Tdv_i}. \quad (14)$$

Множитель “2” соответствует случаю центральной симметрии. Детальный вывод формулы (14) можно найти в работе [8]. Формула (14) исчерпывающим образом описывает возмущенную функцию распределения для солитонов произвольной амплитуды, однако в общем случае требует привлечения численных методов, поскольку зависимость $v_i(t)$, определяется численно (рис. 2). Для солитонов малой амплитуды искомая функция $f_v(v_i)$ была найдена в [8, 9] с использованием метода разложения псевдопотенциала Сагдеева и уравнения КdВ. Переходим к описанию общей методики получения нужных формул без использования численных методов.

Будем придерживаться логики рассуждений [8, 9]. Для решения уравнения (14) нам нужна зависимость производной dt/dv_i от параметра v_i . По закону сложения скоростей имеем $v'_i = v_i - M$, где v'_i — скорость иона в движущейся системе координат. Консервативность поля влечет сохранение механической энергии

$$\frac{v'^2_i}{2} = \frac{M^2}{2} - \Phi \quad (15)$$

или

$$v'_i = -\sqrt{M^2 - 2\Phi}. \quad (16)$$

В работе [8] формула (16) была получена путем интегрирования (13). Дифференцирование (15) по ξ дает

$$v'_i \frac{dv'_i}{d\xi} = -\frac{d\Phi}{d\xi}. \quad (17)$$

Теперь учитывая (8), а также $\frac{dt}{dv'_i} = \frac{dt}{d\xi} \frac{d\xi}{dv'_i} = \frac{1}{v'_i} \frac{d\xi}{dv'_i}$ можно получить

$$\frac{dt}{dv'_i} = \frac{1}{\sqrt{-2U(\Phi)}}.$$

С учетом (9) имеем

$$\frac{dt}{dv'_i} = \frac{1}{\sqrt{-2[(1 - e^\Phi) - M(\sqrt{M^2 - 2\Phi} - M)]}}. \quad (18)$$

Далее, учитывая закон сложения скоростей $v'_i = v_i - M$ и выражая Φ из (15), а $\sqrt{M^2 - 2\Phi}$ из (16), получаем

$$\frac{dt}{dv_i} = \frac{1}{\sqrt{-2(1 - e^{Mv_i - v_i^2/2} + Mv_i)}} \quad (19)$$

или с учетом (14) окончательно

$$f_v(v_i) = \frac{2}{T\sqrt{-2(1 - e^{Mv_i - v_i^2/2} + Mv_i)}}. \quad (20)$$

Формулу (20) можно переписать в виде $f_v(v_i) = 2/\left(T\sqrt{-2U(\Phi)}\right)$, где $\Phi(v_i)$ определяется уравнением (15). На рис. 3 представлены графики функции $f_v(v_i)$, полученные с использованием трех методов: по приближенной формуле (6) (впервые получена в [9]); по точной формуле (20); моделированием по ансамблю частиц по методике [6, 8]. График функции $f_v(v_i)$, полученный из выражения (20), справедливый для произвольных амплитуд, выполнен с заливкой, поскольку он является эталонным. При этом приближенные зависимости представлены штриховыми кривыми.

Как видно из рис. 3, результаты, полученные по формуле (20), полностью совпадают с результатами моделирования [8]. Приближенная формула (6) остается справедливой для малых амплитуд.

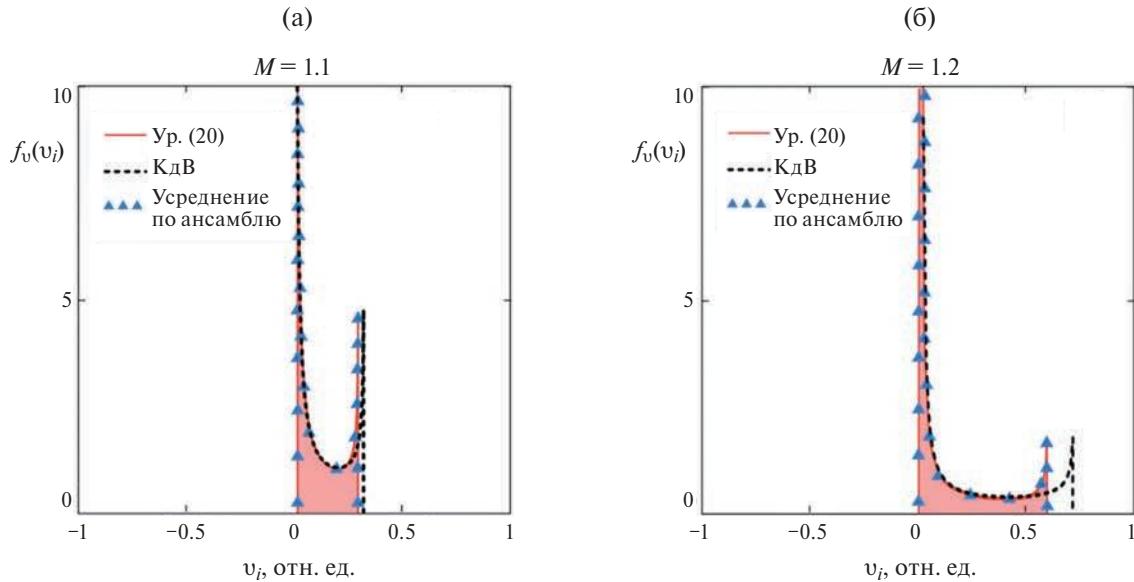


Рис. 3. Возмущенные функции распределения $f_v(v_i)$ при $T = 38$ и при разных значениях числа Маха, рассчитанные с использованием различных методов: по приближенной формуле (6) — штриховая кривая; по точной формуле (20) — сплошная кривая с заливкой; моделированием по ансамблю частиц по методике [6, 8] — треугольники.

Параметрами функции $f_v(v_i)$ являются число Маха M и время усреднения T . Область определения $f_v(v_i)$ находится в диапазоне $0 < v_i < M$. Действительно, в работах [6, 16, 18] показано, что в электрическом поле классического ионно-звукового солитона сжатия ионы могут двигаться только с положительной скоростью $v_i > 0$. С другой стороны, верхняя граница $v_i < M$ определяется докритичностью рассматриваемых солитонов. При $v_i \geq M$ происходит опрокидывание волны и формирование многопоточного движения.

Используя (20), можно найти среднее значение плотности ионного тока, индуцируемого солитонами, J_i . В нормированном виде имеем $J_i = \int_0^M v_i f_v(v_i) dv_i$. При $M = 1.05$, $T = 71$ получим $J_i = 0.26$, что полностью согласуется с результатами работы [6], где рассчитана величина J_i для группы одинаковых солитонов с периодом следования $T = 71$ при $M = 1.05$. Также наблюдается согласие с результатами работы [16], где величина J_i была получена с использованием уравнений гидродинамики. В свою очередь, зная J_i , легко рассчитать полный электрический ионный заряд, перемещаемый солитоном через единичную площадку, $Q = J_i T$. Несложно убедиться, что полученная зависимость $Q_i(M) \sim Q_i(\Phi_0)$ согласуется с зависимостью $\Delta X(\Phi_0) = Q_i(\Phi_0)$, рассчитанной в [18] разными способами (здесь ΔX — дистанция переноса ионов солитоном).

Найдем выражение для функции распределения по кинетическим энергиям. Зная функцию $f_v(v_i)$, можно найти функцию $f_W(W_i)$, воспользовавшись известной взаимосвязью [7, 10]

$$f_t(v_i) dv_i = f_t(W_i) dW_i. \quad (21)$$

Учитывая, что $W_i = v_i^2/2$, имеем

$$f_W(W_i) = \frac{\sqrt{3}}{T \sqrt{W_i} \left(e^{(\sqrt{2W_i}M-W)} - \sqrt{2W_i}M - 1 \right)^{1/2}}. \quad (22)$$

Область определения функции $f_W(W_i)$ определяется неравенством $0 < W_i < M^2/2$.

На рис. 4 представлены графики $f_W(W_i)$ для разных чисел Маха. Для сравнения на графиках представлены результаты [10], полученные путем моделирования по ансамблю и по приближенной формуле, полученной с использованием уравнения КдВ.

Из рис. 4 видно, что результаты, полученные по формуле (22), полностью согласуются с результатами моделирования [10]. Приближенная формула (14) из [10] остается справедливой для малых амплитуд.

Как видно из рис. 3 и 4, функции распределения фоновых ионов становятся сильно неравновесными в окрестности солитонов. Они соответствуют переносу ионов солитоном (возбуждению солитонных токов) и имеют “beam-like” форму. Наличие потока заряженных частиц в окрестности солитона может стать причиной развития потоковых неустойчивостей [24]. В частности, дрейф электронов со скоростью $v_e > C_s$ может быть причиной дрейфовой ионно-звуковой неустойчивости. При увеличении скорости дрейфа может развиваться бунemanовская неустойчивость. Однако в нашей модели электроны полагались равновесными, а их потоки полагались равными нулю. Солитонные токи, рассмотренные нами, могут быть причиной потоковых пыле-акустических неустойчивостей [25]. Данная ситуация возможна в пылевой плазме в присутствии ионно-звуковых солитонов.

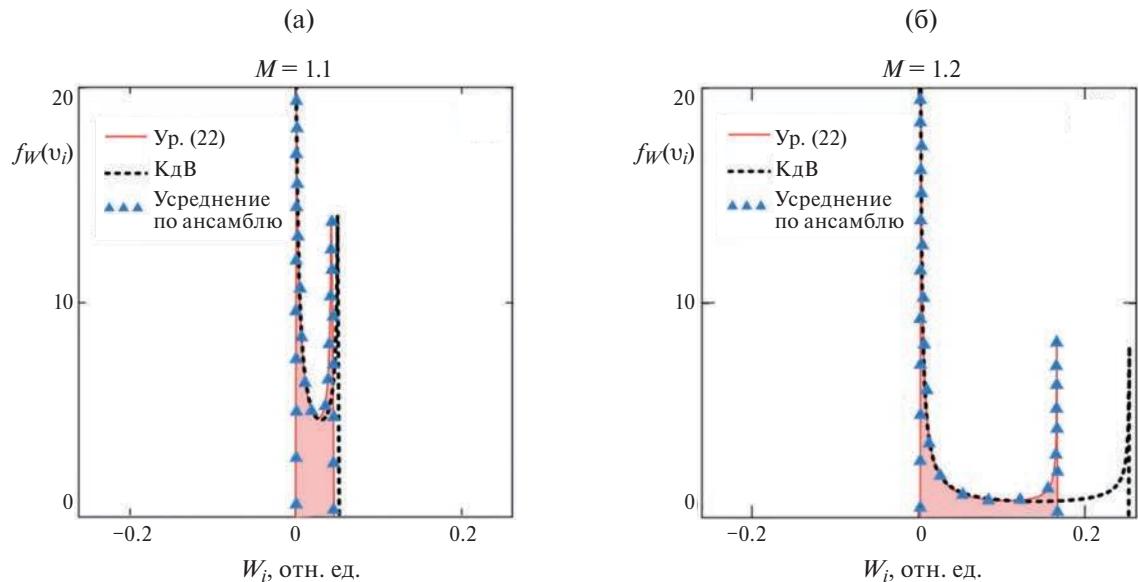


Рис. 4. Возмущенные функции распределения $f_W(W_i)$ при $T = 38$ и при разных значениях числа Маха, рассчитанные с использованием различных методов: по приближенной формуле (14) из [10] — штриховая кривая; по точной формуле (22) — сплошная кривая с заливкой; моделированием по ансамблю частиц по методике [10] — треугольники.

нов [13]. Ионные потоки также могут влиять на заряд пылевых частиц в пылевой плазме, что является одной из причин неустойчивостей [26]. Детальный анализ подобных задач является темой будущих работ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе метода псевдопотенциала Сагдеева получено аналитическое выражение, описывающее возмущенные ионно-звуковым солитоном функции распределения фоновых ионов по компонентам скорости $f_v(v_i)$ и по кинетическим энергиям $f_W(W_i)$. Ранее было показано [5–10], что ионно-звуковые солитоны сильно возмущают изначально равновесную функцию распределения ионов. В области, занятой солитонами, такая функция имеет “beam-like” форму [6–10]. Полученные результаты справедливы только для холодных плазменных фракций. Для случая теплых ионов их можно использовать только в качестве оценок. Ожидается, что учет теплового движения ионов приведет к уширению максимумов функций распределения. Аналитические формулы (20), (22) просты в применении, они могут использоваться для интерпретации экспериментальных данных, а также для развития новых методов плазменной диагностики. Стоит отметить, что использованный нами подход является довольно универсальным и может применяться для описания свойств электронно- и пылевоакустических солитонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Landau L.D. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 574.
2. Stasiewicz K., Lundin R., Marklund G. // Physica Scripta. 2000. V. 84. P. 60.
3. Alberti S. // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 376.

4. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. // Rev. Modern Phys. 2009. V. 81. 3. P. 1229.
5. Аleshин И.М., Перегудов Д.В. // Вестн. Московского ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2000. № 1. С. 8. (Aleshin I.M., Peregudov D.V. // Moscow University Physics Bulletin. 2000. V. 55 (1). P. 9).
6. Трухачев Ф.М., Васильев М.М., Петров О.Ф. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 967.
7. Трухачев Ф.М., Герасименко Н.В., Васильев М.М., Петров О.Ф. // Вестник ОИВТ РАН. 2022. Т. 7. С. 15.
8. Trukhachev F.M., Gerasimenko N.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30 (2). P. 022113.
9. Трухачев Ф.М., Герасименко Н.В., Васильев М.М., Петров О.Ф. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 975.
10. Трухачев Ф.М., Васильев М.М., Петров О.Ф., Могилевский М.М., Чугунин Д.В. // ТВТ. 2024. (в печати).
11. Tran M.Q. // Physica Scripta. 1979. V. 20. P. 317.
12. Медведев Ю.В. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 70.
13. Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 792
14. Manesh M., Anu V., Neethu T.W., Sijo S., Sreekala G., Venugopal C. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 633.
15. Медведев Ю.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 410.
16. Трухачев Ф.М., Васильев М.М., Петров О.Ф. // ТВТ. 2020. Т. 58. С. 563.
17. Dubinov A.E., Lebedeva X.I. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. V. 152. P. 111391.
18. Trukhachev F.M., Gerasimenko N.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 112302.

19. Дубинов А.Е., Китаев И.Н. // ТВТ. 2023. Т. 61 (1). С. 11.
20. Кузнецов С.В. // Вестник ОИВТ РАН. 2024. Т. 13. Р. 4.
21. Washimi H., Taniuti T. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 996.
22. Tran M.Q. // Physica Scripta. 1979. V. 20. P. 317.
23. Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы. Вып. 4 / Ред. М.А. Леонтьевича. М.: Атомиздат, 1967. 342 с. (Sagdeev R.Z., in *Reviews of Plasma Physics*, M.A. Leontovich, Ed. (Consultants Bureau Enterprises, Inc., New York, Vol. IV, 1966)).
24. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат. 1979. 129 с.
25. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to Dusty Plasma Physics. CRC Press. 2015. 450 p.
26. Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F., Torchinsky V.M. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 1374.

ION VELOCITY AND ENERGY DISTRIBUTION FUNCTIONS PERTURBED BY THE ION-ACOUSTIC SOLITONS: ANALYTICAL CALCULATION FOR ARBITRARY AMPLITUDES

F. M. Trukhachev^{a,*}, M. M. Vasiliev^a, and O. F. Petrov^a

^a*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia*

*e-mail: ftru@mail.ru

Distribution functions of background ions perturbed by the ion-acoustic solitons are calculated using the Sagdeev pseudopotential approach for the case of cold ions. Velocity and kinetic-energy distribution functions are analyzed. Explicit expressions valid for the solitons of arbitrary amplitude are obtained. It is demonstrated that the solitons form a strongly nonequilibrium plasma in their vicinity. The results are compared with previous analytical calculations and results of simulations.

Keywords: ion-acoustic soliton, distribution functions, soliton currents

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПЫЛЕВЫЕ ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В МАГНИТОСФЕРЕ САТУРНА

© 2025 г. Ю. Н. Извекова^{a,*}, С. И. Копнин^a, Д. В. Шохрин^b, С. И. Попель^a

^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^bНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

*e-mail: besedina_yn@mail.ru

Поступила в редакцию 25.11.2024 г.

После доработки 20.12.2024 г.

Принята к публикации 21.12.2024 г.

Характерной особенностью магнитосферы Сатурна является присутствие электронов двух сортов, подчиняющихся каппа-распределениям, — горячих и холодных. Электроны, ионы магнитосферы и пылевые частицы, которые были обнаружены в рамках миссии Cassini, образуют плазменно-пылевую систему в магнитосфере Сатурна. Рассматриваются нелинейные периодические пылевые звуковые волны произвольной амплитуды, которые могут распространяться в запыленной магнитосфере Сатурна. Полученные результаты важны для интерпретации будущих космических наблюдений.

Ключевые слова: пылевая плазма, нелинейные пылевые звуковые волны, каппа-распределение, магнитосфера Сатурна

DOI: 10.31857/S0367292125010094, **EDN:** DXEOAP

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования пылевой плазмы в Солнечной системе в настоящее время представляют актуальность в связи с наличием накопленных в результате космических миссий данных, развитием теоретических моделей, позволяющих исследовать подобные системы, а также в свете планируемых исследований космического пространства. Пыль и пылевая плазма являются важными объектами исследования вблизи поверхности Луны, Меркурия, спутников Марса и других безатмосферных космических тел [1–13], в атмосферах и магнитосферах планет [14–22], планетарных кольцах, в хвостах комет [23–25] и межпланетном космическом пространстве. Плазма магнитосферы Сатурна исследовалась впервые в рамках миссий Voyager 1 и Voyager 2 в 1980-х гг. Тогда были получены свидетельства существования волн [26] в плазме магнитосферы Сатурна. Теоретические исследования ионно-звуковых волн в магнитосфере Сатурна проводились в работе [27]. В ходе миссии Cassini [28, 29] была обнаружена пылевая плазма в системе Сатурна в окрестности его спутника Энцелада. Исследования в рамках этой миссии указали также на возможную причину ее появления — космический аппарат Cassini обнаружил фонтаны частиц пыли и небольших частиц водяного льда (которые также могут трактоваться как пылевые части-

цы) высотой во многие сотни километров, бьющие из четырех трещин в районе южного полюса Энцелада [30]. Было также обнаружено [26, 31, 32], что в магнитосфере Сатурна одновременно присутствуют два типа электронов — горячие и холодные, причем распределения электронов описываются каппа-распределениями [32].

Каппа-распределения типичны для магнитосфер планет. В бесстолкновительной магнитосферной плазме релаксация формирующихся в результате ускорения и переноса функций распределения частиц приводит первоначально к каппа-распределениям и значительно позже к близким к максвелловским распределениям частиц (см., например, [33]). Формирование каппа-распределений обусловлено существованием дальнодействующих корреляций в бесстолкновительной магнитосферной плазме и действием процессов турбулентного ускорения и турбулентного переноса частиц.

В пылевой плазме с параметрами, соответствующими условиям в магнитосфере Сатурна, могут существовать нелинейные волны, в первую очередь пылевые звуковые волны. Ранее была продемонстрирована возможность существования в этой системе единичных нелинейных пылевых звуковых волн — солитонов [14]. Было показано [17], что в условиях магнитосферы Сатурна существуют ре-

шения уравнения Захарова–Кузнецова, описывающие одномерные и трехмерные солитоны, также было проведено двумерное описание запыленной плазмы магнитосферы Сатурна [15], в результате чего были получены решения уравнения Кадомцева–Петвиашвили в виде одномерных солитонов и двумерных N -солитонов. В данной работе предлагаются рассмотрение нелинейных периодических пылевых звуковых волн, при этом учитывается наличие двух типов электронов. Рассмотрение проводится для произвольных амплитуд нелинейных волн, что важно с точки зрения возможности интерпретации данных, которые могут быть получены в будущих миссиях.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Запишем основные уравнения для нелинейных периодических пылевых звуковых волн в магнитосфере Сатурна. Будем рассматривать одномерные возмущения вдоль координаты x . Пылевые звуковые нелинейные волны описываются системой уравнений [14], состоящей из уравнения Пуассона для потенциала и уравнений, задающих концентрации плазменных компонент. Запишем уравнение Пуассона в виде

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 4\pi e (n_e - n_i - n_d Z_d), \quad (1)$$

где φ — самосогласованный потенциал в плазме, $d_{d(i,e)}$ — концентрации пылевых частиц (ионов, электронов), $-e$ — заряд электрона, Z_d — заряд пылевой частицы, выраженный в количестве электронов. Поскольку в магнитосфере Сатурна пыль можно считать незамагниченной, для описания ее динамики можно использовать уравнения непрерывности и Эйлера, представленные в следующем виде:

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

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = -\frac{e Z_d}{m_d} \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (3)$$

где v_d — направленная скорость пылевой частицы, m_d — масса пылевой частицы.

На пылевых звуковых масштабах успевают установиться распределения электронов и ионов. Ионы подчиняются распределению Больцмана

$$n_i = n_{i0} e^{-e\varphi/T_i}, \quad (4)$$

где T_i — температура ионов, выраженная в энергетических единицах, а индексом “0” здесь и далее будем обозначать невозмущенные состояния. Необходимо учесть, что в плазме магнитосферы Сатурна существуют два типа электронов — холодные с концентрацией $n_{e,c}$ и горячие с концентрацией $n_{e,h}$, причем

$$n_e = n_{e,c} + n_{e,h}. \quad (5)$$

Электроны обоих типов подчиняются каппа-распределениям [34]

$$n_{e,c} = n_{e,c0} \left(1 - \frac{1}{\kappa_c - 3/2} \frac{e\varphi}{T_{ec}} \right)^{-\kappa_c+1/2}, \quad (6)$$

$$n_{e,h} = n_{e,h0} \left(1 - \frac{1}{\kappa_h - 3/2} \frac{e\varphi}{T_{eh}} \right)^{-\kappa_h+1/2}, \quad (7)$$

где $T_{ec(h)}$ — температура холодных (горячих) электронов, выраженная в энергетических единицах, $\kappa_{c(h)}$ — параметр каппа-распределения холодных (горячих) электронов, причем $\kappa_{c(h)} > 3/2$.

Условие квазинейтральности для невозмущенных значений концентраций имеет вид

$$n_{i0} + Z_d n_{d0} = n_{e,c0} + n_{e,h0} = n_{e0}. \quad (8)$$

Введем для удобства коэффициент соотношения между концентрациями холодных и горячих электронов α . Тогда имеем

$$\begin{aligned} n_{e,c0} &= \alpha (n_{i0} + Z_d n_{d0}), \\ n_{e,h0} &= (1 - \alpha) (n_{i0} + Z_d n_{d0}). \end{aligned} \quad (9)$$

Характерные временные масштабы пылевых звуковых волн существенно превышают характерное время изменения заряда пылевых частиц [35], т. е. пылевые звуковые волны достаточно медленные и заряды пылевых частиц успевают подстраиваться под параметры плазмы. Далее, для простоты рассматриваем области в магнитосфере Сатурна, в которых фототок пренебрежимо мал по сравнению с каким-либо из микроскопических токов электронов и ионов на пылевую частицу, что легко реализуется, например, в областях магнитосферы, затененных от солнечного излучения Сатурном. Таким образом, заряды пылевых частиц могут быть определены из баланса токов электронов и ионов на поверхность частицы

$$I_e (Z_d) + I_i (Z_d) = 0. \quad (10)$$

Микроскопические токи холодных (горячих) электронов на поверхность пылевой частицы определяются выражением [36]

$$\begin{aligned} I_{e,c(h)} (Z_d) &= 2\sqrt{\pi} a^2 e n_{e0,c(h)} \frac{(\kappa_{c(h)} - 3/2)^{1/2}}{k_{c(h)} (\kappa_{c(h)} - 1)} \times \\ &\times \frac{\Gamma(\kappa_{c(h)} + 1)}{\Gamma(\kappa_{c(h)} - 1/2)} \sqrt{\frac{T_{e,c(h)}}{m_e}} \times \\ &\times \left(1 - \frac{1}{\kappa_{c(h)} - 3/2} \frac{e^2 Z_d}{a T_{e,c(h)}} \right)^{-\kappa_{c(h)+1}}, \end{aligned} \quad (11)$$

а ток ионов равен [32]

$$I_i (Z_d) = 4\pi a^2 e n_{i0} \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \left(1 - \frac{e^2 Z_d}{a T_i} \right), \quad (12)$$

где a — размер пылевой частицы, $m_{e(i)}$ — масса электрона (иона), $\Gamma(\kappa_{c(h)})$ — гамма-функция.

В результате самосогласованного решения системы (10)–(12) при заданном значении n_{d0} получим значения зарядовых чисел пылевых частиц Z_d и концентраций электронов n_{e0} . На рис. 1 представлены зависимости зарядовых чисел пылевых частиц и концентраций электронов от размеров пыли для различных концентраций пылевых частиц.

3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

Полученную систему (1)–(7) будем решать с использованием метода сагдеевского потенциала. При этом для получения волны, движущейся с постоянной скоростью, перейдем в систему отсчета, движущуюся в положительном направлении вдоль оси OX со скоростью M : $\xi = x - Mt$. Решение системы будем искать в безразмерном виде, используя следующие безразмерные величины:

$$\frac{e\varphi}{T_i} \rightarrow \varphi, \quad \frac{M}{C_{sd}} \rightarrow M, \quad \frac{\xi}{\lambda_{D_i}} \rightarrow \xi,$$

$$C_{sd} = \sqrt{\frac{T_i}{m_d}}, \quad \lambda_{D_i} = \sqrt{\frac{T_i}{4\pi n_{d0} e^2}}.$$

Для поиска нелинейных пылевых звуковых волн в пылевой плазме в магнитосфере Сатурна систему уравнений (1)–(7) в безразмерных переменных можно представить в виде

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{d\xi} \right)^2 + V(\varphi) = E, \quad (13)$$

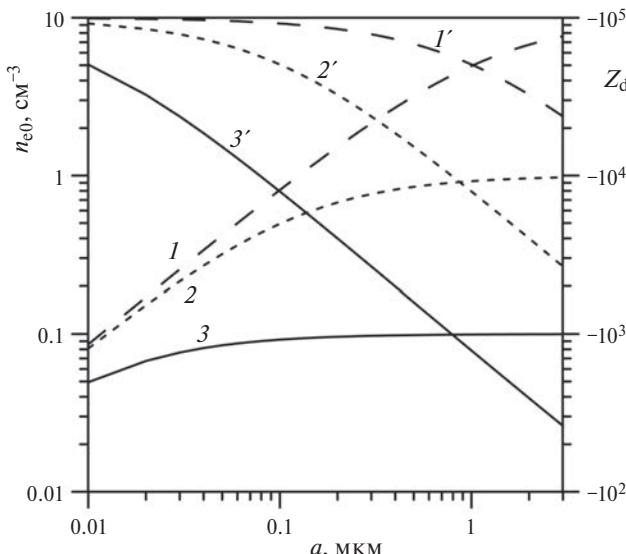


Рис. 1. Зависимость зарядовых чисел Z_d (кривые 1–3) и концентраций электронов n_{e0} (кривые 1'–3') от размера частицы a , полученные при разных значениях концентрации пылевых частиц n_{d0} : кривым 1, 1' соответствует $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, кривым 2, 2' соответствует $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, кривым 3, 3' соответствует $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. Расчеты проводились при $T_i = 100 \text{ K}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 1/2$, $\kappa_c = \kappa_h = 2$. Концентрация электронов в отсутствие пыли составляла 10 см^{-3} . Концентрация ионов удовлетворяла условию квазинейтральности плазмы.

$$\begin{aligned} V(\varphi) = & 1 - e^{-\varphi} + \alpha (1 + Z_d d) \tau_c \times \\ & \times \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\kappa_c - 1.5} \frac{\varphi}{\tau_c} \right)^{-\kappa_c + 3/2} \right] + \\ & + (1 - \alpha) (1 + Z_d d) \tau_h \times \\ & \times \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\kappa_h - 1.5} \frac{\varphi}{\tau_h} \right)^{-\kappa_h + 3/2} \right] + \\ & + dM \left(M - \sqrt{M^2 - 2Z_d \varphi} \right), \end{aligned} \quad (14)$$

где $d = n_{d0}/N_{e0}$, $\tau_{c(h)} = T_{ec(h)}/T_i$, $V(\varphi)$ — сагдеевский потенциал, а E — некоторая константа. В частности, принимая $E = 0$, получим решение в виде уединенных волн. Для существования нелинейных пылевых звуковых структур необходимо, чтобы сагдеевский потенциал имел локальный максимум при $\varphi = 0$. В нашем случае это условие выполняется, если

$$\begin{aligned} M \geq & \left[dZ_d^2 \left(1 + \frac{(1 - \alpha)(1 + Z_d d)}{\tau_h} \frac{\kappa_h - 0.5}{\kappa_h - 1.5} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\alpha(1 + Z_d d)}{\tau_c} \frac{\kappa_c - 0.5}{\kappa_c - 1.5} \right)^{-1} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Форма сагдеевского потенциала показана на рис. 2а, в, V_{\min} — глубина потенциальной ямы, образованной сагдеевским потенциалом. Для нахождения решения в виде нелинейной периодической волны $\varphi(\xi)$ необходимо проинтегрировать выражение, следующее из (13), (14):

$$\xi(\varphi) - \xi(\varphi_{\min}) = \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi} \frac{d\Phi}{2(E - V(\Phi))}, \quad (16)$$

при этом φ пробегает значения от φ_{\min} до φ_{\max} , где φ_{\min} и φ_{\max} — значения электростатического потенциала, соответствующие точкам пересечения функции $V(\varphi)$ с горизонтальной прямой $V = E$.

Для вычислений будем использовать следующие параметры: $T_i = 100 \text{ K}$, $T_{ec} = 10 \text{ эВ}$, $T_{eh} = 700 \text{ эВ}$, $\alpha = 1/2$, $\kappa_h = \kappa_c = 2$ [27, 31, 32]. При этом предполагается, что концентрация электронов в отсутствие пыли составляет 10 см^{-3} , а концентрация ионов удовлетворяет условию квазинейтральности плазмы.

На рис. 2 расчеты проведены для $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ и $M = 40$. На рис. 2а, в представлены сагдеевские потенциалы $V(\varphi)$, а на рис. 2б, г — нелинейные периодические волны $\varphi(\xi)$. Рис. 2а, б соответствуют размерам частиц 0.2 мкм, рис. 2в, г соответствуют размерам частиц 2 мкм. Нелинейные волны 1 (б, г) получены для значений $E = 10^{-3} V_{\min}$, а нелинейные волны 2 (б, г) соответствуют значениям $E = V_{\min}/2$.

На рис. 3а, в представлены сагдеевские потенциалы $V(\varphi)$ и на рис. 3б, г — нелинейные периодические волны $\varphi(\xi)$ для концентрации пылевых частиц $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и $M = 100$. При этом рис. 3а, б соответствуют размерам частиц 0.2 мкм, рис. 3в, г

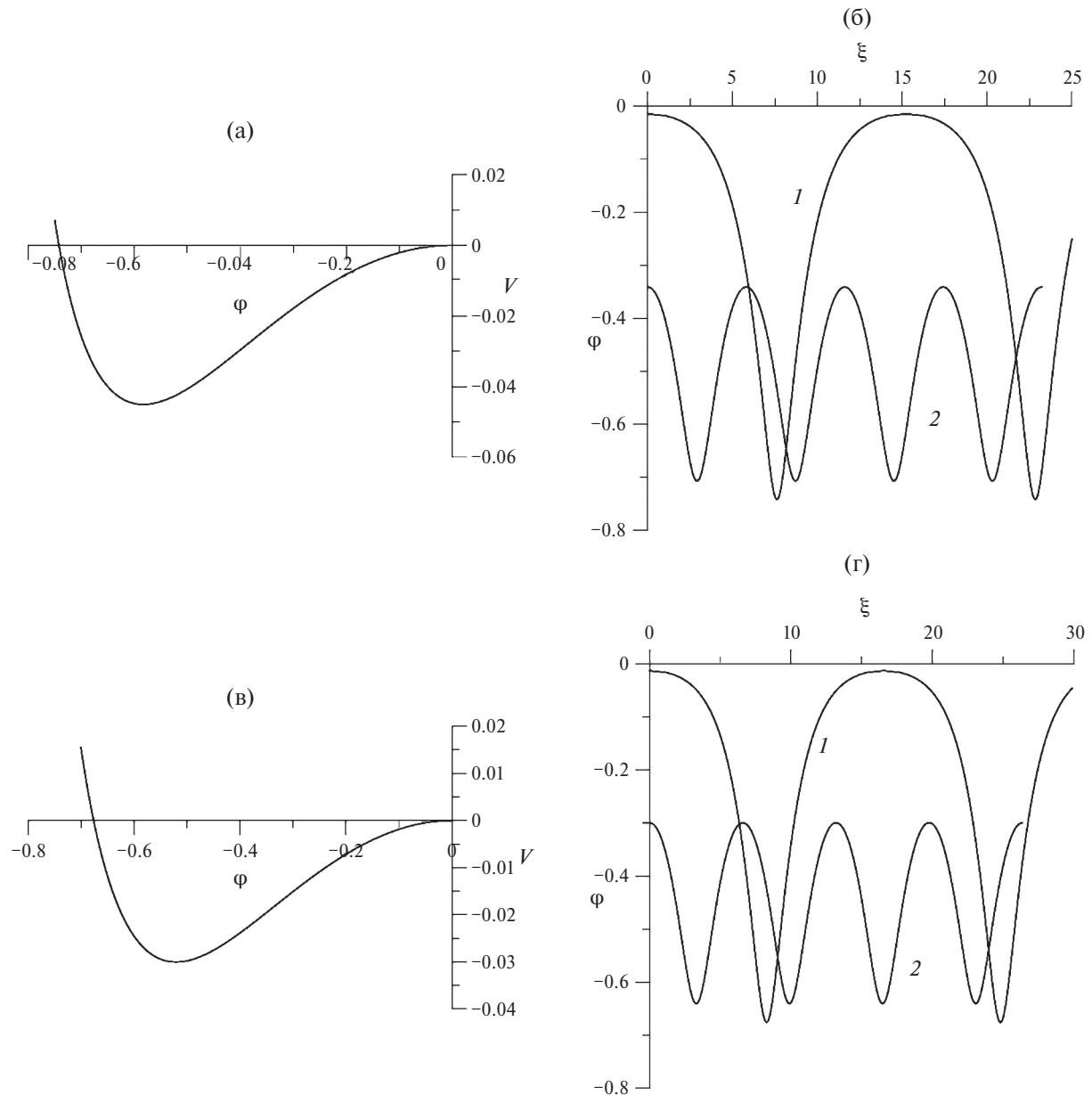


Рис. 2. Сагдеевские потенциалы $V(\phi)$ (а, в) и нелинейные периодические волны $\phi(\xi)$ (б, г) для концентрации пылевых частиц $n_{d0} = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ и $M = 40$. При этом (а, б) соответствуют размерам частиц 0.2 мкм, (в, г) соответствуют размерам частиц 2 мкм. Нелинейные волны 1 (б, г) получены для значений $E = 10^{-3} V_{\min}$, а нелинейные волны 2 (б, г) соответствуют значениям $E = V_{\min}/2$.

соответствуют размерам частиц 2 мкм. Нелинейные волны 1 (2) на рис. 3б, г получены для значений $E = 10^{-3} V_{\min}$, ($E = V_{\min}/2$).

На рис. 4а, в представлены сагдеевские потенциалы $V(\phi)$ и на рис. 4б, г – нелинейные периодические волны $\phi(\xi)$ для концентрации пылевых частиц $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$. При этом рис. 3а, б соответствуют размерам частиц 0.2 мкм и $M = 60$, рис. 3в, г соответствуют размерам частиц 2 мкм и $M = 300$. Нелинейные волны 1, 2 (б, г) получены для значений $E = 10^{-3} V_{\min}$ ($E = V_{\min}/2$).

Как видно из рис. 2–4, изменение свободного параметра E позволяет изменять период и ам-

плитуду нелинейных периодических пылевых звуковых волн, с уменьшением E увеличивается период и амплитуда нелинейной волны. Характерный период нелинейных периодических волн при этом пробегает значения от нескольких величин λ_{D_i} (десятки сантиметров) до существенно больших значений, соответствующих очень малым величинам E . Аналогичная ситуация в атмосфере Земли была рассмотрена ранее [18], при этом обсуждались возможные проявления нелинейных периодических волн, доступные наблюдателю на поверхности Земли. Рассмотрение пылевых звуковых волн в магнитосфере Сатурна проведено для случая, когда фотоэффект несуществен и пыле-

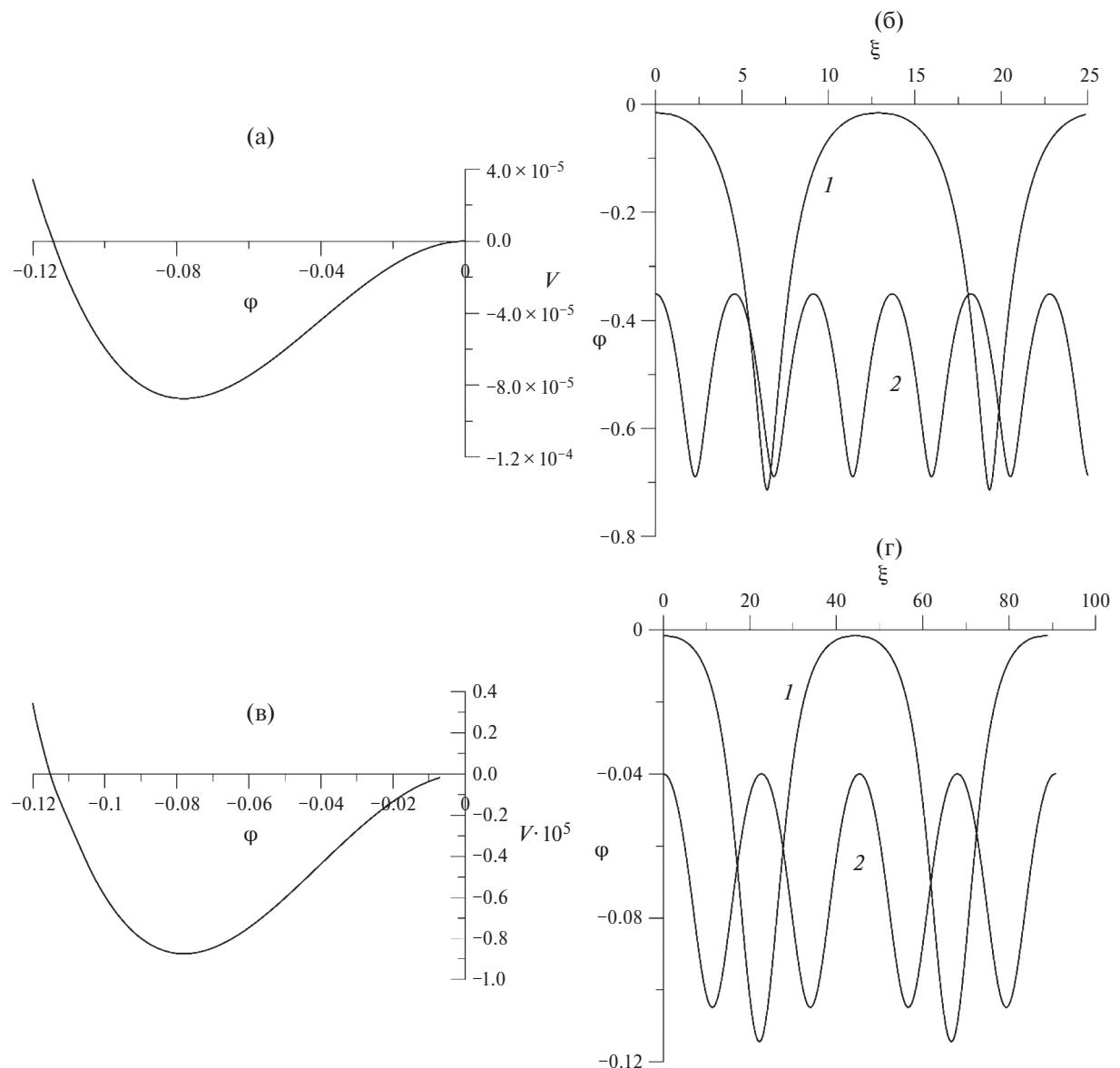


Рис. 3. Сагдеевские потенциалы $V(\phi)$ (а, в) и нелинейные периодические волны $\phi(\xi)$ (б, г) для концентрации пылевых частиц $n_{d0} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и $M = 100$. При этом (а, б) соответствуют размерам частиц 0.2 мкм, (в, г) соответствуют размерам частиц 2 мкм. Нелинейные волны 1 (б, г) получены для значений $E = 10^{-3}V_{\min}$, а нелинейные волны 2 (б, г) соответствуют значениям $E = V_{\min}/2$.

ые частицы приобретают отрицательные заряды за счет большей подвижности электронов, нежели ионов. Таким образом, во всей области определения амплитуды электростатического потенциала нелинейных периодических пылевых звуковых волн в магнитосфере Сатурна оказываются отрицательными. При этом их абсолютные значения могут достигать значений порядка T_i/e (порядка 10^{-3} ед. СГСЭ), что указывает на возможность наблюдения данных волновых структур в будущих космических миссиях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность распространения нелинейных периодических пылевых звуковых волн в запыленной плазме магнитосферы

Сатурна, которая включает в себя горячие и холодные электроны, ионы магнитосферы и заряженные пылевые частицы. Амплитуды нелинейных пылевых звуковых волн достигают достаточно больших значений и находятся в области отрицательных потенциалов. Для того чтобы можно было обеспечить возможность наблюдения нелинейных периодических пылевых звуковых волн в магнитосфере Сатурна в будущих космических миссиях, необходимо оснастить космический аппарат приборами, позволяющими с высокой точностью измерять электрические поля. Примером может послужить аппаратура, размещенная на космическом аппарате “Фрея” [37], с помощью которой были проведены наблюдения нижнегибридных солитонов в магнитосфере Земли.

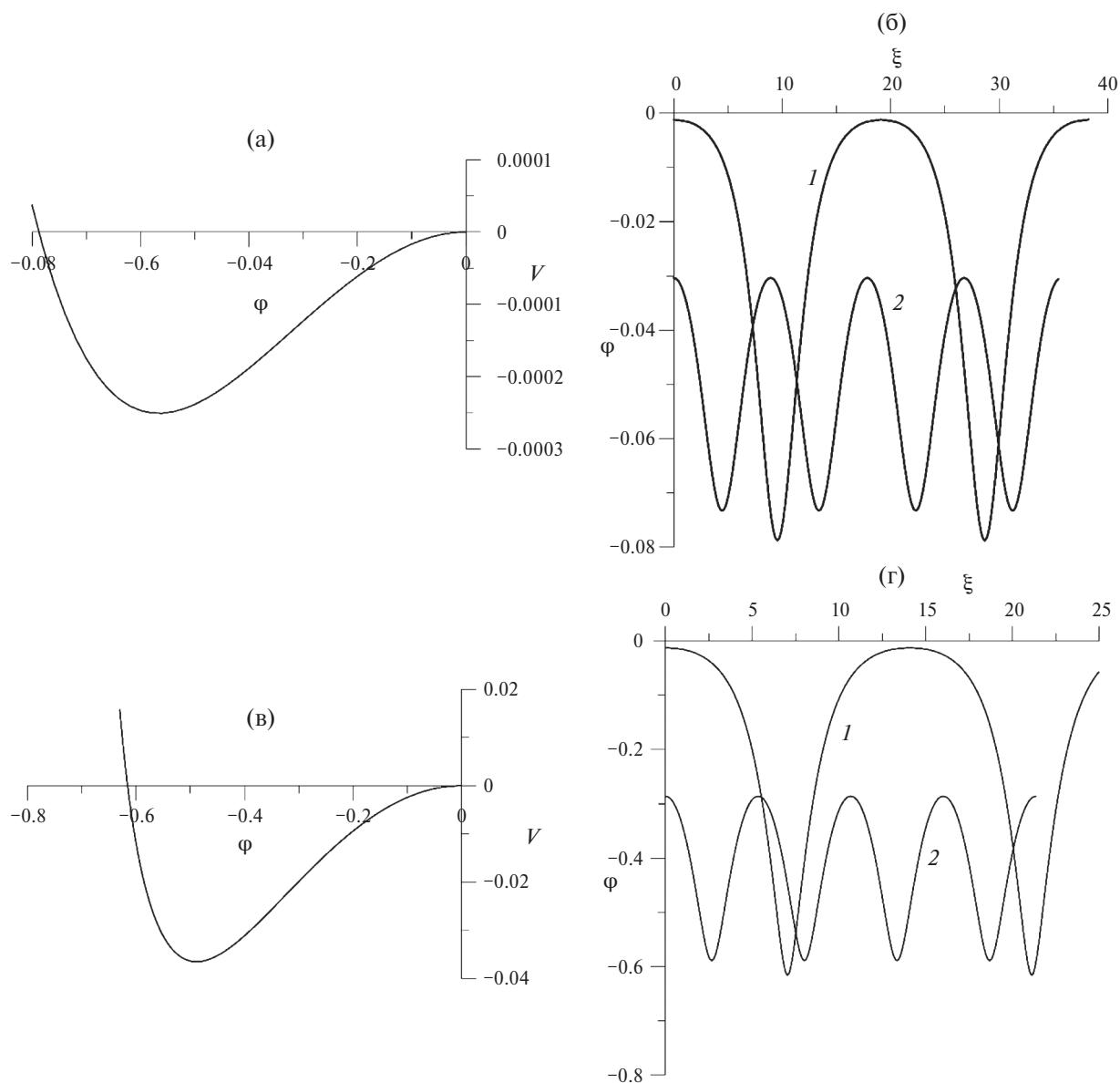


Рис. 4. Сагдеевские потенциалы $V(\phi)$ (а, в) и нелинейные периодические волны $\phi(\xi)$ (б, г) для концентрации пылевых частиц $n_{d0} = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$. При этом (а, б) соответствуют размерам частиц 0.2 мкм и $M = 60$, (в, г) соответствуют размерам частиц 2 мкм и $M = 300$. Нелинейные волны 1 (б, г) получены для значений $E = 10^{-3}V_{\min}$, а нелинейные волны 2 (б, г) соответствуют значениям $E = V_{\min}/2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Попель С.И., Коннин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. Р. 455.
- Голубь А.П., Попель С.И. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 741.
- Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 695.
- Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1010.
- Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н. // Физика плазмы. 2024. Т. 50. С. 220.
- Berg O.E., Richardson F.F., Burton H. // Apollo 17 preliminary science report. NASA Spec. Publ. 16-1-16-9. SP-330. 1973.
- Berg O.E., Wolf H., Rhee J. // Interplanetary Dust and Zodiacal Light / Eds. H. Elsässer, H. Fechtig. New York: Springer. 1976. P. 233.
- Cain J.R. // Earth, Moon, and Planets. 2010. V. 107. P. 107.
- Horanyi M., Sternovsky Z., Lankton M., Dumont C., Gagnard S., Gathright D., Grün E., Hansen D., James D., Kempf S., Lamprecht B., Srama R., Szalay J.R., Wright G. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 93.
- Horanyi M., Szalay J.R., Kempf S., Schmidt J., Grün E., Srama R., Sternovsky Z. // Nature. 2015. V. 522. P. 324.
- Sternovsky Z., Chamberlin P., Horanyi M., Robertson S., Wang X.J. // Geophys. Res. 2008. V. 113. P. A10104.

12. *Stubbs T.J., Vondrak R.R., Farrell W.M.* // *Adv. Space Res.* 2006. V. 37 (1). P. 59.
13. *Stubbs T.J., Glenar D.A., Farrell W.M., Vondrak R.R., Collier M.R., Halekas J.S., Delory G.T.* // *Planet. Space Sci.* 2011. V. 59. P. 1659.
14. *Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И.* // *Физика плазмы.* 2022. Т. 48. С. 163.
15. *Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И.* // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. С. 582.
16. *Shokhrin D.V., Kopnин S.I., Popel S.I.* // *Plasma Phys. Rep.* 2024. V. 50. P. 1296.
17. *Копнин С.И., Шохрин Д.В., Попель С.И.* // *Физика плазмы.* 2024. Т. 50. С. 51.
18. *Izvekova Yu.N., Popel S.I., Morozova T.I., Kopnин S.I.* // *Plasma Phys. Rep.* 2024. V. 50. P. 1288.
19. *Извекова Ю.Н., Попель С.И.* // *Физика плазмы.* 2017. Т. 43. С. 1010.
20. *Fedorova A.A., Montmessin F., Rodin A.V., Korablev O.I., Määttänen A., Maltagliati L., Bertaux J.L.* // *Icarus.* 2014. V. 231. P. 239.
21. *Rapp M., Lübken F.J.* // *Atmos. Chem. Phys.* 2004. V. 4 (11/12). P. 2601.
22. *Turco R.P., Toon O.B., Whitten R.C., Keesee R.G., Hollenbach D.* // *Planet. Space Sci.* 1982. V. 30 (11). P. 1147.
23. *Agarwal J., A'Hearn M.F., Vincent J.-B., Gutierrez C., Hofner S., Sierks H., Tubiana C., Barbieri C., Lamy P.L., Rodrigo R., Koschny D., Rickman H., Barucci M.A., Bertaux J.-L., Bertini I., Boudreault S., Cremonese G., Da Deppo V., Davidsen B., Debei S., De Cecco M., Deller J., Fornasier S., Fulle M., Gicquel A., Groussin O., Gutierrez P.J., Hofmann M., Hviid S.F., Ip W.-H., Jorda L., Keller H.U., Knollenberg J., Kramm J.-R., Kührt E., Küppers M., Lara L.M., Lazzarin M., Lopez Moreno J.J., Marzari F., Naleto G., Oklay N., Shi X., Thomas N.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2016. V. 462. P. S78.
24. *Della Corte V., Rotundi A., Fulle M., Gruen E., Weissman P., Sordini R., Ferrari M., Ivanovski S., Lucarelli F., Accolla M., Zakharov V., Mazzotta Epifani E., Lopez-Moreno J.J., Rodriguez J., Colangeli L., Palumbo P., Bussoletti E., Cribo J.F., Espósito F., Green S.F., Lamy P.L., McDonnell J.A.M., Mennella V., Molina A., Morales R., Moreno F., Ortiz J.L., Palomba E., Perrin J.M., Rietmeijer F.J.M., Rodrigo R., Zarnecki J.C., Cosi M., Giovane F., Gustafsson B., Herranz M.L., Jeronimo J.M.,*
25. *Gulkis S., Frerking M., Crovisier J., Beaudin G., Hartogh P., Encrenaz P., Koch T., Kahn C., Salinas Y., Nowicki R., Irigoyen R., Janssen M., Stek P., Hofstadter M., Allen M., Backus C., Kamp L., Jarcho C., Steinmetz E., Deschamps A., Krieg J., Gheudin M., Bockelée-Morvan D., Biver N., Encrenaz T., Despois D., Ip W., Lellouch E., Mann I., Muhleman D., Rauer H., Schloerb P., Spilker T.* // *Space Sci. Rev.* 2007. V. 128. P. 561.
26. *Barbosa D.D., Kurth W.S.* // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 9351.
27. *Koen E.J., Collier A.B., Maharaj S.K., Hellberg M.A.* // *Phys. Plasmas.* 2014. V. 21. P. 072122.
28. *Wahlund J.-E., Andre M., Eriksson A.I.E., Lundberg M., Morooka M.W., Shafiq M., Averkamp T.F., Gurnett D.A., Hospodarsky G.B., Kurth W.S., Jacobsen K.S., Pedersen A., Farrell W., Ratynskaja S., Piskunov N.* // *Planet. Space Sci.* 2009. V. 57. P. 1795.
29. *Yaroshenko V.V., Ratynskaja S., Olson J., Brenning N., Wahlund J.-E., Morooka M., Kurth W.S., Gurnett D.A., Morfill G.E.* // *Planet. Space Sci.* 2009. V. 57. P. 1807.
30. *Yeager A.* // *Nature.* 2008. <https://doi.org/10.1038/news.2008.1254>
31. *Sittler Jr. E.C., Ogilvie K.W., Scudde J.D.* // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. P. 8847.
32. *Schippers P., Blanc M., Andre N., Dandouras I., Lewis G.R., Gilbert L.K., Persoon A.M., Krupp N., Gurnett D.A., Coates A.J., Krimigis S.M., Young D.T., Dougherty M.K.* // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. A07208.
33. *Kirichev I.P., Antonova E.E., Stepanova M.V., Eyelade A.V., Espinoza C.M., Ovchinnikov I.L., Vorobjev VG., Yagodkina O.I.* // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. V. 126 (10). P. e2021JA029409.
34. *Banerjee G., Maitra S.* // *Phys. Plasmas.* 2015. V. 22. P. 043708.
35. *Popel S.I., Kopnин S.I., Kosarev I.N., Yu M.Y.* // *Adv. Space Research.* 2006. V. 37. P. 414.
36. *Rubab N., Murtaza G.* // *Physica Scripta.* 2006. V. 73. P. 178.
37. *Попель С.И.* // *Физика плазмы.* 2001. Т. 27. С. 475.

NONLINEAR PERIODIC DUST ACOUSTIC WAVES IN THE MAGNETOSPHERE OF SATURN

Yu. N. Izvekova^{a,*}, S. I. Kornin^a, D. V. Shokhrin^b, and S. I. Popel^a

^a*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*

^b*National Research University "Higher School of Economics", Moscow, 101000 Russia*

*e-mail: besedina_yn@mail.ru

A characteristic feature of the magnetosphere of Saturn is the presence of two types of electrons, hot and cold ones, which obey kappa distributions. Electrons, magnetospheric ions, and dust particles, which have been discovered within the Cassini mission, form a dusty plasma system in the magnetosphere of Saturn. Nonlinear periodic dust acoustic waves of arbitrary amplitude, which can propagate in the dusty magnetosphere of Saturn, are considered. The obtained results are important for the interpretation of future space observations.

Keywords: dusty plasma, nonlinear dust acoustic waves, kappa distribution, magnetosphere of Saturn

УДК 537.5

ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА В МНОГОКАНАЛЬНОМ ИНЖЕКТОРЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

© 2025 г. В. Е. Завалова^{a,*}, А. А. Козлов^a, А. В. Козлов^a, Ю. В. Карпушин^a, В. П. Полищук^a,
А. Н. Гусев^a, М. А. Шурупов^a

^aОбъединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия
*e-mail: zavalova@fites.ru

Поступила в редакцию 26.10.2024 г.

После доработки 27.11.2024 г.

Принята к публикации 14.12.2025 г.

Представлены экспериментальные исследования процесса формирования плазменного сгустка в инжекторе, являющемся начальным участком ускорителя коаксиального типа. Описаны конструкторские решения, постановка экспериментов и результаты измерений. Конструктивные особенности инжектора — контролируемая подача рабочего газа через электродинамические клапаны, равномерно установленные по окружности внешнего электрода, профилированный внутренний электрод и соленоид, расположенный снаружи инжектора. Система диагностики включала измерение токов и напряжений в разрядной цепи и цепи соленоида; высокоскоростную видеосъемку; измерение параметров плазмы спектральными методами и тройным зондом Ленгмюра. Представлены кадры видеосъемки формирования плазменного сгустка, результаты измерений токов и напряжений, температуры и концентрации электронов; рассматривается влияние внешнего магнитного поля на процессы в инжекторе.

Ключевые слова: импульсный плазменный ускоритель, инжекция газа, электродинамический клапан

DOI: 10.31857/S0367292125010109, EDN: DXFKCX

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к импульсным плазменным ускорителям (ИПУ) обусловлен постоянным расширением области их практических применений, среди которых наиболее актуальными являются нанесение различных покрытий [1, 2]; источники рентгеновского излучения [3, 4]; космические плазменные пушки [5], технология термоядерного синтеза [6–9] и др.

Реализуемые параметры плазмы в ИПУ изменяются в широком диапазоне: скорости потока — до 10^3 км/с; плотности электронов — свыше 10^{17} м⁻³; длительность импульса — от 1 мкс до 1 мс; температура электронов — от 1 эВ до 1 кэВ. В последнее время рассматривается применение ИПУ для ввода сгустков плазмы в термоядерный реактор; для этих целей представляют интерес сгустки массой около 20 мг и энергосодержанием более 100 кДж.

Сложность задачи для теоретического анализа и математического моделирования процессов в плазменных сгустках определяется их нелинейными характеристиками, сложностью геометрии течения и импульсным вводом энергии [10–12]. Увеличение энергосодержания плазмы затрудняет-

ся, главным образом, загрязнением плазмы примесями, поступающими со стенок. Внешнее магнитное поле снижает негативное влияние этого эффекта [13]. Вследствие трудности теоретического анализа указанных физических процессов возрастает роль экспериментальных исследований ИПУ на полномасштабных стенах. Целесообразным является отдельное исследование определяющего элемента ИПУ — многоканального инжектора (МКИ), являющимся начальным участком коаксиального плазменного ускорителя. В МКИ через электродинамические клапаны впрыскивается рабочий газ (водород), происходит его ионизация, и формируется начальный сгусток плазмы.

В данной статье рассматривается конструкция МКИ, которая позволяет одновременно использовать до шести клапанов. Целью данной работы явилось экспериментальное исследование формирования в МКИ плазменного сгустка и оценка влияния внешнего магнитного поля на его характеристики.

2. ОПИСАНИЕ СТЕНДА И СХЕМЫ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Фотография макета МКИ представлена на рис. 1. На переднем плане — выходное смотровое

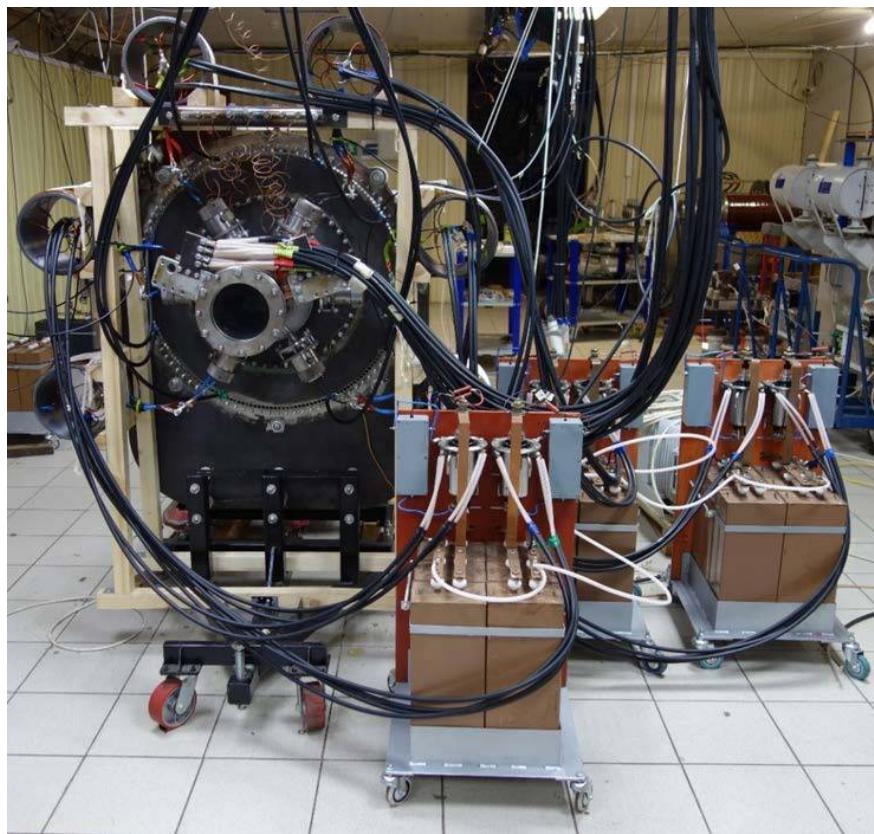


Рис. 1. Фото макета МКИ.

окно (фланец) — оно же выходное сечение МКИ, которое в дальнейшем будет состыковываться с ИПУ. Вокруг МКИ видны шесть клапанов подачи водорода. За клапанами — токосборник для подключения кабелей, идущих от емкостного накопителя (ЕН1), от которого поступает напряжение на разрядный промежуток. Емкость ЕН1 составляла 12 мкФ, максимальное напряжение зарядки — 50 кВ (рабочее — 25 кВ). Над выходным фланцем МКИ находится коллектор кабелей для подключения емкостного накопителя ЕН2 к внешнему соленоиду. Емкость ЕН2 равнялась 96 мкФ, напряжение зарядки — до 40 кВ. Запуск емкостных накопителей с заданными задержками осуществлялся с помощью твердотельных разрядников (ТТР), описанных в [14]. Перед экспериментом производилась двухступенчатая откачка МКИ форвакуумным и турбомолекулярным насосами до остаточного давления ~ 0.1 мПа.

На рис. 2 показан эскиз конструкции МКИ в продольном и поперечном сечениях. Остаточный газ откачивался через сквозное отверстие в центральном электроде (катоде) 7. Напуск водорода производился из клапанов 3 в промежуток между коаксиальными электродами 1 и 7. Электроды разделялись изолятором с развитой поверхностью 2, что исключало возникновение пробоя вдоль нее. Шесть клапанов 3 равномерно расположены на внешнем электроде, что принципиально отличает данную конструкцию от других инжекторов,

в которых газ поступал через единственный центральный клапан [3–10].

Напуск газа происходил следующим образом: сначала водород поступал по каналам в смесительное кольцо 12, а из него через щель шириной 1.1 мм — в разрядный промежуток под острым углом к внешнему электроду. Напротив щели смесительного кольца поверхность электродов была выполнена профицированной, что способствовало закручиванию струй, вытекающих из клапанов 3. Диаметр центрального и внешнего электродов — 70 и 150 мм соответственно; электроды изготавливались из нержавеющей стали. Внешний электрод 1 представлял собой цилиндр с толщиной стенки 2 мм, на который был намотан соленоид 1, усиленный для прочности стеклотекстолитовым бандажом 6. Длина центрального электрода 7 равнялась 320 мм. Расстояние от сопла клапанов до выходного фланца составляло 366 мм, до выходного сечения центрального электрода — 190 мм. Использовались электродинамические клапаны 3, конструкция которых заимствована из работ [8, 9]. Различие времени срабатывания разных клапанов, составлявшее ~ 100 мкс, выравнивалось установкой времени задержек их запуска; клапаны оставались открытыми в течение ~ 1 мс. После запуска электродинамических клапанов с определенным заранее временем задержки, в зависимости от используемых клапанов, срабатывал ТТР, подававший напряжение от ЕН1 на разрядный промежу-

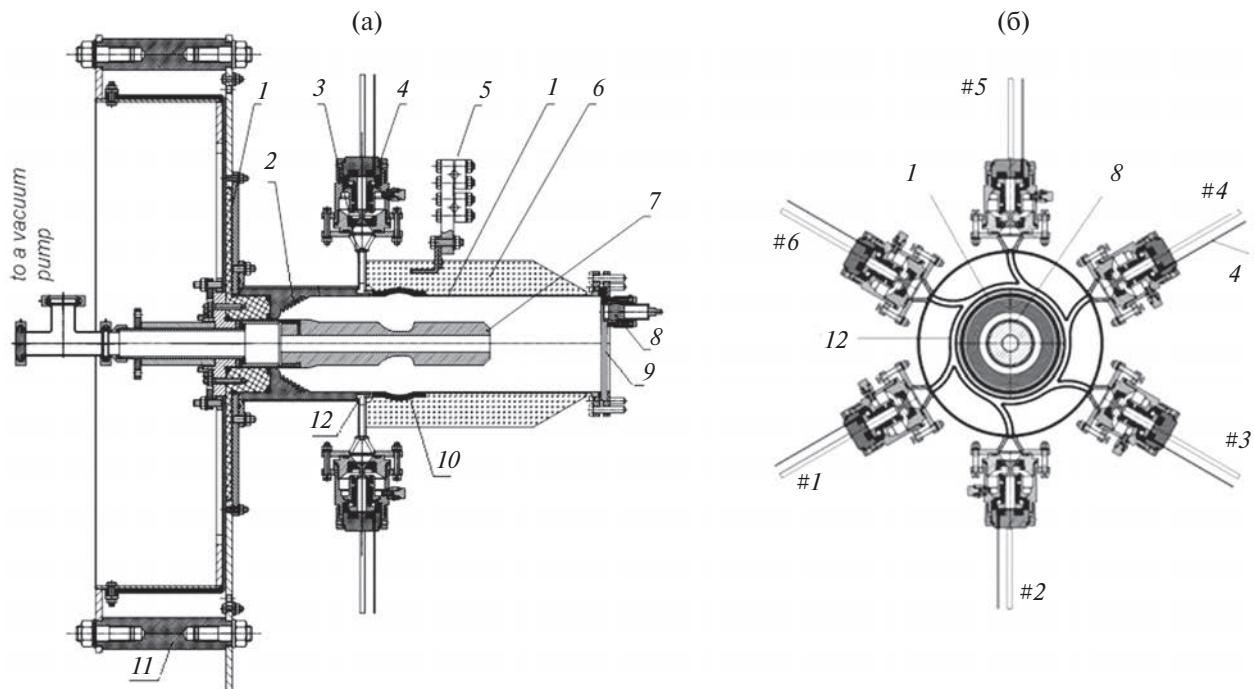


Рис. 2. Эскиз макета МКИ в продольном (а) и поперечном (б) сечениях.

Элементы конструкции: 1 — внешний электрод (анод); 2 — изолятор с развитой поверхностью; 3 — электродинамический клапан ввода газа; 4 — провод запуска штока клапана; 5 — коллектор для запитки соленоида; 6 — бандаж; 7 — центральный электрод (катод); 8 — гнездо с кронштейном для установки зондов; 9 — фланец с уплотнением Вильсона (заменяется на смотровое окно из оргстекла); 10 — соленоид; 11 — токосборник; 12 — смеситель рабочего газа.

ток, при этом внешний электрод (анод) был заземлен.

Количество газа, поступающего в клапаны из баллона с начальным давлением ~ 3 МПа регулировалось вентилями. После эксперимента давление в системе уменьшалось на ~ 0.1 – 0.3 МПа. Объем камеры МКИ составляет около 8 л; объем газа в электродинамическом клапане — 98 мл. По изменению давления в подклапанном объеме оценивалась масса водорода, поступавшего в разрядную камеру. Для одного клапана эта масса в среднем была около 8 мг (или $2.5 \cdot 10^{21}$ молекул водорода), для шести клапанов — примерно в шесть раз больше.

Соленоид 11 создавал в межэлектродном зазоре продольное магнитное поле, влиявшее на формирование плазменного сгустка. Внутренний диаметр соленоида равнялся 152 мм, его длина — 74 мм, намотка соленоида осуществлялась медной шиной в три витка с четырьмя заходами; индуктивность соленоида — 0.82 мГн.

В наших экспериментах регистрировались ток и напряжение разряда, ток соленоида, проводилась скоростная видеосъемка и измерялись параметры плазмы. Токи измерялись поясами Роговского, напряжение — осциллографом при помощи делителя напряжения. Параметры плазмы измерялись тройным зондом Ленгмюра (ТЗЛ) и спектральными методами. Для уменьшения электромагнитных наводок в большинстве случаев использовались оптовово-

локонные каналы передачи данных и экранировка средств измерения.

Система диагностики пояснена на рис. 3. Зондовые измерения проводились одновременно с видеорегистрацией. Плоскость наблюдения плазменного сгустка была выбрана вблизи выходного сечения клапанов, она оптически согласовывалась с приемной матрицей высокоскоростной камеры Phantom VEO-710. Базовый режим видеосъемки: размер кадра 64×64 пикселей, скорость — 430 тыс. кадров в секунду, экспозиция — 1.9 мкс.

Достоинство ТЗЛ — это возможность непрерывной регистрации локальных значений температуры и плотности электрона в течение всего импульса. Схема подключения ТЗЛ, показанная на рис. 3, аналогична схеме, использовавшейся в работе [15]. Для одновременных измерений локальных значений параметров плазмы и визуализации плазменного образования был изготовлен вакуумный ввод через смотровое окно. Выступающие в поток плазмы молибденовые электроды ТЗЛ припаивались к высоковольтным медным проводам. Длина электродов ТЗЛ — 15 мм, их диаметр — 1 мм, расстояние между ними — 3 мм.

При обработке зондовых измерений температура T_e и концентрация электронов n_e использовались следующие соотношения [15]:

$$k_B T_e = \frac{e(V_1 - V_3)}{\ln 2}, \quad (1)$$

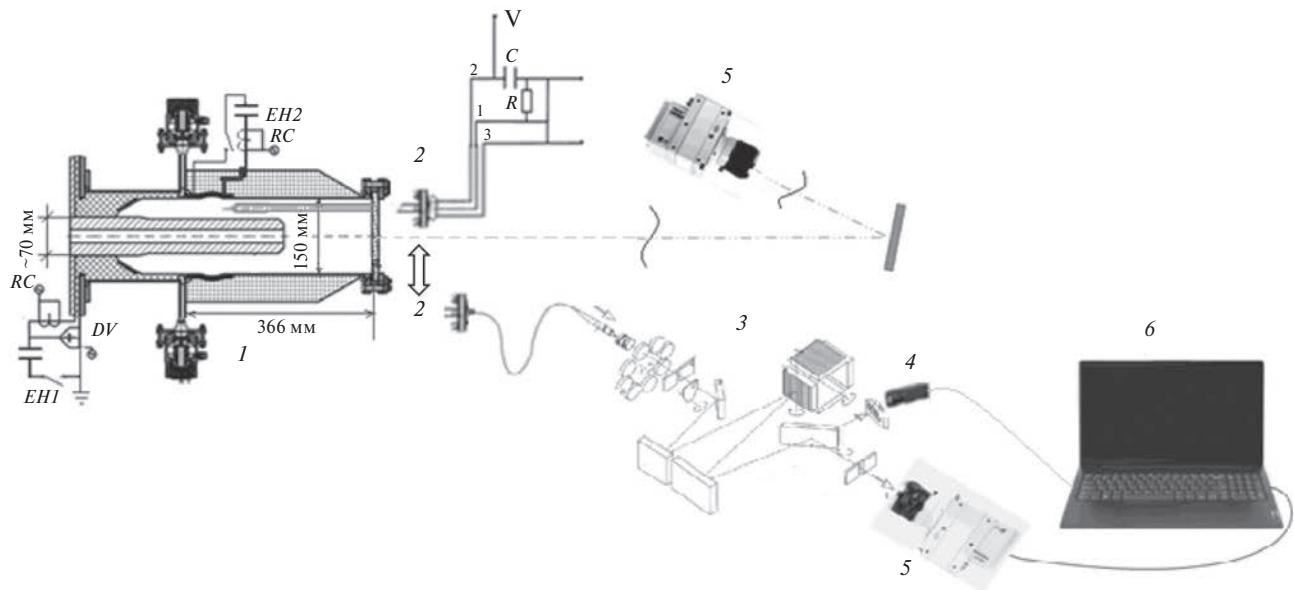


Рис. 3. Схемы измерений. Где: EH1 и EH2 — емкостные накопители; RC — пояса Роговского; DV — делитель напряжения; (1) — макет МКИ ИПУ; (5) — видеокамера Phantom VEO-710. При спектральных измерениях: (2) — согласующая оптика, выводящая излучение через оптоволокно в монохроматор (3) и через основной порт на камеру Toshiba1304 (4) или через дополнительный порт на Phantom VEO-710 (5), и на (6) — РС. При зондовых измерениях (2) — это ввод зонда через выходной фланец макета и электрическая схема подключения ТЗЛ.

$$n_e = \frac{I_1}{0.61 \cdot S \cdot e \cdot \sqrt{k_B T_e / m_i}} \times \exp\left(-\frac{e(V_1 - V_3)}{k_B T_e}\right) \times \frac{1 - \exp\left(-\frac{e(V_1 - V_3)}{k_B T_e}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{e(V_1 - V_2)}{k_B T_e}\right)}, \quad (2)$$

где S — площадь поверхности зонда, на которую собирается ток из плазмы, k_B — константа Больцмана, e — заряд электрона, m_i — масса иона, I_1 — ионный ток насыщения, равный отношению $(V_1 - V_2)/R$, где R — сопротивление в измерительной цепи; $V_1 - V_2$ — напряжение смещения, прикладываемое к электродам 1 и 2; $V_1 - V_3$ — разность потенциалов между электродом 1 и плавающим потенциалом электрода 3. Коэффициент 0.61 в знаменателе формулы (2) учитывает отличие концентрации электронов на внешней границе слоя пространственного заряда и на поверхности зонда [16].

В спектральных измерениях использовался монохроматор M266 фирмы SOLAR 3 (рис. 3). Излучение плазмы собиралось коллиматором диаметром 15 мм. Через основной выходной порт проводилась однокадровая регистрация встроенной камерой Toshiba1304 (линейка фотодиодов с числом пикселей 3648, размер пикселя 8×200 мкм). Для синхронизации измерений использовался внешний синхроимпульс с фронтом нарастания ~ 1 мкс. Высокоскоростная камера Phantom VEO710 (7 Гпикс/с) регистрировала спектр плазмы через дополнительный выходной порт монохроматора.

Температура электронов оценивалась по относительной интенсивности линий серии Бальмера H_α и H_β . В этих опытах использовалась дифракционная решетка 300 штрихов/мм, перекрывавшая спектральный диапазон $\Delta\lambda = 370$ нм и обеспечивающая разрешение и обратную линейную дисперсию соответственно 0.4 нм и 12.6 нм/мм. Расчет температуры электронов проводился по известной формуле (3) [17]

$$T_e = \frac{\Delta E}{\left[\ln \left(\frac{I_1 f_2 g_2 \cdot \lambda_1^3}{I_2 f_1 g_1 \cdot \lambda_2^3} \right) \right] \cdot k_B}, \quad (3)$$

где I_1 и I_2 — интенсивности линий H_α и H_β ; $\lambda_1 = 656.3$ нм и $\lambda_2 = 486.1$ нм — длины волн линий H_α и H_β ; $f_1 = 0.641$ и $f_2 = 0.119$ — суммарные силы осцилляторов для излучений линий H_α и H_β [18]; $g_1 = 18$ и $g_2 = 32$ — статистические веса уровней с главными квантовыми числами $n = n_1 = 3$ и $n = n_2 = 4$, $\Delta E = 0.66$ эВ — разница их энергий.

Концентрация электронов определялась через связь коэффициента излучения и ширины спектральной линии α , которая нормируется условием $\int_{-\infty}^{+\infty} S(\alpha) d\alpha = 1$, где $\alpha = 2.61 \Delta \lambda e (n_e)^{2/3}$ устанавливает связь концентрации электронов и $\Delta \alpha$ (расстояние от центра возмущенной линии). По методике, описанной в [16], из экспериментально найденного профиля получали α , вычисляли уширение линии $\Delta \lambda$, а затем — находили концентрацию электронов. Для линии H_β применимо линейное Штарковское уширение, обозначаемое

$\Delta\lambda_s$. Эта величина рассчитывается в общем случае с учетом аппаратного уширения $\Delta\lambda_a$. Поскольку для измерений уширения в монохроматоре использовалась дифракционная решетка 1200 штрихов/мм, обеспечивающая разрешение ~ 0.1 нм; то при дисперсии 3.18 нм/мм, и при ширине входной щели 5 мкм, — аппаратное уширение составляло $\Delta\lambda_a = 1.6 \cdot 10^{-2}$ нм. Это значение на два порядка меньше характерного значения измеренной полуширины линии H_β $\Delta\lambda \sim 1.2$ нм. Поэтому для n_e применялась формула расчета из [19]

$$n_e = 10^{13} \cdot \Delta\lambda_s^{3/2} [C_0(T) + C_1(T) \cdot \ln(\Delta\lambda_s)], \text{ см}^{-3}, \quad (4)$$

где $\Delta\lambda_s \sim \Delta\lambda$, а значения констант $C_0 = 36.56$ и $C_1 = -1.45$ соответствовало температуре ионов, которую вследствие малой длительности разряда можно принять равной температуре окружающей среды.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперимент проводился по следующей схеме. После запуска электродинамических клапанов через ~ 0.4 мс срабатывал ТТР, подававший напряжение ~ 25 кВ от ЕН1 на разрядный промежуток. Запасенная энергия в ЕН-1 составляла ~ 4 кДж. Сразу после подачи напряжения возникал сильноточный дуговой разряд; осциллограммы тока и напряжения на разряде приведены на рис. 4. Максимальное

значение разрядного тока — 90 кА, скорость нарастания тока в начальный момент — 20 кА/мкс, период затухающих колебаний тока и напряжения — $T_a \sim 20$ мкс.

Проводились специальные эксперименты для оценки динамики роста концентрации водорода после открытия клапанов по величине напряжения пробоя модельного промежутка с расстоянием между электродами 6 мм [20]. Было показано, что уменьшение приложенного напряжения увеличивало время запаздывания пробоя. Из этого следует, что напряжение пробоя снижалось с ростом концентрации водорода, что соответствует левой ветви кривой Пашена [21]. Из этих экспериментов было получено, что к моменту подачи напряжения на разрядный промежуток концентрация молекул водорода составляла $n_m \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. По оценкам, за время горения разряда (~ 0.1 мс) концентрация увеличилась до $\sim 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 4 также приведен ток соленоида при напряжении зарядки ЕН-2 10 кВ: максимум тока — 87 кА, период его колебаний ~ 60 мкс. Амплитудное значение тока в соленоиде было пропорционально напряжению зарядки ЕН-2, так при напряжении 15 кВ максимальный ток равнялся ~ 150 кА.

С использованием программы Elcut [22] проводилось моделирование магнитного поля, созданного соленоидом в разрядном промежутке. Модель не учитывала влияние тока в плазме, искажавшего внешнее поле. При максимальном токе в соленоиде 200 кА магнитная индукция по разрядному промежутку увеличивалась по направлению от катода к аноду с 3 до 7 Тл. Изменение магнитной индукции вдоль поверхности электродов внутри соленоида не превышало 10%. Далее будут приведены рассчитанные значения магнитной индукции посередине разрядного промежутка B_{av} . Для режима, представленного на рис. 4, при максимальном токе в соленоиде $B_{av} = 2.3$ Тл.

На рис. 5 показано развитие плазменного образования в отсутствие внешнего магнитного поля (в кадрах темный круг справа — ТЗЛ). Под каж-

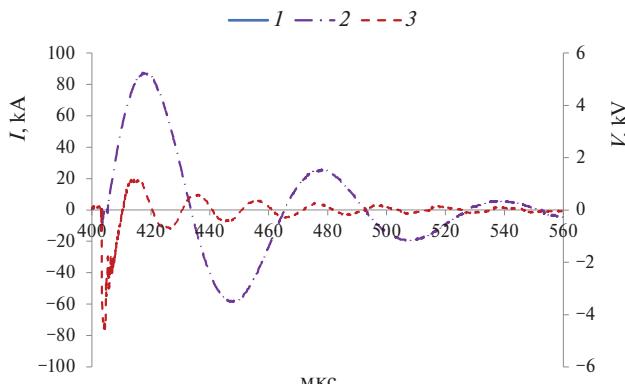


Рис. 4. Осциллограммы: ток разряда — 1, ток соленоида — 2, напряжение разряда — 3.

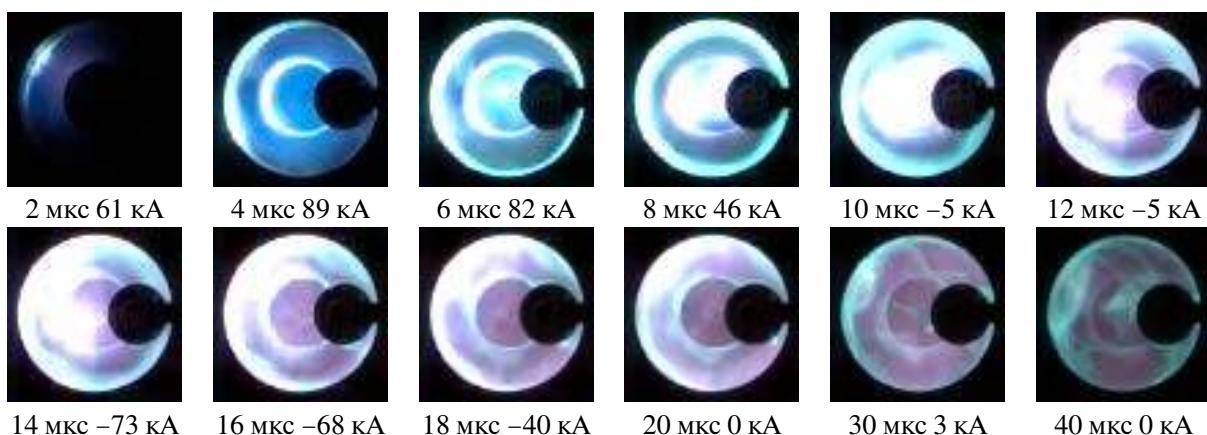


Рис. 5. Динамика плазменной оболочки в отсутствие внешнего магнитного поля.

дым кадром приведено время, прошедшее с момента пробоя, и ток разряда.

Видно, что через ~ 5 мкс после пробоя формируются относительно симметричные приповерхностные слои, через ~ 8 мкс плазма уже заполняет пространство перед центральным электродом, через ~ 10 мкс достигается максимум ее свечения, которое погасло через ~ 0.2 мс после появления. На рис. 6а, б представлены значения параметров плазмы, измеренные в обсуждаемом эксперименте с помощью ТЗЛ, который был установлен вблизи клапана напуска. Запись зондовых характеристик началась через ~ 10 мкс после пробоя разрядного промежутка. Характерные значения температуры электронов и концентрации электронов составили соответственно ~ 2 эВ и $\sim 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$; на рис. 6а также представлен “расчет” температуры электронов, методика расчета приведена в разд. 4.

На рис. 7 приведен усредненный спектр водородной плазмы, зарегистрированный в обсуждаемом эксперименте; во “врезке” в верхней части этого рисунка приведен фрагмент спектра, снятый камерой Phantom VEO710. Температура электро-

нов, рассчитанная по формуле (3) по усредненным значениям интенсивностей линий H_α и H_β , соста- вила ~ 1.5 эВ.

Значение концентрации электронов n_e , оце- ненной по полуширине профиля линии H_β , усредненного за время съемки монохроматором с камерой Toshiba 1304, по формуле (4), было $n_e \approx 1.3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

Далее обсуждается влияние на плазменный сту- сток магнитного поля, которое создавалось соленоидом при напряжении ЕН2 в диапазоне от 5 до 20 кВ, когда максимальное значение средней ин- дукции B_{av} изменялось в пределах от 1.5 до 7 Тл.

На рисунке 8 приведены кадры скоростной съемки, иллюстрирующие динамику развития разряда при наложении магнитного поля, напря- жение зарядки ЕН2 10 кВ. Для каждого кад- ра приведено время, прошедшее с момента нача- ла разряда, ток разряда и среднее значение ин- дукции магнитного поля B_{av} . Отрицательные зна- чения B_{av} соответствуют изменению направле- ния тока в соленоиде. Из сравнения рис. 5 и 8 сле- дует, что магнитное поле заметно повлияло

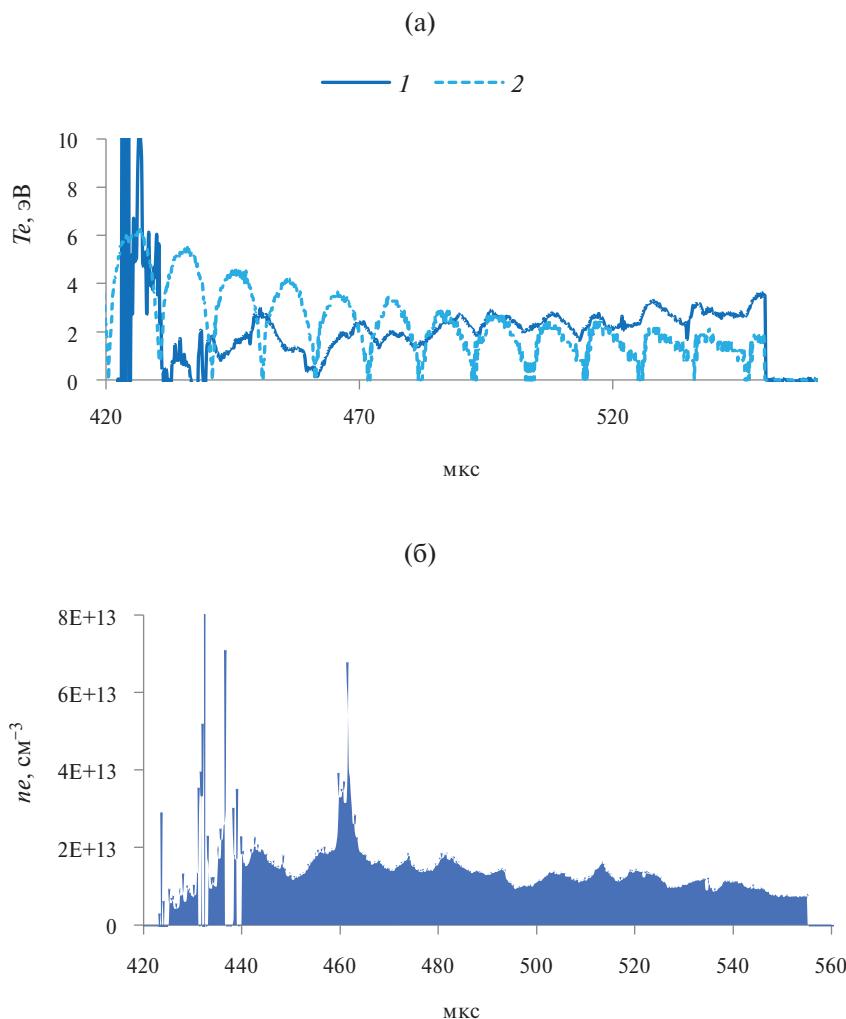


Рис. 6. Параметры плазмы в отсутствии внешнего магнитного поля: а — температура электронов, измеренная 1 и “рас- считанная” 2; б — концентрация электронов.

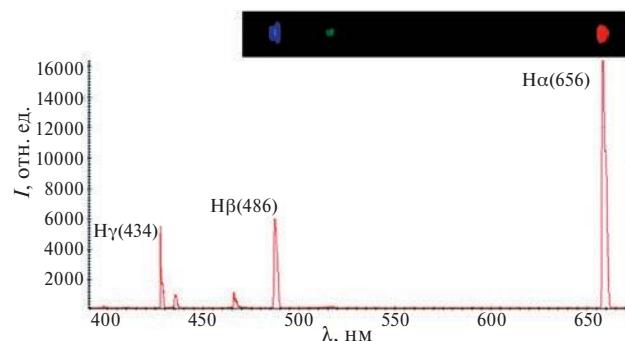


Рис. 7. Измеренный спектр излучения водородной плазмы.

на форму плазменного образования, которое приобрело торoidalный вид, сохранившийся вплоть до исчезновения свечения, что произошло через ~ 70 мкс после возникновения разряда. В отличие от режима без магнитного поля плазменное образование не перекрыло центральный электрод, о чем свидетельствует отсутствие свечения перед ним. В диапазоне изменения зарядки ЕН2 от 5 до 20 кВ динамика плазменного образования на качественном уровне оставалась такой же, как и на рис. 8.

На рис. 9 и 10 приведены результаты измерения параметров плазмы при двух значениях напряжения зарядки ЕН2; ТЗЛ в обоих случаях находился на расстоянии ~ 15 мм от клапана напуска. Как видно, с увеличением индукции магнитного поля просматривается тенденция увеличения концентрации электронов при снижении их температуры.

Для корректного применения ТЗЛ необходимо, чтобы толщина слоя пространственного заряда вблизи его поверхности, определяемая радиусом Дебая, была много меньше диаметра зонда [21]. При измеренных значениях концентрации электронов и их температуры, радиус Дебая, по оценкам, составлял $\sim 10^{-3}$ см, то есть был на два порядка меньше диаметра зонда.

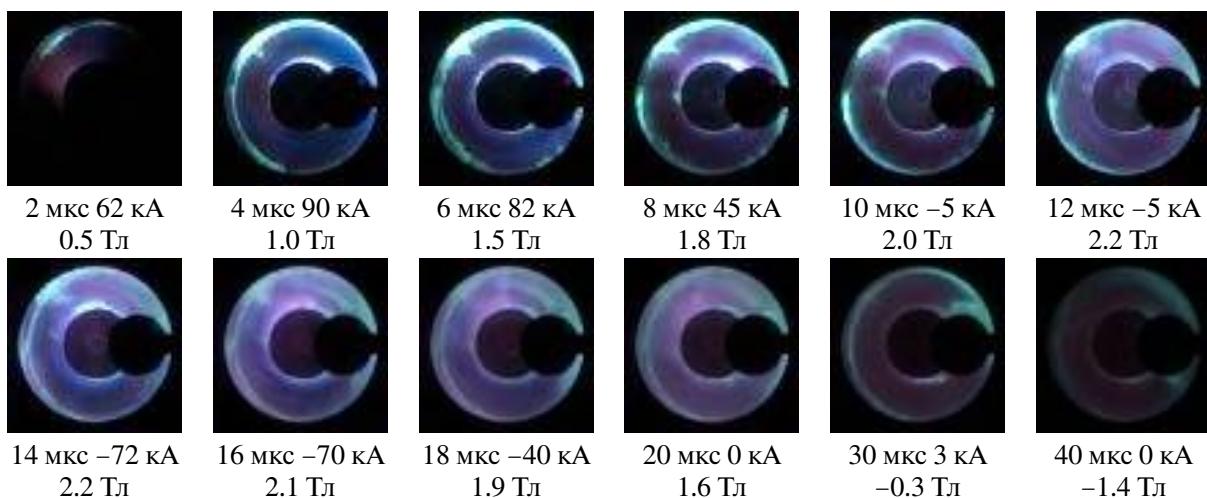


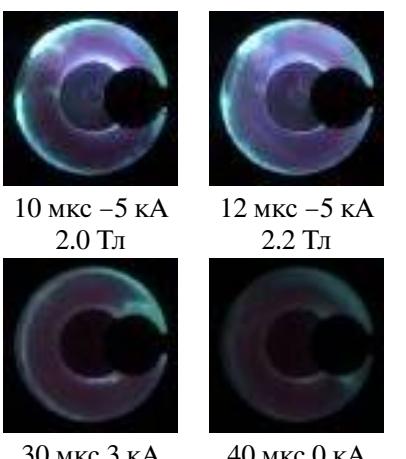
Рис. 8. Динамика плазменного сгустка во внешнем магнитном поле.

Представленные результаты были получены при использовании одного клапана напуска газа. Одновременное использование нескольких клапанов позволяет увеличить массу плазмообразующего газа, но для сохранения, а тем более для увеличения степени его ионизации необходимо поднять энергию емкостного накопителя ЕН1. Это предполагается сделать на следующем этапе исследований. Тем не менее, следует отметить, что были получены предварительные результаты по зажиганию разряда при включении большего числа клапанов, при этом была отработана схема их одновременного включения. Эти эксперименты показали, что при использовании от трех до шести клапанов практически сразу в момент зажигания разряда в межэлектродном зазоре формируется симметричный и однородный плазменный сгусток с выраженным границами у поверхности электродов. Однако, как и следовало ожидать, концентрация электронов оказалась меньше, чем при использовании одного клапана.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из рис. 4 следует, что исследуемый разряд характеризуется сравнительно слабым затуханием. В табл. 1 приведены значения локальных экстремумов тока, напряжения на разряде в момент экстремумов и сопротивление разрядного промежутка R_a . Экстремумы напряжения опережали экстремумы тока на ~ 3 мкс. Как видно, за время разряда значение тока в локальных экстремумах убывает на порядок, тогда как напряжение изменяется лишь на $\sim 50\%$. Если пренебречь приэлектродными падениями потенциала, то среднее значение напряженности электрического поля в межэлектродном промежутке E для режимов, представленных в табл. 1, изменялось от 25 до 35 В/см.

Как видно, период затухающих колебаний тока T_a оставался практически постоянным, это означает малое изменение индуктивности контура L .



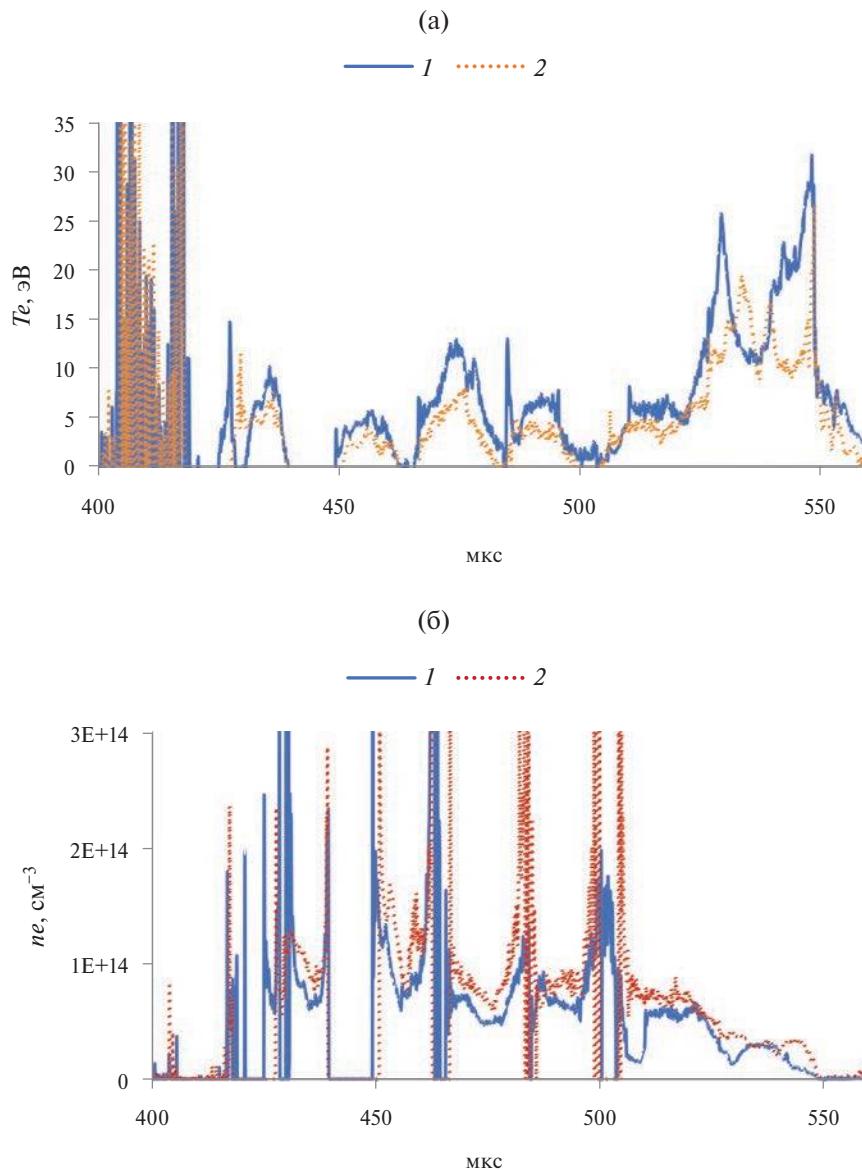


Рис. 9. Изменение температуры электронов (а) и их концентрации (б) в плазменном сгустке при напряжении зарядки ЕН2 10 кВ 1 и 15 кВ 2.

Если значение активного сопротивления контура R_0 можно принять постоянным, то ток в разряде находится из соотношения [24]

$$I(t) = q_0 \frac{\omega_0^2}{\omega} \exp(-\gamma t) \sin(\omega t), \quad (5)$$

где $q_0 = CV_0$ — заряд ЕН, другие параметры определяются из соотношений

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{R_0}{2L}, \quad (7)$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} = \frac{2\pi}{T_a}. \quad (8)$$

Из осциллограммы тока на рис. 4 и соотношения (6), (8) следует, что индуктивность контура L

равнялась 0.87 мГн ($\gamma \ll \omega$, $C = 12$ мкФ). В таблице 1 приведено суммарное сопротивление контура R_0 , которое оценивалось по формуле (5) для последовательных экстремумов тока. Как видно из табл. 1, в катодной полярности центрального электрода сопротивление контура (R_0) значительно меньше, чем в анодной.

Характер движения плазмы в МКИ являлся весьма сложным, на него влияло закрученное течение водорода, скорость которого, вероятно, соизмерима со скоростью звука в нем — 1.3 км/с (1.3 мм/мкс). В отсутствие внешнего магнитного поля движение плазмы определялось также градиентом давления и пондеромоторными силами тока разряда. Под воздействием этих сил плазменный сгусток перемещался вдоль поверхности электродов, и через ~ 8 мкс после инициации разряда его свечение перекрыло центральный электрод

Таблица 1. Параметры разряда в локальных экстремумах тока

Время экстремума, мкс	Экстремум тока, кА	Напряжение, кВ	Сопротивление R_a , мОм	Сопротивление R_0 , мОм
410	90.0	-0.150	1.6	-
420	-75.0	0.150	2.0	8.1
430	53.0	-0.150	2.8	15.0
440	-45.0	0.120	2.7	7.2
450	31.0	-0.150	4.8	17.0
460	-26.0	0.120	4.7	7.5
470	17.0	-0.099	5.8	19.0
480	-15.0	0.099	6.6	5.0
490	8.3	-0.099	12.0	26.0

(см. рис. 5). Из этого следует, что если пробой произошел напротив клапана напуска, то скорость течения плазмы равнялась ~ 25 км/с. Это значение является оценкой сверху на скорость плазмы u_p , поскольку разряд мог возникнуть ближе к выходному сечению центрального электрода. В дальнейшем, по-видимому, зона этого электрода являлась попеременно катодом или анодом разряда, а зона привязки на внешнем (обратном) электроде скользила по его внутренней поверхности, увеличивая длину разряда. Такой характер расширения разряда объясняет тенденцию к увеличению его сопротивления (см. табл. 1).

Отметим, что концентрация электронов, оцененная по уширению линии H_β , примерно на порядок больше, чем измеренная ТЗЛ. Это позволяет сделать вывод, что результаты, представленные на рис. 6, получены на периферии разряда, где плотность его тока сравнительно невелика. Из данных рисунка 4 находится среднее значение напряженности электрического поля в межэлектродном зазоре E , а затем — параметр Таунсенда E/n_m [21], для концентрации молекул водорода n_m принималось значение $3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. В справочнике [23] приведены дрейфовая скорость u_e и температура электронов в зависимости от параметра Таунсенда. На основании этих данных была рассчитана температура электронов, показанная на рис. 6. Как видно, рассчитанные значения температуры согласуются с результатами измерений ТЗЛ. По данным рис. 6 характерная температура электронов в течение разряда составляла около 2 эВ, при такой температуре электронов их дрейфовая скорость — $\sim 6 \cdot 10^6$ см/с [23]. Из дрейфовой скорости определяется константа упругих соударений электронов с молекулами водорода — $k_{em} \sim 1.5 \cdot 10^{-7}$ см³/с и частота упругих соударений электронов с ними $\nu_{em} = k_{em} n_m \sim 5 \cdot 10^9$ с⁻¹.

Картина движения сгустка плазмы значительно изменяется при включении внешнего магнитного поля, которое может как ускорять, так и тормозить его. Сравнительно просто описывается движение

плазмы в центральной области соленоида, где электрическое и магнитное поле перпендикулярны друг другу. Здесь происходит дрейф заряженных частиц в направлении, перпендикулярном обоим полям. Скорость электрона в плазме u находится из решения уравнения [24]

$$m_e \ddot{u} = -e(E + [u \times B]) - m_e u v_{eg}, \quad (9)$$

где v_{eg} — частота соударения электронов с тяжелыми частицами. Из уравнения 9 находятся проекции скорости электрона u_n и u_t , направленные соответственно перпендикулярно поверхности электродов (параллельно полю E) и вокруг центрального электрода

$$u_n = -\frac{eE}{m_e v_{eg} (1 + \beta^2)}, \quad (10)$$

$$u_t = -\frac{eE\beta}{m_e v_{eg} (1 + \beta^2)}, \quad (11)$$

где β — параметр Холла [21] $\beta = \frac{\omega_B}{v_{eg}}$.

Циклотронная частота электронов ω_B определяется из соотношения

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e}. \quad (12)$$

Электроны закручиваются вокруг центрального электрода со скоростью u_t , при изменении его полярности скорость вращения изменяется на противоположную; подобный характер движения может способствовать образованию торoidalных плазменных структур. Изменение направления вращения, возможно, влияет на сопротивление разряда и, соответственно, на сопротивление всего контура R_0 (см. табл. 1). Из сравнения формул для u_n и u_t видно, при $\beta > 1$ скорость электронов, направленная от катода к аноду, меньше скорости их вращения вокруг центрального электрода.

Как следует из (10) и (11), скорость электронов зависит от параметра Холла. При характерном значении индукции магнитного поля ~ 1 Тл циклотронная частота ω_B равняется $\sim 2 \cdot 10^{11}$ рад/с. Ес-

ли параметр Холла оценить, используя приведенное выше значение частоты соударения электронов с молекулами водорода v_{em} ($\sim 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$), то параметр $\beta \sim 30$. Эта оценка справедлива для периферии разряда, где степень ионизации мала; в его центральной зоне рассеяние электронов происходит также на ионах, поэтому значение параметра Холла в этой зоне будет меньше. По-видимому, в условиях представленных экспериментов за время разряда среднее значение параметра β превышало единицу. Из формулы (9) видно, что внешнее магнитное поле уменьшает дрейфовую скорость u_n , поэтому при одинаковом токе разряда увеличение этого поля должно сопровождаться увеличением концентрации электронов, а, следовательно, и увеличением скорости ионизации, что должно приводить к уменьшению температуры электронов. Этот обстоятельство, возможно, поясняет отмеченную в разд. 3 тенденцию увеличения концентрации электронов при уменьшении их температуры с ростом индукции магнитного поля (рис. 9). Аналогичная зависимость параметров плазмы от внешнего магнитного поля была получена в работах [25, 26].

5. ВЫВОДЫ

Выполненные исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Предложенная конструкция многоканальной инжекции позволяет увеличить массу плазмообразующего газа, однако для увеличения степени его ионизации необходимо поднять энергию, поступающую в разряд. Предварительные результаты показали, что использование большего числа клапанов напуска позволяет получать более однородный плазменный сгусток.

2. Показано, что наложение внешнего магнитного поля позволяет стабилизировать плазменный сгусток, придавая ему торoidalную геометрию, оценки параметра Холла при этом находятся в интервале от ~ 5 до ~ 30 .

3. Параметры плазмы можно контролировать, изменяя величину магнитного поля и время задержки между экстремумами тока в разряде и соленоиде.

4. Опробованная система многоканальной инжекции может быть использована для стартового разгона плазмы на входе в импульсный плазменный ускоритель.

5. Выполненные измерения тройным зондом Ленгмиора показали, что он является удобным средством контроля параметров плазмы в импульсном дуговом разряде. С помощью него было показано, что увеличение индукции магнитного поля сопровождается ростом концентрации электронов при снижении их температуры.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Фе-

дерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутуков А.К., Панин С.Е., Подковыров В.Л., Сергеевич А.А., Байбаков Г.С., Петраков М.В., Мамонов А.А. // Инженерная физика. 2023. № 10. С. 47.
<https://doi.org/10.25791/infizik.10.2023.136>
2. Пантелеенко Ф.И., Оковитый В.А., Девойно О.Г., Володько А.С., Сидоров В.А., Оковитый В.В., Литвинко А.А., Асташинский В.М. // Прогрессивные технологии и системы машиностроения. 2023. № 1 (80).
3. Гаврилов В.В., Еськов А.Г., Житлухин А.М., Кочнев Д.М., Пикуз С.А., Позняк И.М., Рязанцев С.Н., Скobelев И.Ю., Топорков Д.А., Умрихин Н.М. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 7. С. 606.
<https://doi.org/10.31857/S0367292120070045>
4. Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Гаврилов В.В., Житлухин А.М., Костюшин В.А., Лиджигоряев С.Д., Пушкина А.В., Пикуз С.А., Рязанцев С.Н., Скobelев И.Ю. // Физика плазмы 2023. Т. 49. № 8.
<https://doi.org/10.31857/S0367292123600358>
5. Баннов С.Г., Житлухин А.М., Моторин А.А., Ступитский Е.Л., Холодов А.С., Черковец В.Е. // Геомагнетизм и аэрономия. 2019. Т. 59. № 3. С. 340.
<https://doi.org/10.1134/S0016794019030039>
6. Дудин С.В., Козлов А.В., Шурупов А.В., Житлухин А.М., Леонтьев А.А., Минцев В.Б., Ушнурцев А.Е., Фортов В.Е., Черковец В.Е., Шурупова Н.П. // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 3.
<https://doi.org/10.1134/S0018151X10010013>
7. Коваленко Д.В., Климов Н.С., Житлухин А.М., Музыченко А.Д., Подковыров В.Л., Сафонов В.М., Ярошевская А.Д. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. № 4. В. 37. С. 39.
8. Костюшин В.А., Позняк И.М., Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Журавлев К.В., Лиджигоряев С.Д., Усманов Р.Р., Цыбенко В.Ю., Немчинов В.С. // ПТЭ. 2023. № 6. С. 28.
9. Умрихин Н.М. Дис. ...к. ф.-м.н. М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1984.
10. Козлов А.В., Маштаков А.В., Шурупов А.В., Гусев А.Н., Завалова В.Е., Шурупов М.А., Шурупова Н.П., Житлухин А.М., Бахтин В.П. // ТВТ. 2022. № 3. Вып. 60. С. 331.
<https://doi.org/10.31857/S0040364422010306>
11. Сивков А.А., Исаев Ю.Н., Васильева О.В., Купцов А.М. // Изв. Томского политехнического университета. 2010. Т. 317. В. 4. С. 74.
12. Воронин А.В., Гусев В.К., Кобяков С.В. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 7. С. 63.

13. Новиков Я.В., Росляков И.А., Фролов А.Ю., Еськов А.Г., Житлухин А.М., Умрихин Н.М. Плазменный ускоритель с магнитным затвором. Патент на полезную модель. RU 188484 U1. 2019.
14. Гусев А.Н., Козлов А.В., Шурупов А.В., Маштаков А.В., Шурупов М.А. // ПТЭ. 2020. № 1. С. 1. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050146>
15. Наз М.Я., Шукрулла С., Джасафар А., Рехман Н.У., Хан Я. // ПМТФ. 2016. Т. 57. № 2. С. 23. <https://doi.org/10.15372/PMTF20160203>
16. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы. М.: Изд-во Мир. 1971.
17. Семиохин И.А. Элементарные процессы в низкотемпературной плазме. М: Изд-во Московского ун-та. 1988.
18. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М: Физматгиз. 1963.
19. Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат. 1973. 160 с.
20. Zavalova V.E., Kozlov A.A., Kozlov A.V., Polistchook V.P., Karpushin Yu.V., Shurupov M.A. // EFRE-2024: 9th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2024): Abstracts. Tomsk: Academizdat Publishing, 2024., C1-P-023104, ISBN 978-5-6052421-8-5.
21. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
22. <https://elcut.ru/about>. ELCUT Студенческий. распространяется бесплатно.
23. Физические величины. Справочник / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991.
24. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Электричество. М.: Наука, 1977.
25. Borthakur S., Talukdar N., Neog N.K., and Borthakur T.K. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. <https://doi.org/10.1063/1.5009796>
26. Meng L., Cloud A.N., Jung S., and Ruzic D.N. // J. Vac. Sci. Technol. 2011. V. 29. <https://doi.org/10.1116/1.3528940>

GENERATION OF A PLASMA BUNCH IN A MULTICHANNEL INJECTOR OF A PULSED PLASMA ACCELERATOR

V. E. Zavalova^{a,*}, A. A. Kozlov^a, A. V. Kozlov^a, Yu. V. Karpushin^a, V. P. Polishchuk^a, A. N. Gusev^a, and M. A. Shurupov^a

^aJoint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

*e-mail: zavalova@fites.ru

This work presents experimental studies of the plasma bunch formation in an injector, which is the initial section of a coaxial accelerator. Design solutions, experimental setup, and measurement results are described. The design features of the injector include the controlled supply of the working gas through electrodynamic valves uniformly installed around the circumference of an outer electrode, a profiled inner electrode, and a solenoid located outside the injector. The diagnostic system included measuring currents and voltages in the discharge circuit and the solenoid circuit; high-speed video recording; measuring plasma parameters using spectral methods and a triple Langmuir probe. Video frames of the plasma bunch formation, results of current and voltage measurements, electron temperature and density are presented; the influence of an external magnetic field on processes in the injector is considered.

Keywords: pulse plasma accelerator, gas injection, electrodynamic valve