
СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 11, 2022

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Моделирование эволюции профилей электронной температуры при электронно-циклотронном нагреве высокотемпературной плазмы в газодинамической магнитной ловушке

А. Г. Шалашов, Е. Д. Господчиков, Т. А. Хусаинов 993

Изучение захвата и накопления быстрых ионов в предварительных экспериментах с атомарной инжекцией на установке ГОЛ-NB

В. В. Поступаев, В. И. Баткин, А. В. Бурдаков, В. С. Бурмасов, И. А. Иванов, К. Н. Куклин, Ю. А. Лыкова, К. И. Меклер, Н. А. Мельников, А. В. Никишин, С. В. Полосаткин, А. Ф. Ровенских, Е. Н. Сидоров, В. Ф. Скляр, Д. И. Сквородин 1005

ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

Источник медицинских изотопов и нейтронов на основе лазерно-ускоренных ионов

А. В. Брантов, С. Г. Бочкарев, О. Е. Вайс, М. Г. Лобок, В. Ю. Быченков 1010

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Проникновение греющего электромагнитного импульса в плазму, находящуюся в магнитном поле

Д. А. Григорович, К. Н. Овчинников, С. А. Урюпин 1026

Измерение плотности плазмы токового слоя по уширению спектральных линий атомарного гелия He I 447.1 нм и 492.2 нм с запрещенными компонентами

Н. П. Кирий, А. Г. Франк, А. Р. Мингалеев, Т. Б. Мавлюдов, К. В. Шпаков, И. С. Байдин 1035

Расчеты профиля плотности при импульсной инжекции рабочего газа в камеру ПФ и экспериментальные результаты

М. П. Галанин, Е. В. Грабовский, Н. М. Ефремов, М. К. Крылов, Я. Н. Лаухин, А. П. Лотоцкий, В. В. Лукин, А. А. Николашин, Д. Г. Панфилов, А. Г. Серяков, Ю. Н. Сулимин 1046

ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Аксиальная зависимость продольного высокочастотного магнитного поля и параметров плазмы в индуктивном источнике плазмы с внешним магнитным полем

А. М. Никонов, К. В. Вавилин, И. И. Задириев, Е. А. Кралькина 1051

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

О возможности возбуждения дрейфовой неустойчивости в областях лунных магнитных аномалий

Ю. Н. Извекова, С. И. Попель 1061

Исследование зарядки пылевых частиц космической плазмы

Р. У. Машеева, К. Н. Джумагулова, М. Мырзали 1066

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Исследование наносекундного взрыва тонких фольг с искусственно нанесенной на поверхность структурой	
<i>Т. А. Шелковенко, И. Н. Тиликин, А. В. Огинов, К. С. Перваков, А. Р. Мингалеев, В. М. Романова, С. А. Пикуз</i>	1075
Особенности пространственной структуры плазмы разряда низкоиндуктивной вакуумной искры	
<i>П. С. Анциферов, Л. А. Дорохин</i>	1086
Подавление генерации тяжелых ионов в вакуумном диоде с пассивным анодом	
<i>А. И. Пушкарев, С. П. Чжу, Ю. И. Егорова, А. Прима, С. С. Полисадов, М. К. Лэй</i>	1094

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Сравнительный анализ параметров нормального и аномального тлеющих разрядов постоянного тока	
<i>С. Т. Суржиков</i>	1102
Локальные параметры плазмы, концентрации атомов и абсолютные интенсивности свечения в разряде, поддерживаемом полым катодом	
<i>С. Н. Андреев, А. В. Бернацкий, И. И. Драганов, И. В. Кочетов, В. Н. Очкин</i>	1115
Снижение сопротивления заземления за счет развития плазменных каналов вдоль поверхности грунта	
<i>Э. М. Базелян</i>	1130
Исследование генерации оксида азота в импульсно-периодическом диффузном разряде в потоке воздуха	
<i>Н. Ю. Бабаева, С. Н. Буранов, Г. В. Найдис, Г. Б. Рагимханов, В. Д. Селемир, Д. В. Терешонок, А. А. Тренькин, Э. Р. Халикова, А. С. Ширшин</i>	1138

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Измерение энергетического спектра мягкого рентгеновского излучения для вакуумной искры с лазерным инициированием	
<i>Е. Д. Вовченко, И. Г. Григорьева, В. В. Кушин, А. А. Макаров, А. П. Мелехов, Р. Ш. Рамакоти, Г. Х. Салахутдинов</i>	1149
Памяти Александра Владимировича Тимофеева	1153
Памяти Альберта Абубакировича Галеева	1155

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ
МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ© 2022 г. А. Г. Шалашов^{a, *}, Е. Д. Господчиков^a, Т. А. Хусаинов^{a, b}^a Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия^b Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

*e-mail: ags@ipfran.ru

Поступила в редакцию 05.07.2022 г.

После доработки 13.09.2022 г.

Принята к публикации 16.09.2022 г.

Реализовано объединение квазиоптического волнового кода для расчета профилей поглощения СВЧ-мощности при электронно-циклотронном резонансном (ЭЦР) нагреве высокотемпературной плазмы в открытой магнитной ловушке с упрощенной транспортной моделью, описывающей потери энергии в газодинамическом режиме удержания. В результате стало возможным моделирование эволюции профиля электронной температуры во времени в процессе ЭЦР-нагрева. Возможности гибридного кода продемонстрированы на примере задачи моделирования бифуркации режимов узкого и широкого СВЧ-нагрева, обнаруженных в экспериментах на установке ГДЛ в ИЯФ СО РАН.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, открытая магнитная ловушка, электронно-циклотронный резонанс, распространение волн в плазме

DOI: 10.31857/S0367292122600790

1. ВВЕДЕНИЕ

Для крупных открытых магнитных ловушек, используемых в исследованиях УТС, нагрев плазмы с субтермоядерными параметрами электромагнитным излучением в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) впервые был реализован на установке ТМХ-У, в которой ЭЦ-нагрев позволил достичь наибольшей на тот момент температуры электронов 280 эВ [1]. Однако в конце 1980-х программа развития открытых ловушек для УТС в Ливерморе была закрыта, и до недавнего времени применение ЭЦР-нагрева плазмы в открытых магнитных ловушках было ограничено или задачами МГД-стабилизации плазмы достаточно низкой плотности [2–4], или компактными лабораторными установками, например, ЭЦР-источники плазмы или ионов. Всплеск интереса именно к нагреву тепловой фракции электронов в условиях ЭЦ-резонанса возник после серии успешных экспериментов по комбинированному нагреву плазмы нейтральными пучками и СВЧ-излучением на российской установке ГДЛ в ИЯФ СО РАН, в которых было продемонстрировано удержание плазмы с рекордными параметрами [5–8]. В результате этих исследований была достаточно убедительно продемонстриро-

вана перспективность использования магнитных ловушек открытого типа с осесимметричной конфигурацией в качестве нейтральных источников для термоядерных приложений [9–12].

Реализация эффективного ЭЦР-нагрева плотной плазмы в большой открытой ловушке потребовала пересмотра сложившихся представлений как о физике взаимодействия СВЧ-излучения с плазмой в режиме ЭЦР [13], так и о последующем транспорте энергии и стабилизации плазменного шнура [8], поскольку ни одна из используемых на практике схем нагрева тороидальной плазмы в этом случае не эффективна. Важную роль при этом играют методы моделирования распространения и поглощения электромагнитных волн в неоднородной плазме осесимметричной ловушки. До недавнего времени такое моделирование проводилось исключительно в рамках приближения геометрической оптики методом трассировки лучей, например, именно таким способом была обоснована основная схема ЭЦР-нагрева, используемая в ГДЛ [13–15]. В этой схеме возникают области отражения и поглощения волн, в которых среда перестает быть плавно-неоднородной в масштабах длины волны, поэтому детальное понимание физики происходящих процессов

требовало выхода за рамки приближения геометрической оптики.

Основные эффекты, приводящие к нарушению приближения геометрической оптики, связаны с пространственной дисперсией в сильно неоднородной области резонансного поглощения, с дифракционным расплыванием волнового пучка вне этой области и с формированием каустик в окрестности точек полного внутреннего отражения. Прямой учет этих эффектов в рамках уравнений Максвелла сложен, в первую очередь, из-за малой длины волны излучения по сравнению с размерами установки¹ и, как правило, нецелесообразен, поскольку СВЧ-излучение распространяется в плазме в виде хорошо сформированных квазиоптических (но не обязательно гауссовых) пучков. Хорошей альтернативой этому подходу является последовательный квазиоптический подход, основанный на асимптотическом разложении уравнений Максвелла в параксиальном приближении в окрестности выделенной геометро-оптической моды [16, 17]. Этот метод был адаптирован для описания распространения и поглощения волновых пучков в открытых ловушках [18, 19]. Заметим, что специфика СВЧ-нагрева в современных прямых ловушках стимулировала дальнейшее развитие квазиоптической теории, изначально предложенной для тороидальных систем. Это связано с тем, что в прямой ловушке магнитное поле в основном меняется вдоль своего направления, а в тороидальной – поперек. Поэтому приближения и численные приемы, которые хорошо проявили себя при моделировании распространения волн в тороидальных установках [20], не сработали в случае прямой ловушки. Это потребовало создания уточненной теоретической модели [21] и существенной модификации численных алгоритмов, что привело в итоге к созданию абсолютно нового кода *QOOT* [18]. Данный код применялся для моделирования не только ЭЦР-нагрева плазмы в установке ГДЛ [18, 19], но и коллективного рассеяния микроволнового излучения в нерезонансной плазме на этой же установке [22–24]. Во всех приложениях кода пространственные распределения концентрации и температуры электронов в установке предполагались заданными. Таким образом, решалась несамосогласованная задача – по известным из эксперимента квазистационарным профилям плазмы анализировалось распределение СВЧ-поля и удельный энергозатрат за счет диссипации волн в плазме.

В данной статье сделан естественный следующий шаг в развитии квазиоптического моделирования – реализован самосогласованный расчет распределения температуры электронов, неиз-

вестного заранее и устанавливающегося в результате баланса ЭЦР-нагрева и потерь энергии. При этом мы воспользовались тем обстоятельством, что, в отличие от тороидальных ловушек, основной канал потерь энергии для установок типа ГДЛ хорошо изучен – это газодинамический вынос мишенной плазмы вдоль силовых линий магнитного поля [25]. В результате мы получили относительно простой инструмент, позволяющий описывать нестационарную динамику электронной фракции в процессе СВЧ-нагрева. Учитывая импульсный характер разрядов в большинстве крупных современных установок, этот инструмент был давно востребован, однако, на наш взгляд, не мог быть адекватно реализован в рамках лучевых моделей. На основании нашего опыта это связано с тем, что картина лучей даже в статическом случае может быть довольно запутанной и нерегулярной, учет изменения среды за счет ЭЦР-нагрева привносит дополнительные нефизические эффекты, связанные с заменой непрерывного распределения поля в пространстве конечным числом бесконечно тонких лучей. С другой стороны, квазиоптический метод, с самого начала ориентированный на расчет плавного непрерывного распределения комплексной амплитуды волнового поля, представляется вполне адекватным для описания сложной самосогласованной динамики поля и плазмы, сопровождаемой, например, развитием “перегревной” неустойчивости, обсуждаемой в конце этой статьи.

Поскольку такого рода вопросы возникали к нашим предыдущим публикациям², сразу подчеркнем, что при интенсивном СВЧ-нагреве мы не учитываем возможное отклонение функции распределения электронов по скоростям от максвелловского распределения. Этот подход оправдан тем обстоятельством, что в наиболее важном практическом случае нагрева достаточно плотной плазмы энергия СВЧ-поля вкладывается в тепловую компоненту, для которой кулоновское взаимодействие эффективно поддерживает распределение электронов по скоростям, близкое к максвелловскому. В частности, такие распределения, формирующиеся сразу после ЭЦР-нагрева, были прямо зарегистрированы методом лазерного рассеяния на установке ГДЛ [5–7]. Кинетические эффекты, связанные с модификацией функции распределения резонансных электронов, проявляются при нагреве более разреженной плазмы, например, в установке ГАММА-10 [3] или на стадии ЭЦР-пробоя в ГДЛ [26]. Такие эффекты описываются в рамках кинетического уравнения типа Фоккера–Планка для функции распределения электронов, учитывающего совместное действие кулоновских соударений и СВЧ-поля в квазилинейном приближении [27]. Для описания распре-

¹ Например, плазма ГДЛ имеет размеры порядка 100–1000 длин волн.

² Смотри сноску на стр. 380 в [19].

деления СВЧ-поля в разреженной плазме обычно достаточно геометро-оптического приближения, точнее уравнения переноса СВЧ-излучения вдоль луча с коэффициентом поглощения, отвечающим возмущенной функции распределения электронов.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 предложена транспортная модель, описывающая баланс энергии электронов при ЭЦР-нагреве плазмы в газодинамической ловушке. В разд. 3 мы кратко напоминаем основные идеи квазиоптического подхода и обсуждаем детали, связанные с одновременным численным решением квазиоптического уравнения для СВЧ-поля и уравнения баланса энергии для температуры электронов. В разд. 4 обсуждаются первые результаты моделирования перспективных сценариев ЭЦР-нагрева плазмы на установке ГДЛ. В разд. 5 сформулированы основные результаты.

2. БАЛАНС ЭНЕРГИИ ПРИ ЭЦР-НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Открытые магнитные ловушки в зависимости от физических задач и диапазонов параметров плазмы могут работать в различных режимах удержания плазмы [25]. С точки зрения авторов статьи, для термоядерных приложений наиболее перспективным и интересным является так называемый режим газодинамического удержания, реализованный, в частности, в аксиально-симметричной ловушке ГДЛ в ИЯФ СО РАН. В плазме газодинамической магнитной ловушки формируются две фракции – энергичные ионы, возникающие вследствие процессов перезарядки и ионизации вводимых в плазму пучков нейтральных частиц с энергиями порядка десятков кэВ, и так называемая мишенная плазма с умеренными “дотермоядерными” параметрами: температура электронов и ионов порядка сотен эВ. Высокоэнергичные частицы, вводимые в магнитную ловушку под углом к магнитной оси, удерживаются в её центральной секции адиабатически за счет сохранения магнитного момента. Высокоэнергичные ионы испытывают кулоновские соударения с электронами плазмы и постоянно теряют на них свою энергию, соударения с ионами мишенной плазмы приводят в основном к изотропизации распределения энергичных ионов по скоростям. Мишенная плазма, основное предназначение которой состоит в подавлении высокочастотных неустойчивостей фракции энергичных частиц, удерживается в газодинамическом режиме.

При этом конус потерь в фазовом пространстве является заполненным, а самосогласованная скорость вытекания достаточно плотной плазмы

из ловушки равна скорости ионного звука в пробке

$$v_s = \sqrt{(ZT_e + T_i)/M} \approx \sqrt{ZT_e/M}, \quad (1)$$

где T_e и T_i – температуры электронов и ионов, соответственно, Z и M – средний заряд и масса ионов, для простоты при моделировании ЭЦР-разрядов ионы будем считать холодными. Связанная с этим потоком мощность продольных потерь энергии электронной компоненты плазмы ΔP из магнитной силовой трубки, отвечающей в центральном сечении ловушки элементу площади ΔS , равна

$$\Delta P = 2A \frac{\Delta S}{R} n_e T_e v_s \exp(-\Delta\phi/T_e). \quad (2)$$

Множитель два учитывает наличие двух пробок, ограничивающих силовую трубку, $\Delta S/R$ – сечение силовой трубки в магнитной пробке, $R = B_{\max}/B_{\min}$ – пробочное отношение, $A \sim \ln \sqrt{M/m}$ – безразмерный коэффициент, определяющий энергию на одну электрон-ионную пару, вылетающую из ловушки в расширитель, m – масса электронов, n_e – концентрация электронов в центре ловушки, больцмановский множитель $\exp(-\Delta\phi/T_e) \approx 1/\sqrt{e}$ учитывает отношение концентраций электронов в пробке и в центре ловушки и соответствует перепаду амбиполярного потенциала $\Delta\phi \approx \frac{1}{2} M v_s^2$ (при условии $ZT_e \gg T_i$), необходимому на ускорение ионов до ионно-звуковой скорости (здесь e – основание натурального логарифма). Последние теоретические и экспериментальные исследования физики расширителя дают для установок масштаба ГДЛ значение $A \approx 7$ в дейтериевой плазме [28–30]. Заметим, что формирование продольного амбиполярного термобарьера полностью подавляет потери энергии, связанные с классической “спитцеровской” электронной теплопроводностью [5], при этом для мишенной плазмы внутри ловушки хорошо выполняется изотермическое приближение. Рассматривая динамику электронной температуры, разумно предполагать, что во всем объеме плазменного шнура вплоть до лимитера конвективные газодинамические потери (2) доминируют по сравнению поперечным переносом [8].

Резюмируя, можно сформулировать следующую схему, характеризующую баланс энергии на развитой стадии разряда в классической газодинамической ловушке с нагревом нейтральными пучками:

- Основная энергия вносится захваченными в плазме пучками атомов в виде кинетической энергии высокоэнергичных ионов.
- Высокоэнергичные ионы испытывают силу кулоновского трения (collisional drag force) в ми-

шенной плазме, что приводит к нагреву электронов.

- При включении дополнительного ЭЦР-нагрева плазмы внешним СВЧ-излучением энергия вкладывается непосредственно в тепловые электроны.

- Электроны выносятся из ловушки вдоль силовых линий магнитного поля вместе с ионами мишенной плазмы с газодинамической скоростью (1), передавая свою энергию в энергию направленного движения холодных ионов за счет амбиполярного электрического поля, которое уравнивает потоки электронов и ионов из ловушки [25].

- Принимая специальные меры, все остальные каналы, включая поперечный транспорт энергии за счет развития МГД-неустойчивостей, удастся подавить настолько, что их вкладом можно пренебречь на фоне мощного продольного выноса [9–11].

Для установки ГДЛ эта схема была неоднократно подтверждена в экспериментах [5–8, 30].

Отвечающее данной схеме уравнение баланса энергии, запасенной в равновесных электронах в заданной силовой трубке ΔS , можно записать так

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} T_e n_e \right) = v_{ie} \langle n_{hi} \rangle E_{hi} + \frac{1}{L} P_{ECR} - \frac{2A}{RL\sqrt{e}} n_e T_e v_s. \quad (3)$$

Первое слагаемое в правой части описывает передачу энергии от энергичных ионов за счет кулоновских соударений, второе – определяет нагрев электронов в результате поглощения СВЧ-волн, третье – соответствует газодинамическим потерям (2). Здесь v_{ie} – транспортная частота кулоновских соударений пробного энергичного иона на электронах мишенной плазмы, $\langle n_{hi} \rangle$ – усредненная по длине силовой трубки концентрация энергичных ионов, E_{hi} – средняя энергия энергичных ионов, $P_{ECR} = Q_{abs}/\Delta S$ – поглощаемая СВЧ-мощность, приходящаяся на единицу площади ΔS центрального поперечного сечения, то есть “поверхностная плотность” вкладываемой СВЧ-мощности, $L = B_{min} \int dl/B$ приведенная длина силовой трубки.

Радиальная неоднородность амбиполярного потенциала приводит к $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -вращению плазмы с азимутальной дрейфовой скоростью, пропорциональной градиенту электронной температуры ∇T_e [31]. Характерный период вращения плазмы в приосевой области ГДЛ около 10 мкс [8]; на больших временах можно говорить о формировании магнитных (точнее, магнитодрейфовых) поверхностей в аксиально-симметричной ловушке. При этом все величины усредняются по силовой трубке за счет быстрого движения частиц вдоль магнитного поля и по всем азимутам из-за вращения

плазмы. Поэтому уравнение (3) следует сразу рассматривать для совокупности силовых линий, образующих магнитную поверхность с меткой ρ – все величины в (3) являются функциями ρ и времени t . В качестве метки магнитной поверхности ρ возьмем ее радиус в центральном сечении, тогда элемент площади в (3) можно определить как $\Delta S = 2\pi \rho d\rho$. Будем также считать, что вся СВЧ-мощность, независимо от того, в каком месте она была вложена, усредняется по всей магнитной поверхности ρ . В плотной субтермоядерной плазме газодинамической ловушки эффекты пространственной дисперсии и резонансной диссипации заметно влияют на распространение и поглощение греющего СВЧ-поля, поэтому при расчете профиля $P_{ECR}(\rho, t)$ мы не можем воспользоваться приближением заданного поля, и вынуждены решать самосогласованную задачу, сформулированную ниже.

Уравнение (3) можно привести к более простому виду, если предположить, что концентрация электронов, устанавливающаяся в основном за счет баланса продольных потерь и процессов ионизации, не меняется в процессе ЭЦР-нагрева. Это упрощающее предположение подтверждается сравнением полученных в ходе экспериментов на ГДЛ-профилей концентрации плазмы в отсутствии и при наличии дополнительного ЭЦР-нагрева, а также измеренной динамикой концентрации плазмы сразу после выключения дополнительного ЭЦР-нагрева [6, 8]. В результате мы получаем следующее уравнение:

$$\frac{3}{2} \frac{dT_e}{dt} = \frac{v_{ie}}{n_e} \langle n_{hi} \rangle E_{hi} + \frac{1}{Ln_e} P_{ECR} - \frac{2A}{RL\sqrt{e}} v_s T_e. \quad (4)$$

Для вычисления $\langle n_{hi} \rangle$ необходимо знать функцию распределения энергичных ионов, которая может быть восстановлена, например, путем решения уравнения Фоккера–Планка [32]. Мы используем другой прием, основанный на экспериментальных данных. Допустим, что нам известен радиальный профиль распределения электронной температуры $T_e^*(\rho)$ в стационарном разряде, поддерживаемом только атомными пучками без дополнительного ЭЦР-нагрева. В этом случае из (4) следует равенство

$$\frac{v_{ie}^* \langle n_{hi} \rangle E_{hi}}{n_e^*} = \frac{2A}{RL\sqrt{e}} v_s^* T_e^*, \quad (5)$$

где “*” означает стационарные значения величин до включения ЭЦР-нагрева. Считая, что параметры распределения энергичных ионов не изменились при включении ЭЦР-нагрева, пренебрегая температурой мишенных ионов по сравнению с электронами и учитывая зависимость

частоты соударений от температуры электронов $v_{ie}/n_e \propto T_e^{-3/2}$, из уравнений (4) и (5) получаем

$$\frac{3}{2} \frac{dT_e}{dt} = \frac{1}{Ln_e} P_{ECR} - \frac{2A}{RL\sqrt{\epsilon M/Z}} (1 - (T_e^*/T_e)^3) T_e^{3/2}. \quad (6)$$

Это окончательное уравнение, описывающее изменение температуры электронов $T_e(\rho, t)$ на магнитной поверхности ρ ; $n_e(\rho)$ и $T_e^*(\rho) = T_e(\rho, 0)$ считаются заданными из эксперимента или по результатам других моделей; профиль поглощаемой мощности $P_{ECR}(\rho, t)$ рассчитывается с помощью квазиоптического кода *QOOT* для заданного мгновенного профиля $T_e(\rho, t)$. Таким образом, уравнения (6), формально полученные независимо для каждой магнитной поверхности, оказываются связанными через общий профиль поглощения СВЧ-мощности, который в свою очередь, сложным нелокальным образом зависит от профиля температуры.

3. ОБЪЕДИНЕНИЕ КВАЗИОПТИЧЕСКОЙ И ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛЕЙ

Самосогласованный квазиоптический расчет был реализован в новой версии кода *QOOT-SC* (*Quasi-Optics for Open Traps – Self-Consistent*). Здесь мы обсудим некоторые технические детали, связанные с совместным численным решением уравнения баланса энергии электронов и квазиоптического уравнения для СВЧ-поля.

Расчет профиля поглощенной мощности производится на основе квазиоптической модели, детально описанной в [18, 19]. В качестве эволюционной координаты мы используем координату z вдоль оси ловушки, в качестве поперечных координат – декартову систему $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$ в плоскости поперек оси ловушки. Поиск распределения волнового поля в объеме ловушки сводится к решению эволюционного уравнения вида

$$\frac{\partial u}{\partial z} = ik_0 \hat{H}[u], \quad \hat{H} = \hat{H}_H + i\hat{G}\hat{G}, \quad (7)$$

для скалярной комплексной амплитуды $u(\mathbf{r}_\perp, z)$ с нелокальным эволюционным оператором, где $k_0 = \omega/c$, а \hat{H}_H и $i\hat{G}\hat{G}$ представляют собой, соответственно, эрмитову и антиэрмитову (положительно определенную для диссипативной среды) части, действие которых определено как

$$\hat{H}_H[u] = \int \frac{1}{2} (\text{Re } H(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{k}_\perp, z) + \text{Re } H(\mathbf{r}'_\perp, \mathbf{k}_\perp, z)) \times \\ \times u(\mathbf{r}'_\perp, z) e^{i\mathbf{r}'_\perp \cdot \mathbf{k}_\perp} \frac{d\mathbf{r}'_\perp d\mathbf{k}_\perp}{(2\pi)^2}, \quad (8)$$

$$\hat{G}[u] = \int \frac{1}{2} (\sqrt{\text{Im } H(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{k}_\perp, z)} + \sqrt{\text{Im } H(\mathbf{r}'_\perp, \mathbf{k}_\perp, z)}) \times \\ \times u(\mathbf{r}'_\perp, z) e^{i\mathbf{r}'_\perp \cdot \mathbf{k}_\perp} \frac{d\mathbf{r}'_\perp d\mathbf{k}_\perp}{(2\pi)^2}. \quad (9)$$

В параксиальном приближении интегральное ядро оператора может быть восстановлено из решения $k_z(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{k}_\perp, z)$ локально-однородного геометрикооптического дисперсионного соотношения для выбранной моды в теплой магнитоактивной плазме: с точностью до аддитивной постоянной $H = k_z(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{k}_\perp, z)/k_0$ (подробнее см. формулы (18) и (19) в [18]). В диссипативной среде мнимая часть этого решения определяет антиэрмитову часть эволюционного оператора, которая в свою очередь определяет объемную плотность поглощаемой в среде СВЧ-мощности $\Pi = 2k_0 \text{Re}(u^* \hat{G}[u])$.

Как уже отмечалось, при ЭЦР-нагреве плазмы в магнитной ловушке вкладываемая мощность быстро перераспределяется по магнитным поверхностям, поэтому в уравнение баланса энергии входит одномерное распределение мощности по магнитным поверхностям, определяемое как

$$P_{ECR}(\rho) = \frac{1}{l(\rho)} \iiint \Pi(x, y, z) \delta(\rho - \rho(x, y, z)) dx dy dz, \quad (10)$$

где $l(\rho) = \iint \delta(\rho - \rho(x, y, 0)) dx dy$ определяет эффективный периметр магнитной поверхности в центральном сечении. В длинной аксиально-симметричной ловушке типа ГДЛ магнитные поверхности задаются приближенными уравнениями, учитывающими сохранение потока (вмороженность) магнитного поля

$$\rho(x, y, z) = \sqrt{x^2 + y^2} \sqrt{B_z(0)/B_z(z)} = \text{const}. \quad (11)$$

Здесь $z = 0$ отвечает центру ловушки (минимуму магнитного поля), ρ имеет смысл эффективного радиуса магнитной поверхности в центральном сечении. Для этого случая $l(\rho) = 2\pi\rho$.

Исходный квазиоптический код *QOOT* позволяет рассчитать и визуализировать решение уравнения (7), а также построить профиль вкладываемой СВЧ-мощности (10) для открытых магнитных конфигураций с теплой (нерелятивистской) плазмой. На входе задаются:

- магнитная конфигурация $\mathbf{B}(x, y, z)$ и $\rho(x, y, z)$,
- распределение поля в квазиоптическом пучке на входе в плазму,
- радиальные профили температуры $T_e(\rho)$ и концентрации $n_e(\rho)$ электронов.

На выходе получаются

- радиальный профиль плотности поглощаемой мощности $P_{ECR}(\rho)$,
- распределение интегральной интенсивности поля, например, $J(y, z) = \int |u|^2 dx$ для визуализации поля в плоскости (y, z) .

В расчетах используется гладкая непрерывная функция $\Pi(x, y, z)$, полученная при помощи билинейной интерполяции значений поглощенной мощности на внутренней вычислительной сетке. При этом интеграл (10) берется аналитически, что дает гладкое распределение $P_{ECR}(\rho)$ поглощенной мощности по магнитным поверхностям.

При построении решения уравнения баланса энергии электронов (6) квазиоптический код *QOOT* приходится вызывать на каждом шаге по времени в соответствии с меняющимся профилем температуры $T_e(\rho, t)$. Учитывая сложность вычисления обратного оператора для правой части, мы применили явную разностную схему по времени

$$\frac{3T_e(\rho, t_{i+1}) - T_e(\rho, t_i)}{2(t_{i+1} - t_i)} = R[T_e(\rho, t_i)], \quad (12)$$

где $R[T_e(\rho, t_i)]$ обозначает правую часть уравнения (6), рассчитанную с помощью квазиоптического кода в момент времени t_i . Уравнение (12) позволяет найти $T_e(\rho, t_{i+1})$ по $T_e(\rho, t_i)$, сделав одну итерацию квазиоптического расчета $P_{ECR}(\rho)$. Шаг по времени используется адаптивный, при котором максимальное по ρ изменение температуры в ходе итераций не превышало бы определенного порогового значения ΔT_{\max} , а сам шаг $t_{i+1} - t_i < \Delta t_{\max}$ ограничен некоторым естественным масштабом времени, известным из эксперимента. Этот подход позволяет воспроизвести процесс установления профиля температуры, но при этом требует большого времени для расчета – 20–80 отдельных вызовов кода *QOOT* для приведенных ниже примеров.

Для более оперативного анализа и проверки результатов динамических расчетов было отдельно реализовано вычисление стационарного распределения $T_e(\rho)$, устанавливающегося при $t \rightarrow \infty$. Расчет самосогласованного профиля температуры, обеспечивающего $R[T_e(\rho)] = 0$, проводится по следующей итеративной схеме:

$$\frac{2An_e}{R\sqrt{eM/Z}}(1 - (T_e^*/T_{ei+1})^3)T_{ei+1}^{3/2} = P_{ECR}[T_{ei}]. \quad (13)$$

Иными словами, новое значение температуры T_e для каждой магнитной поверхности находится как решение статического уравнения баланса температуры с профилем вкладываемой мощно-

сти $P_{ECR}(\rho)$, подсчитанным на предыдущем шаге. Эта последовательность повторяется до тех пор, пока среднее квадратичное изменение температуры за одну итерацию не окажется меньше выбранного порогового значения ΔT_{\max} . Этот подход требует меньшего числа вызовов *QOOT* по сравнению с динамическим расчетом (10–30 вызовов для примеров, приведенных ниже). При большом числе итераций (шагов по времени) решение, полученное с помощью алгоритма (12), сходится к решению стационарной задачи (13).

В реализованной версии кода *QOOT-SC* профиль концентрации $n_e(\rho)$ и начальный профиль температуры электронов $T_e^*(\rho)$ задаются аналитическими выражениями. Эволюция профиля температуры в ходе нагрева описывается на эквидистантной сетке ρ_i по радиальной координате. Для реализации гладкого пересчета температуры на узлы внутренней двумерной сетки по (x, y) , используемой в квазиоптическом блоке *QOOT*, значение температуры между узлами внешней сетки ρ_i интерполируется с помощью кубического сплайна.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ “ШИРОКОГО” И “УЗКОГО” ЭЦР-НАГРЕВА НА УСТАНОВКЕ ГДЛ

В этом разделе мы представим первый пример применения новых возможностей интегрированного кода *QOOT-SC* для физического моделирования сложных режимов СВЧ-нагрева плазмы на установке ГДЛ. В экспериментах на этой установке было обнаружено, что при различных, но весьма близких конфигурациях магнитного поля разряд в условиях комбинированного ЭЦР-нагрева плазмы и нагрева нейтральными пучками может протекать по двум совершенно различным сценариям [5–7]. Реализовывался либо “узкий профиль нагрева” – неустойчивый режим с рекордно высокой температурой электронов на оси ловушки, либо “широкий профиль нагрева” – относительно устойчивый режим с умеренно повышенной электронной температурой в протяженной в радиальном направлении области плазменного шнура (см. рис. 1). Предпринятое ранее моделирование профилей поглощения СВЧ-мощности не позволяло объяснить драматическую разницу в результатах экспериментов. Новая гибридная модель позволила впервые воспроизвести бифуркацию режимов с узким и широким нагревом в численном эксперименте.

Аналитические формулы для профилей концентрации и начальной температуры электронов,

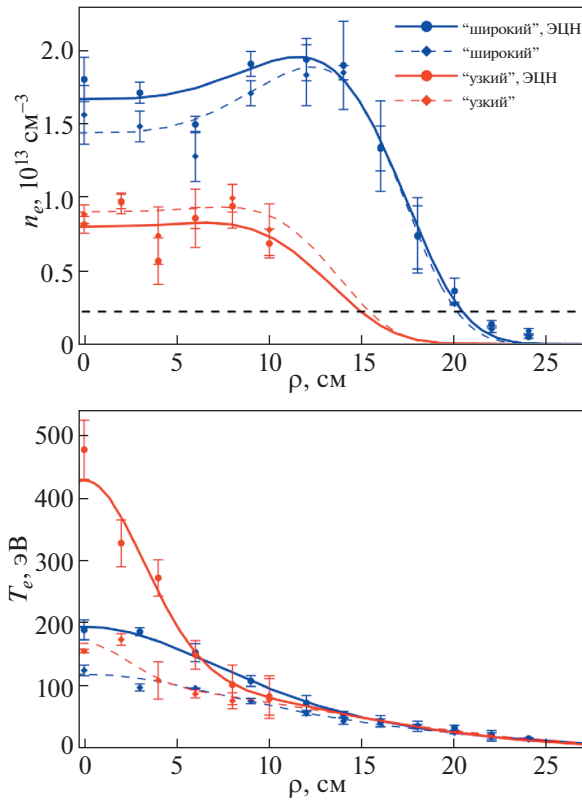


Рис. 1. Радиальные распределения плотности плазмы и электронной температуры в центральном сечении ловушки ГДЛ до (штриховые линии) и после (сплошные линии) ЭЦР-нагрева (синяя линия – “широкий” нагрев, красная линия – “узкий” нагрев). Экспериментальные данные получены в [6]. Нагрев осуществлялся одним гиротроном (на частоте 54.5 ГГц), обеспечивающим СВЧ-мощность около 400 кВт на входе в плазму. Горизонтальной пунктирной линией отмечено значение плотности плазмы, которое определяет условную границу области плотной плазмы на рис. 2.

интерполирующие экспериментальные данные для установки ГДЛ имеют вид

$$\begin{aligned}
 n_e(\rho) &= n_0 \exp \left[-b \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^a \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) \right], \\
 T_e^*(\rho) &= T_0 \left[c \exp \left[- \left(\frac{\rho}{\Delta \rho_1} \right)^2 \right] + \right. \\
 &\quad \left. + (1 - c) \exp \left[- \left(\frac{\rho}{\Delta \rho_2} \right)^2 \right] \right].
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

Параметры этих распределений, соответствующие приведенным на рис. 1 профилям до включения ЭЦР-нагрева, следующие:

- для режима “широкого” нагрева: $n_0 = 1.44 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\rho_0 = 15.8 \text{ см}$, $T_0 = 120 \text{ эВ}$, $a = 3.5$, $b = 2.9$, $c = 0.38$, $\Delta \rho_1 = 9 \text{ см}$, $\Delta \rho_2 = 19 \text{ см}$;

- для режима “узкого” нагрева: $n_0 = 0.9 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\rho_0 = 9.5 \text{ см}$, $T_0 = 170 \text{ эВ}$, $a = 3.5$, $b = 0.42$, $c = 0.4$, $\Delta \rho_1 = 3.3 \text{ см}$, $\Delta \rho_2 = 17.8 \text{ см}$.

Магнитная конфигурация установки ГДЛ моделировалась системой соосных круглых катушек, параметры которых для двух моделируемых режимов приведены в приложении.

Переключение между “широким” и “узким” нагревом контролировалось в эксперименте током через две выделенные “конусные” катушки ($z = \pm 309 \text{ см}$), расположенные ближе всего к области ЭЦР-поглощения. На рис. 2 приведено взаимное положение входного порта и поверхностей циклотронного резонанса для режимов “широкого” и “узкого” нагрева в боковой проекции ГДЛ. Для сравнения приведена также визуализация квазиоптических пучков, соответствующих экспериментальным профилям температуры и плотности электронов до включения ЭЦР-нагрева, приведенным на рис. 1. На рис. 3 изображены соответствующие этим профилям распределения плотности поглощаемой СВЧ-мощности по радиусам для двух режимов нагрева. Профили в целом подобны, главная особенность заключается в том, что в режиме с “широким” нагревом заметный энерговклад приходится на область 5–10 см, что не наблюдается в режиме с “узким” нагревом.

На рис. 4 приведены результаты динамического моделирования для режимов “широкого” и “узкого” ЭЦР-нагрева с вводимой мощностью 400 кВт. Построены радиальные профили температуры электронов в последовательные моменты времени (верхние графики) и зависимость температуры от времени в нескольких выделенных точках по радиусу (нижние графики). Эволюционный подход позволяет воспроизвести процесс установления самосогласованного профиля, но при этом требует большого времени для расчета. Расчеты выполнены для $\Delta T_{\text{max}} = 50 \text{ эВ}$ и $\Delta t_{\text{max}} = 0.05 \text{ мс}$ на эквидистантной пространственной сетке, состоящей из 200 точек по ρ в диапазоне от 0 до 14 см. Для выхода счета на стационарное решение требовалось 20 вызовов кода *QOOT* для режима “широкого” нагрева и 80 вызовов кода *QOOT* для режима “узкого” нагрева, при этом физическое время расчетов на одном ядре рабочей станции (Intel Core i7-4770k/3.5GHz) занимало 15 и 60 суток, соответственно. Для контроля проводились независимые расчеты стационарного самосогласованного профиля температуры, которые требовали от 10 до 30 итераций для точности $\Delta \bar{T}_{\text{max}} = 1 \text{ эВ}$.

Для режима “широкого” нагрева плазмы начальный профиль электронной температуры эволюционирует достаточно предсказуемо: за время около 0.3 мс устанавливается новый более широкий профиль электронной температуры. Расчеты

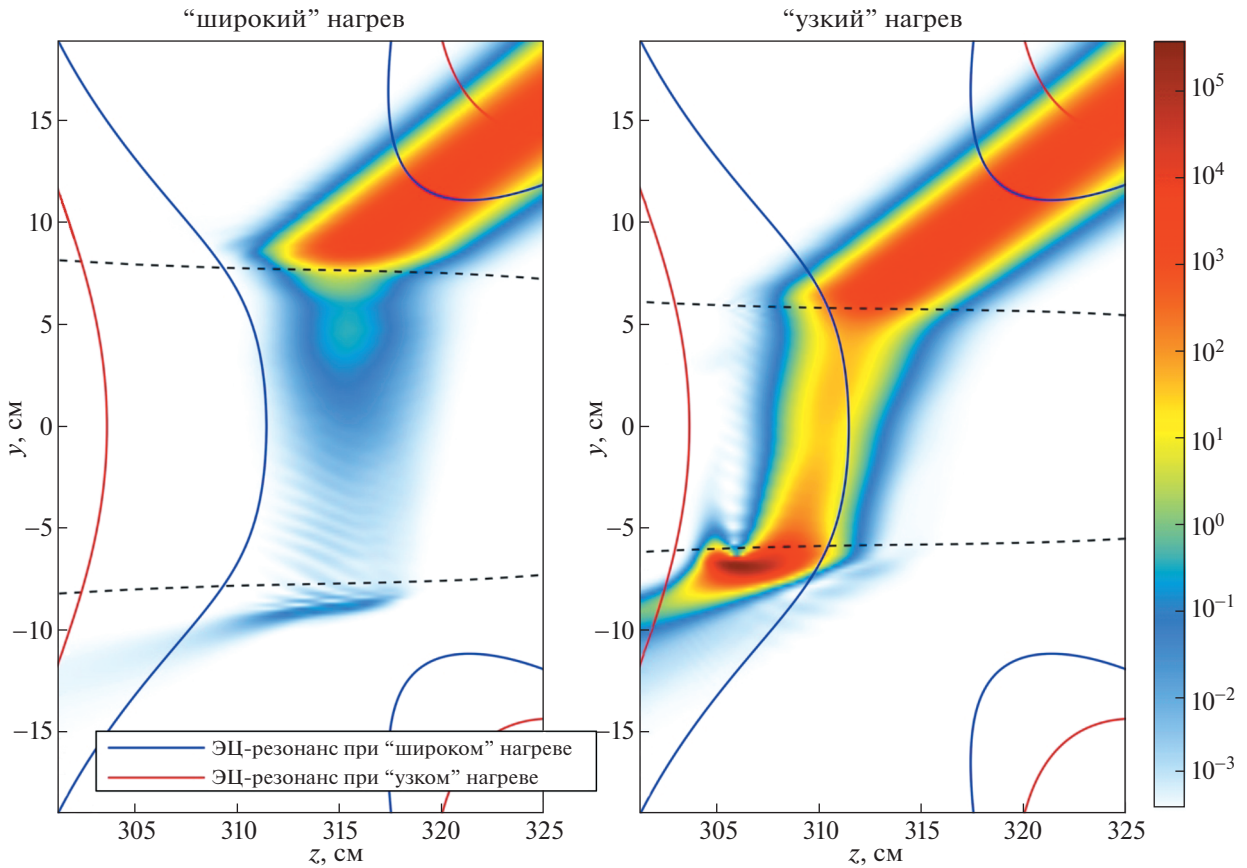


Рис. 2. Распределение поля в квазиоптическом волновом пучке при “широком” (слева) и “узком” (справа) нагреве на первой ЭЦР-гармонике. Для визуализации пучков построена цветовая карта распределения логарифма интенсивности $\ln J(y, z)$ в боковом сечении ГДЛ. Для обоих случаев отмечены положения “холодных” резонансных поверхностей, отвечающие “широкому” (синяя линия) и “узкому” (красная линия) нагреву. Черной штриховой линией показана условная граница плазмы в соответствии с рис. 1.

показали, что конечный профиль электронной температуры практически не зависит от формы начального профиля (в пределах разброса экспе-

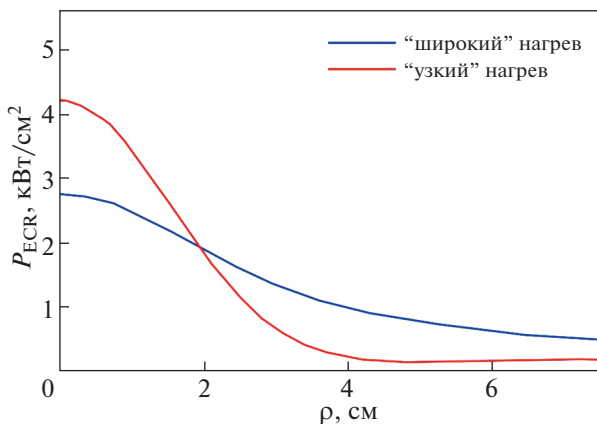


Рис. 3. Распределение плотности поглощаемой мощности для начальных профилей плазмы (14) в двух режимах ЭЦР-нагрева на ГДЛ (синяя линия – “широкий” нагрев, красная линия – “узкий” нагрев).

риментальных данных порядка 50–100 эВ). Это связано с тем, что, как показывает наше численное моделирование, асимптотически устойчивое стационарное решение уравнения баланса энергии (6) отвечает условию $T_e \gg T_e^*$ в центральной приосевой области ловушки, поэтому член с T_e^* можно не учитывать. Поскольку T_e^* в нашей модели совпадает с начальным распределением электронной температуры, приходим к выводу, что самосогласованный стационарный профиль температуры определяется только параметрами вводимого СВЧ-излучения и пространственным распределением плотности плазмы и магнитного поля.

Результаты моделирования для “узкого” нагрева оказались неожиданными. Несмотря на близкие к предыдущему случаю распределения поглощенной СВЧ-мощности на первом шаге итерации и близкие предсказываемые установившиеся значения температуры в центре ловушки, эволюция профиля электронной температуры существенно отличается. Процесс установления

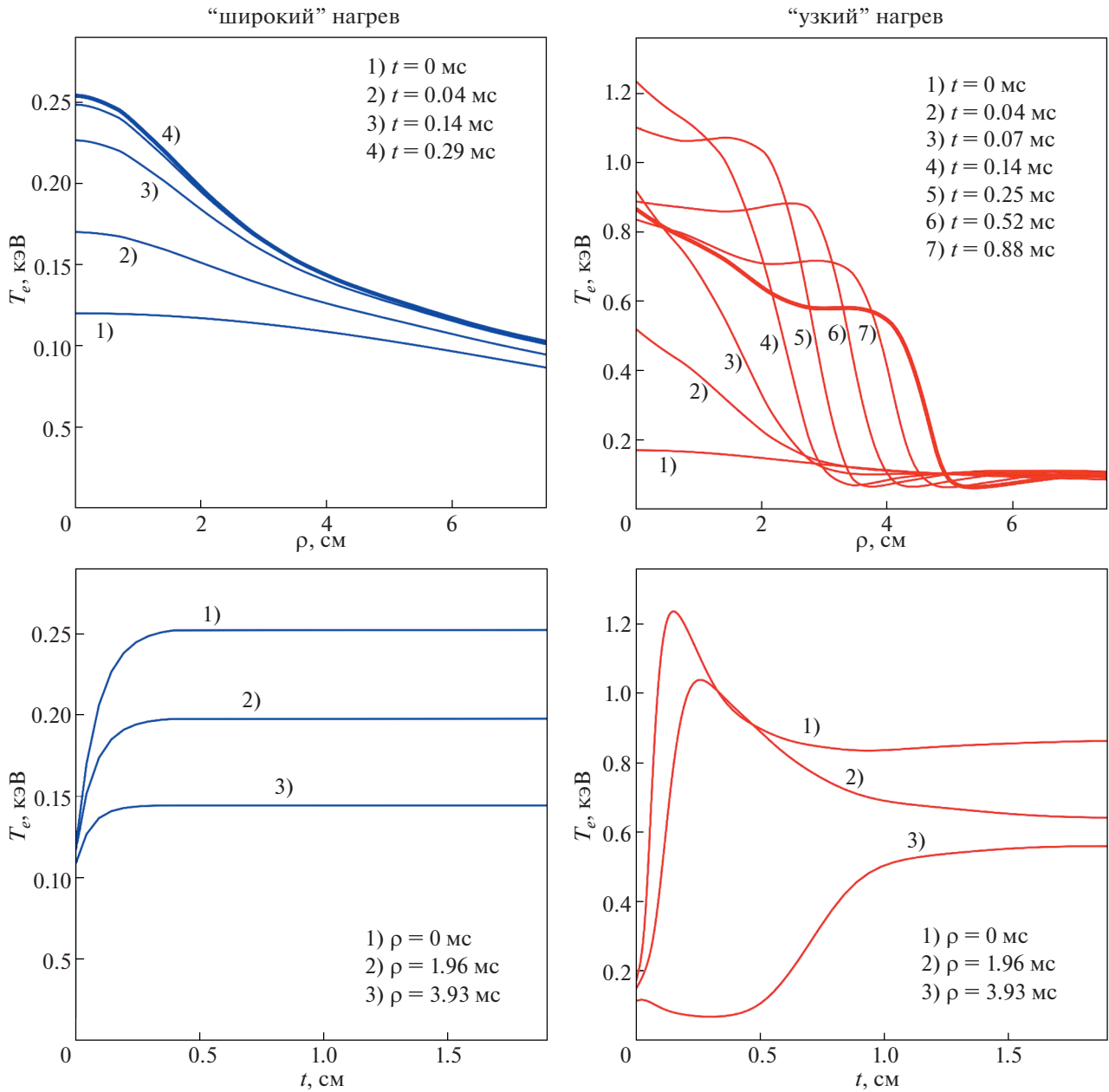


Рис. 4. Эволюция радиальных профилей температуры электронов (сверху) и зависимость температуры от времени на трех фиксированных магнитных поверхностях (снизу) в режимах "широкого" (слева) и "узкого" (справа) нагрева при вводимой СВЧ-мощности 400 кВт. Жирными линиями изображены стационарные профили температуры электронов, устанавливающиеся в результате самосогласованной динамики. Расчеты проведены с помощью гибридной модели *QOOT-SC*.

разбивается на два этапа. Вначале узкая приосевая часть плазменного шнура перегревается до температур, превышающих 1 кэВ за счет специфической неустойчивости: повышение электронной температуры, ведет к увеличению поглощения, а увеличение поглощения, в свою очередь, приводит к повышению температуры. При этом на оси возникает конечная производная $dT_e/d\rho$. Это является нефизической особенностью моде-

ли, возникающей из-за отсутствия радиального транспорта, к которой (к особенности) электродинамический расчет не чувствителен. В центральной области плазменного шнура происходит формирование плато с характерной шириной около 6 см. Затем, по мере прогрева более отдаленных от оси областей плазменного шнура, доля мощности, приходящаяся на центральную часть, падает. В результате приосевая плазма начинает

Таблица 1. Параметры катушек магнитной системы ГДЛ и величины токов для “широкого” и “узкого” режимов ЭЦР-нагрева

Координата вдоль оси ловушки, см	Внутренний радиус, см	Внешний радиус, см	Размер вдоль оси ловушки, см	Число витков	Ток в одном витке, кА	
					“широкий” нагрев	“узкий” нагрев
±28.85	57.1	60.6	4.0	6	19.6	20.2
±89.9	57.1	61.8	4.0	8	19.6	20.2
±149.525	57.1	66.0	8.0	10	19.6	20.2
±209.475	57.1	64.2	16.2	16	19.6	20.2
±263.55	57.1	66.9	16.2	22	19.6	20.2
±309.125	26.7	38.3	16.2	26	26.0	28.5
±350.425	10.7	21.6	12.8	84	19.6	20.2
±350.525	4.0	7.4	6.8	54	5.0	5.0
±387.5	57.1	59.7	8.0	3	19.6	20.2

остывать с формированием временно немонотонного радиального профиля температуры. По мере выхода на стационарное решение плато сдвигается к периферии плазмы, формируя достаточно сложный профиль температуры с резким перепадом.

На рис. 2 видно, что в магнитной конфигурации с “узким” нагревом ЭЦР-область расположена дальше от порта ввода СВЧ-мощности, чем в конфигурации с “широким” нагревом. По всей видимости, триггером перехода в режим с перегретой неустойчивостью, определяющий “узкий” нагрев, является удаление области циклотронного резонанса в сторону от СВЧ-пучка. Это приводит к тому, что зависимость коэффициента ЭЦР-поглощения от температуры электронов в начале эволюции профиля оказывается более резкой, поэтому более холодная периферия плазмы прогревается слабее. Когда разница между энерговыделением в центральной и периферийной областях плазмы превышает некоторое пороговое значение, развивается режим с “узким” нагревом. В процессе самосоогласованной эволюции периферия плазмы медленно прогревается и начинает поглощать все больше СВЧ-мощности. Это приводит к недостатку СВЧ-мощности в центральной области плазмы и ее остыванию. Это особенно хорошо видно на зависимостях температуры от времени в центре и на периферии плазмы, приведенных на нижних графиках на рис. 4.

При сопоставлении результатов моделирования с данными эксперимента на установке ГДЛ, приведенными на рис. 1, следует учитывать, что выход на стационарный профиль электронной температуры был возможен только для режима с “широким” нагревом. Режим с “узким” нагревом в экспериментах, отраженных на рис. 1, всегда заканчивался срывом до достижения стационарного профиля электронной температуры [6] (ча-

стично задача стабилизации таких разрядов была решена в [8]). Причиной срыва является высокий перепад электронной температуры между периферией и центральной частью плазмы, который, согласно существующим представлениям, должен разрушать вихревое удержание, стабилизирующее МГД-неустойчивости в обсуждаемых экспериментах. Наблюдаемое при этом охлаждение центральной плазмы вовремя ЭЦР-нагрева (см. рис. 1 в [5], рис. 6 в [6]) ранее всегда интерпретировалось как результат ухудшения удержания плазмы перед срывом. Проведенное в настоящей работе моделирование показывает, что немонотонный ход электронной температуры в центре может происходить и по сугубо электродинамическим причинам, не зависящим от условий срыва плазмы, — из-за увеличения поглощения СВЧ-мощности на периферии плазмы. Понимание физики этих процессов очень важно с практической точки зрения, поскольку реализация рассмотренных нами динамических режимов позволяет достичь в экспериментах рекордных пиковых температур электронов на оси плазмы.

В целом, представленная здесь модель склонна завышать значение электронной температуры в центре плазменного шнура и занижать его на периферии. Особенно сильно это проявляется для режима “узкого” нагрева, в которых сразу после резкого перепада температуры формируется область пониженной по сравнению с начальным уровнем температуры (см. верхний правый график на рис. 4). Это противоречит имеющимся экспериментальным данным, но это настоящий эффект в рамках нашей электродинамической модели. Для диссипативной среды уравнения (7)–(10) гарантируют знакоопределенность интегрального поглощения $\int P_{ECR} \rho d\rho > 0$, но на отдельных магнитных поверхностях, примыкаю-

щих к области ЭЦР, может выполняться $P_{ECR}(\rho) < 0$ за счет пространственной дисперсии поглощения. Поэтому в процессе ЭЦР-нагрева на отдельных магнитных поверхностях возможно охлаждение. Как и токамаках, в открытых ловушках этот тонкий эффект, скорее всего, подавляется радиальным транспортом энергии электронов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате объединения транспортного и квазиоптического подходов впервые продемонстрирована возможность самосогласованного моделирования динамических процессов установления радиальных профилей электронной температуры при электронно-циклотронном резонансном нагреве высокотемпературной плазмы в открытой магнитной ловушке с необходимой для интерпретации современного эксперимента точностью. Простейший вариант транспортной модели, учитывающий только продольные потери энергии в газодинамическом режиме удержания, изначально рассматривался нами как тест развиваемой численной квазиоптической модели на устойчивость и отсутствие нефизических артефактов, которые мы наблюдали при попытке реализации аналогичных расчетов с помощью многолучевой геометрической оптики. Однако на примере задачи моделирования бифуркации режимов “узкого” и “широкого” СВЧ-нагрева плазмы в установке ГДЛ мы убедились, что рассмотренная простейшая модель на качественном уровне воспроизводит довольно тонкую бифуркацию режимов “узкого” и “широкого” ЭЦР-нагрева на установке ГДЛ. Этот эффект, экспериментально открытый в 2014 г., не воспроизводился стандартными методами моделирования.

В настоящей работе мы не ставили своей задачей продемонстрировать количественную верификацию кода *QOOT-SC* на данных ГДЛ. Такая верификация требует проведения отдельной экспериментальной кампании с использованием новой многоканальной системы томсоновского рассеяния для измерения профилей электронной температуры и концентрации плазмы [33]. Результаты предварительного моделирования говорят о целесообразности включения радиального транспорта энергии электронов в развиваемую модель. Несмотря на незначительный вклад радиального транспорта по сравнению с продольными потерями энергии, радиальный перенос может устранить большинство недостатков приведенного выше моделирования, такие как острые профили температуры на оси, формирующиеся при быстром СВЧ-нагреве, или охлаждение плазмы на периферии. При необходимости, возможности разработанного гибридного кода могут быть расширены за счет включения эволюции

плотности плазмы в транспортную модель. Электродинамическая часть при этом останется неизменной при условии, что основная часть СВЧ-мощности вкладывается в тепловые электроны. Обобщение квазиоптического подхода на случай плотной плазмы с немаксвелловской функцией распределения является открытой, но не очень актуальной проблемой для современных открытых ловушек с плотной плазмой.

Обнаруженное в модельных расчетах явление формирования в открытой ловушке сложного профиля электронной температуры с резким перепадом, разделяющим центральную и периферийную область плазмы, с сугубо электродинамической природой (поперечный транспорт энергии и частиц в нашей модели отсутствует) заслуживает более подробного исследования. На наш взгляд, это наряду с МГД-турбулентностью еще один возможный способ самоорганизации плазмы. Теорию этого нового явления мы планируем опубликовать отдельно [34].

Авторы выражают благодарность коллегам из ИЯФ СО РАН за доступ к экспериментальным данным ГДЛ и полезное обсуждение работы на семинаре института. Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (тема № 0030-2021-0002) и ФТИ РАН (по договору между ФТИ РАН и ИПФ РАН № ОК44-2-21 от 06.08.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Simonen T.C., Horton R.* // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 1373.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/29/8/012>
2. *Tamano T.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2321.
<https://doi.org/10.1063/1.871256>
3. *Saito T., Ishii K., Itakura A., Ichimura M., Islam Md. K., Katanuma I., Kohagura J., Tat matsu Y., Nakashima Y., Numakura T., Higaki H., Hirata M., Hojo H., Yoshikawa M., Sakamoto K., Imai T., Cho T., Miyoshi S.* // J. Plasma Fusion Res. 2005. V. 81. № 4. P. 288.
<https://doi.org/10.1585/jspf.81.288>
4. *Cho T., Pastukhov V.P., Horton W., Numakura T., Hirata M., Kohagura J., Chudin N.V., Pratt J.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 056120.
<https://doi.org/10.1063/1.2906262>
5. *Bagryansky P.A., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Lizunov A.A., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 205001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.205001>
6. *Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Denisov G.G., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kovalenko Yu.V., Malygin V.I., Maximov V.V., Korobeinikova O.A., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Smolyakova O.B., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V., Zaytsev K.V.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 053009.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053009>

7. *Bagryansky P.A., Demin S.P., Gospodchikov E.D., Kovalenko Yu.V., Malygin V.I., Murakhtin S.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Smolyakova O.B., Solomakhin A.L., Thumm M., Yakovlev D.V.* // Fusion Science and Technology. 2015. V. 68. P. 87.
<https://doi.org/10.13182/FST14-864>
8. *Yakovlev D.V., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Bagryansky P.A.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. P. 094001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aacb88>
9. *Simonen T.C.* // Journal of Fusion Energy. 2016. V. 35. P. 63.
<https://doi.org/10.1007/s10894-015-0017-2>
10. *Иванов А.А., Приходько В.В.* // УФН. 2017. Т. 187. С. 547.
<https://doi.org/10.3367/UFN.2016.09.037967>
11. *Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Postupaev V.V.* // Journal of Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 162.
<https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>
12. *Bagryansky P.A., Chen Z., Kotelnikov I.A., Yakovlev D.V., Prikhodko V.V., Zeng Q., Bai Y., Yu J., Ivanov A.A., Wu Y.* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 036005.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab668d>
13. *Shalashov A., Gospodchikov E., Smolyakova O., Bagryansky P., Malygin V., Thumm M.* // Physics of Plasmas. 2012. V. 19. P. 052503.
<https://doi.org/10.1063/1.4717757>
14. *Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Smolyakova O.B., Bagryansky P.A., Malygin V.I., Thumm M.* // Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics. 2012. № 6. P. 49.
15. *Bagryansky P.A., Demin S.P., Gospodchikov E.D., Kovalenko Yu.V., Malygin V.I., Murakhtin S.V., Savkin V.Ya., Shalashov A.G., Smolyakova O.B., Solomakhin A.L., Thumm M., Yakovlev D.V.* // Fusion Science and Technology. 2013. V. 63. № 1Т. P. 40.
<https://doi.org/10.13182/FST13-A16871>
16. *Балакин А.А., Балакина М.А., Смирнов А.И., Пермитин Г.В.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 337. 2007.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X07040058>
17. *Балакин А.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55. С. 594.
18. *Shalashov A.G., Balakin A.A., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A.* // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. P. 112504.
<https://doi.org/10.1063/1.4967765>
19. *Шалашов А.Г., Балакин А.А., Хусаинов Т.А., Господчиков Е.Д., Соломахин А.Л.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 379.
<https://doi.org/10.7868/S0044451017020171>
20. *Balakin A.A., Balakina M.A., Westerhof E.* // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 065003.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/48/6/065003>
21. *Балакин А.А., Господчиков Е.Д., Шалашов А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. С. 701.
<https://doi.org/10.7868/S0370274X16220070>
22. *Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A., Lubyako L.V., Solomakhin A.L., Viktorov M.E.* // Journal of Instrumentation. 2021. V. 16. P. P07007.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/07/P07007>
23. *Господчиков Е.Д., Хусаинов Т.А., Шалашов А.Г.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48 (3) С. 222.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122030064>
24. *Шалашов А.Г., Господчиков Е.Д., Лубяко Л.В., Хусаинов Т.А., Соломахин А.Л., Викторов М.Е.* // Изв. Вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65. № 5–6. С. 353.
25. *Рютов Д.Д.* // УФН. 1988. Т. 154. С. 565.
<https://doi.org/10.3367/UFN.0154.198804b.0565>
26. *Yakovlev D.V., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Solomakhin A.L., Savkin V.Ya., Bagryansky P.A.* // Nucl. Fusion. 2016. V. 57. P. 016033.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016033>
27. *Stallard B.W., Matsuda Y., Nevins W.M.* // Nucl. Fusion. 1983. V. 23. P. 213.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/23/2/008>
28. *Abramov I.S., Gospodchikov E.D., Shaposhnikov R.A., Shalashov A.G.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 106004.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2ef8>
29. *Soldatkina E.I., Maximov V.V., Prikhodko V.V., Savkin V.Ya., Skovorodin D.I., Yakovlev D.V., Bagryansky P.A.* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 086009.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab95d2>
30. *Soldatkina E., Anikeev M., Bagryansky P., Korzhavina M., Maximov V., Savkin V., Yakovlev D., Yushmanov P., Dunaevsky A.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 022505.
<https://doi.org/10.1063/1.4976548>
31. *Baldwin D.E.* // Rev. Mod. Phys. 1977. V. 49. P. 317.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.49.317>
32. *Юров Д.В., Приходько В.В., Цидулко Ю.А.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 217.
<https://doi.org/10.7868/S0367292116030100>
33. *Lizunov A., Berbassova T., Khilchenko A., Maximov V., Puryga E., Zubarev P.* // Journal of Instrumentation. 2019. V. 14. P. C07010.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/07/C07010>
34. *Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Khusainov T.A., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V., Bagryansky P.A.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 124001.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac9293>

ИЗУЧЕНИЕ ЗАХВАТА И НАКОПЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ С АТОМАРНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB

© 2022 г. В. В. Поступаев^{a, *}, В. И. Баткин^a, А. В. Бурдаков^a, В. С. Бурмасов^a,
И. А. Иванов^a, К. Н. Куклин^a, Ю. А. Лыкова^a, К. И. Меклер^a, Н. А. Мельников^a,
А. В. Никишин^a, С. В. Полосаткин^a, А. Ф. Ровенских^a, Е. Н. Сидоров^a,
В. Ф. Скляр^a, Д. И. Сквородин^a

^a Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: V.V.Postupaev@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 20.04.2022 г.

После доработки 25.05.2022 г.

Принята к публикации 15.06.2022 г.

Представлены результаты предварительных экспериментов по инъекции атомарных пучков с мощностью около 1 МВт в центральную ловушку установки ГОЛ-NB. Основной технической задачей работ была интегральная проверка работы всех систем и основных диагностик. Приводятся результаты, относящиеся к ослаблению атомарных пучков в плазме и к параметрам популяции быстрых ионов. В обсуждаемых режимах коэффициент ослабления потока инжектируемых частиц нагретых пучков плазмой доходит до 40% при одновременном начале накопления стартовой плазмы в ловушке и ее нагрева нейтральными пучками. Обсуждается динамика накопления и энергетический спектр популяции быстрых ионов в плазме в результате нейтральной инъекции, анализируются физические механизмы, которые могут обеспечить наблюдаемый спектр быстрых ионов.

Ключевые слова: плазма, открытая магнитная ловушка, многопробочная ловушка, ГОЛ-NB, нейтральная инъекция, быстрые ионы, диагностика плазмы

DOI: 10.31857/S0367292122600340

1. ВВЕДЕНИЕ

Многопробочные магнитные системы были предложены в [1, 2] как способ увеличения времени жизни плазмы в открытых ловушках. В такой системе магнитное поле является гофрированным (периодически модулированным вдоль оси установки). При расширении плазмы вдоль магнитного поля, взаимодействие популяций пролетных и локально-запертых частиц плазмы в каждой элементарной ячейке многопробочной системы приводит к появлению силы трения, которая тормозит выходящий вдоль оси установки плазменный поток. Наиболее эффективно такой метод удержания работает при умеренной столкновительности $\nu^* = l/\lambda \approx 1$, где l – период гофрировки (расстояние между максимумами) магнитного поля, а λ – длина свободного пробега иона в плазме [3]. Более подробно результаты работ по данному направлению изложены в [4]. Первоочередной задачей установки ГОЛ-NB в существующей конфигурации должно стать исследование режима $\nu^* \approx 1$ и прямая демонстрация эффективности секций установки с многопробочным маг-

нитным полем [5, 6]. В дальнейшем, при создании дополнительных систем нагрева плазмы, возможен переход в режим $\nu^* \ll 1$, который более интересен для термоядерных приложений [7].

Эксперименты в проектной конфигурации ГОЛ-NB стартовали в начале 2021 г. До начала данной работы были решены задачи транспортировки низкотемпературной стартовой плазмы с $\nu^* \gg 1$ через секцию с многопробочным магнитным полем [8], исследовано заполнение центральной ловушки стартовой плазмой с плотностью на оси установки $n(0) \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$, и электронной температурой $T \approx 5 \text{ эВ}$ [9]. В этой статье мы сообщаем о результатах предварительных экспериментов по инъекции двух пучков атомов водорода с суммарной мощностью около 1 МВт в центральную ловушку ГОЛ-NB. Основной задачей была интегральная проверка работы всех систем и основных плазменных диагностик. Приводятся результаты, относящиеся к ослаблению атомарных пучков в плазме и к параметрам популяции возникающих быстрых ионов.

2. УСТАНОВКА И ДИАГНОСТИКИ

Установка ГОЛ-NB состоит из центральной ловушки газодинамического типа длиной 2.5 м с магнитной индукцией в центре $B = 0.3$ Тл, пристыкованных к ней секций сильного поля длиной около 3 м каждая с $B = 4.5$ Тл и торцевых расширителей магнитного потока. В расширителях находятся плазмодриемники и плазменная пушка с дуговым источником водородной плазмы [10]. Секции сильного поля могут включаться в соленоидальной конфигурации с однородным магнитным полем, либо в многопробочной конфигурации с глубиной гофрировки магнитного поля $R_m = B_{\max}/B_{\min} = 1.4$ и периодом 22 см. Более подробно конструкция установки описана в [9]. В данных экспериментах секции сильного поля включались в соленоидальной конфигурации с $B = 2.25$ Тл. Два пучка атомов водорода [11] с энергией инжекции $E = 25$ кэВ и суммарной мощностью до 1.1 МВт инжектируются в плазму перпендикулярно оси на $z = \pm 0.4$ м (продольная координата z отсчитывается от средней плоскости ловушки). Особенность сценария эксперимента состояла в том, что происходило практически одновременное включение плазменной пушки и нагревных атомарных пучков (см. рис. 1). Это не является оптимальным с точки зрения эффективности захвата быстрых частиц плазмой, однако позволяет использовать нейтральные пучки в качестве диагностики в течение всего плазменного разряда.

Ранее, в [8, 9] нами использовались четырехэлектродные ленгмюровские зонды [12] для измерения параметров стартовой плазмы. Поскольку зонды в центральной ловушке несовместимы с инжекцией нейтральных пучков, то зондовые измерения проводились в секции сильного поля на $z = 1.26$ м. Диагностикой динамики плотности плазмы в ловушке являлось ослабление нейтральных пучков плазмой. Радиальный профиль пучка диагностируется при помощи многопроводочного детектора, который может регистрировать либо токи вторичной эмиссии, либо изменение резистивности проволочек при их нагреве прошедшим пучком. Второй метод нечувствителен к магнитному полю и заряду частиц, но имеет низкое временное разрешение. Оба метода дают согласующиеся результаты.

Динамика плотностей плазмы и популяции быстрых ионов, образующихся в результате нейтральной инжекции в плазму, изучалась при помощи оптической спектральной диагностики, измеряющей излучение плазмы в окрестности линии атома водорода H_α [13]. Эта система состоит из спектрометра МДР-12 с цифровой камерой SDU-285, которая измеряет спектр с временным разрешением от 10 мкс, спектрометра МДР-23 с блоком ФЭУ-84, настроенных на отдельные

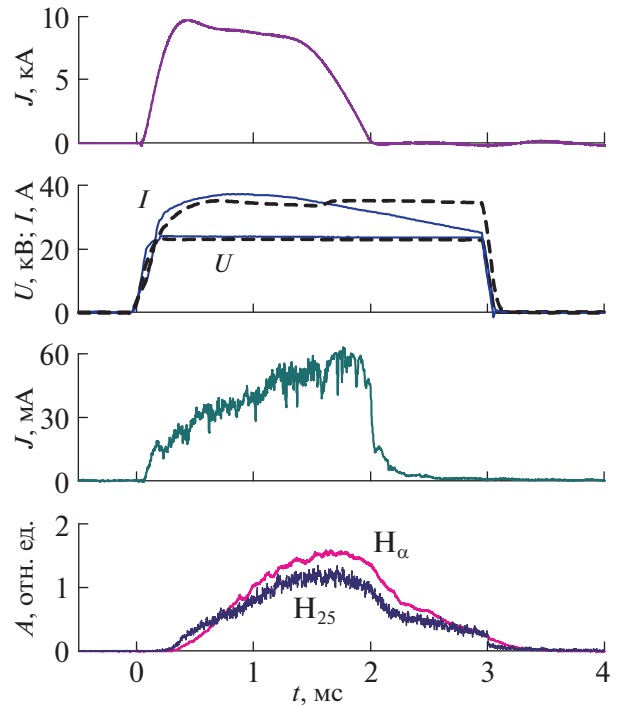


Рис. 1. Основные сигналы в эксперименте NB5941 сверху вниз: ток разряда в плазменной пушке, ускоряющие напряжения U и токи в цепи высокого напряжения I инжекторов двух нейтральных пучков (различаются типом линии), ионный ток насыщения ленгмюровского зонда на $r = 0$, $z = 1.26$ м, сигналы ФЭУ, настроенных на линии H_α , соответствующие холодной плазме и доплеровски-смещенной линии от ионов 25 кэВ (обозначены как H_α и H_{25}).

спектральные интервалы, и камеры SDU-285 с узкополосным интерференционным фильтром, регистрирующей пространственное распределение излучения. Спектральные приборы наблюдают излучение плазмы под углом 45° к направлению оси ввода нейтрального пучка на $z = \pm 0.4$ м. Это позволяет разделять излучение плазмы и излучение популяции быстрых ионов по доплеровскому сдвигу линий.

Спектр быстрых частиц измерялся при помощи анализатора нейтралов перезарядки, который также располагался на $z = -0.4$ м. Конструкция анализатора аналогична конструкциям ранее изготовленных аналогичных приборов для установок С-2 и MST [14]. Детектирующая система анализатора включала в себя 11 каналов, регистрирующих частицы с энергиями от 6 до 25 кэВ с энергетическим разрешением около 4 кэВ. Анализатор регистрировал частицы, покидающие плазму перпендикулярно оси, точка прицеливания была смещена от оси на ларморовский радиус быстрого иона $r = 5$ см.

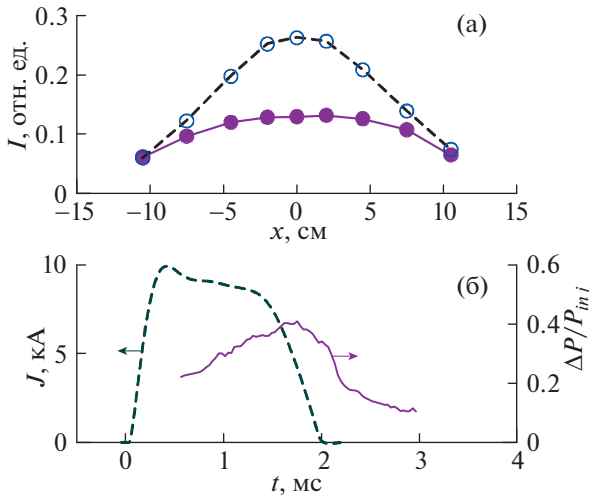


Рис. 2. Вверху: профили нейтрального пучка в интервале $t = [1.35-1.85]$ мс по сигналам многопроволочного детектора, работающего в режиме измерения вторичной эмиссии, показанные для экспериментов NB5941 с плазмой (пустые кружки) и контрольного эксперимента NB5939 без плазмы; x – поперечная координата. Внизу: динамика тока разряда плазменной пушки (штриховая линия) и ослабления нагревного пучка в плазме (сплошная линия) для NB5941.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В этом разделе будут обсуждаться результаты, относящиеся к конкретному эксперименту NB5941. На рис. 1 приведены сигналы, характеризующие динамику плазмы в установке. Ток разряда длится около 2 мс, длительность нейтральной инжекции установлена 3 мс для наблюдения плазмы также и в процессе ее распада. Плотность плазмы в выходной секции сильного поля растет в течение работы пушки, что свидетельствует о накоплении плазмы в ловушке. На сигнале спектрального канала, соответствующего атомам пучка с энергией 25 кэВ, наблюдается скачок в момент выключения инжекции.

На рис. 2 показаны радиальные профили, характеризующие ослабление пучка в плазме. Интегральный по сечению пучка коэффициент ослабления достигает 40% к концу работы плазменной пушки. Отметим, что “тень” плазмы не отражает точно ее геометрические параметры, поскольку пучки инжекторов сфокусированы на расстоянии 0.5 м перед осью ловушки. Диаметр стартовой плазмы в этом режиме работы меньше диаметра нагревного атомарного пучка, что снижает интегральную эффективность захвата.

Спектр излучения вблизи линии H_α приведен на рис. 3. Самым ярким является излучение холодных атомов вблизи длины волны 656.28 нм (3 на рис. 3), которые можно ассоциировать с мишенной плазмой. В спектре присутствует доплеровски-смещенная в синюю область линия H_α от инжектируемых атомов (2). Их излучение, отра-

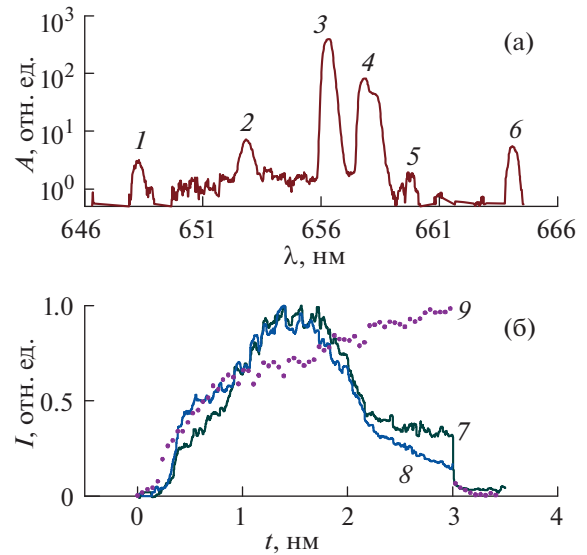


Рис. 3. Спектр излучения плазмы в области линии H_α 656.28 нм в сечении инжекции пучка быстрых атомов водорода для интервала $t = [1.5-1.7]$ мс. Направление наблюдения 45° навстречу пучку. Обозначения: 1 – НП 648.2 нм, 2 – H_α атомов пучка с энергией 25 кэВ, 3 – H_α мишенной плазмы, 4 – СП 657.8 и 658.3 нм, 5 – блик H_α пучка от стенки камеры, 6 – ОП 664.1 нм, 7 – динамика накопленных быстрых протонов, 8 – динамика плотности электронов, 9 – плотность тока быстрых атомов.

женное от противоположной стенки вакуумной камеры, попадает в красную область спектра (5). В спектре присутствуют также линии ионов примесей. Излучение крыльев линии H_α создается атомами, рождающимися при перезарядке быстрых ионов в плазме. Динамику спектра можно использовать для качественного определения плотностей электронов n_e и быстрых протонов n_{fp} (в предположении пространственно-однородного источника)

$$n_e \propto \frac{I_b}{J_b}, \quad n_{fp} \propto \frac{I_f}{I_s} \times \frac{I_b}{J_b},$$

где I_b – интенсивность излучения H_α атомов пучка, J_b – известная плотность тока инжектируемых атомов, I_f – интенсивность излучения H_α быстрых атомов от перезарядившихся быстрых ионов, I_s – интенсивность излучения H_α мишенной плазмы. Результаты приведены на нижней части рис. 3.

Сигналы двух каналов анализатора и энергетический спектр нейтралов перезарядки приведены на рис. 4. В спектре доминируют ионы с энергиями, близкими к энергии инжекции, что указывает на наличие дополнительного канала потерь быстрых ионов. Возможным каналом потерь является перезарядка на фоновом газе в плазме. Измеренный спектр сравнивался с предсказаниями простой модели динамики функции распределения быстрых ионов, учитывающей торможение за

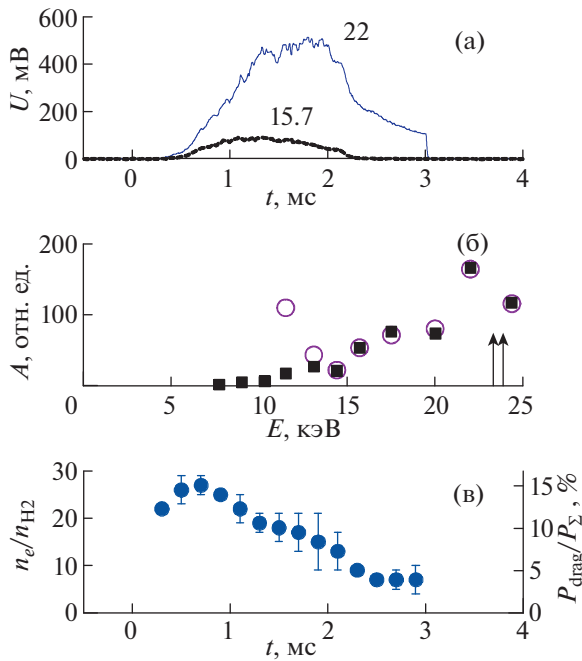


Рис. 4. а) – динамика потока нейтралов перезарядки в каналах 22 и 15.7 кэВ; б) – измеренный энергетический спектр в $t = 0.7$ мс (кружки) и его подгонка моделью (квадраты); в) – отношение средних (по траектории движения иона) концентраций электронов и нейтрального газа $\chi = n_e/n_{H_2}$, рассчитанное для $T = 5$ эВ. Стрелки соответствуют энергиям нейтральных пучков.

счет передачи энергии электронам и потери частиц вследствие перезарядки на молекулярном водороде. В квазистационарном случае функция распределения ионов по полной скорости $f_i(v_i)$ может быть получена интегрированием кинетического уравнения

$$\frac{\partial}{\partial v_i} \left(-f_i \frac{v_i}{\tau_{drag}(v_i)} \right) = -\frac{f_i}{\tau_{cx}(v_i)},$$

откуда

$$f_i(v_i) \sim \frac{\tau_{drag}}{v_i} \exp \int_{v_i}^{v_{inj}} \frac{\tau_{drag}(v'_i) dv'_i}{\tau_{cx}(v'_i) v'_i},$$

где v_{inj} – скорость ионов при энергии инжекции, τ_{drag} и τ_{cx} – характерные времена торможения и перезарядных потерь быстрых ионов.

В свою очередь, эти характерные времена можно выразить как [15]

$$\tau_{cx} = (n_{H_2} \sigma_{cx} v_i)^{-1},$$

$$\tau_{drag} = \left(n_e \sigma_{ie} v_i \int_0^2 f_M(T_e, E_e) dE_e \right)^{-1},$$

где f_M – функция распределения Максвелла, $\sigma_{ie} = 4\pi a_B^2 \Lambda \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{Ry}{E_i} \right)^2$ – транспортное сечение для столкновений быстрых ионов с электронами, σ_{cx} – сечение перезарядки, Λ – кулоновский логарифм, $Ry = 13.6$ эВ – постоянная Ридберга, a_B – радиус Бора.

Таким образом, при заданной электронной температуре форма функции распределения определяется одним параметром $\chi = n_e/n_{H_2}$ – отношением средних (по траектории движения иона) концентраций электронов и газа. Результат вписывания модельной функции распределения в измеренный спектр быстрых частиц также показан на рис. 4. Функция распределения рассчитывалась по шести наиболее высокоэнергетичным каналам анализатора с учетом разной чувствительности каналов (в низкоэнергетических каналах появляется вклад частиц с половинной энергией от ускоренных молекул водорода, поэтому они не учитывались).

Динамика отношения средних концентраций электронов и фонового газа в плазме показана на рис. 4в. Интегрирование полученной функции распределения быстрых ионов позволяет найти долю мощности, передаваемой захваченными ионами электронам плазмы. Она составляет около 15% от захваченной мощности пучков в максимуме (см. рис. 4в, правая шкала). Отметим, что последняя цифра практически не зависит от предположения об электронной температуре и является более точной, чем параметр χ .

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Физическим проектом ГОЛ-NB предусматривается [5, 6], что энергия нейтральных пучков должна быстро термализоваться в плазме с плотностью $n > 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ за счет торможения на электронах. При этом популяция быстрых ионов имеет небольшую плотность, и система является безопасной относительно основных неустойчивостей быстрых ионов. Температура плазмы устанавливается при достижении энергетического баланса между нагревом нейтральными пучками и продольными газодинамическими потерями. При этом по расчетам [16], плазма в установке ГОЛ-NB должна переходить в режим $v^* \approx 1$, благоприятный для многопробочного удержания плазмы.

В представленных экспериментах диаметр мишенной плазмы был меньше проектного. Это привело к двум последствиям. Во-первых, часть нейтрального пучка проходила по редкой периферии плазмы, тем самым снижался средний коэффициент захвата. Во-вторых, ларморовский радиус быстрых ионов (около 65 мм) превышал

радиус плазменного столба (около 40 мм), так что значительная часть их траектории проходила в редкой периферийной плазме. Тем самым увеличилась роль перезарядных потерь быстрых ионов.

Низкотемпературная стартовая плазма создается плазменной пушкой. При этом наиболее плотная центральная часть плазмы стабилизирована вмороженностью магнитного поля в торец вакуумной камеры в пределах магнитной поверхности, опирающейся на отверстие в плазмодриемнике, через которое стартовая плазма инжектируется вдоль магнитного поля [9]. Во время накопления плазмы в центральной ловушке происходит постепенное формирование плазменного гало в пределах магнитной поверхности, ограниченной лимитерами. Предполагается, что эта периферийная часть плазмы будет стабилизирована техникой вихревого удержания, подобно тому, как это работает на установке ГДЛ [17]. В проведенных экспериментах наблюдался постепенный рост плотности частиц, удерживаемых в области гало. Поэтому можно получить одновременное улучшение эффективности захвата атомарных пучков в плазменной мишени и снижение доли перезарядных потерь при увеличении длительности работы плазменной пушки и оптимизации режима генерации плазмы при повышенном магнитном поле в районе пушки.

Основным результатом проведенной серии экспериментов является демонстрация полной работоспособности установки и имеющихся диагностик в проектной конфигурации ГОЛ-НВ. По результатам контрольных экспериментов с инжекцией атомарных пучков в остаточный газ можно утверждать, что не наблюдается существенных потерь быстрых ионов из-за отклонений магнитного поля от расчетного значения. На данном этапе работ, секции сильного поля включались с $B = 2.25$ Тл для увеличения плотности мишени плазмы в ловушке. Эксперименты с $B = 4.5$ Тл также проводились. При этом эффективность захвата атомарных пучков была ожидаемо меньше, однако увеличение пробочного отношения с $R = 7.5$ до $R = 15$ вдвое уменьшает газодинамические продольные потери.

Сооружение и эксплуатация установки ГОЛ-НВ финансируется Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Изучение устойчивости плазмы в ГОЛ-НВ проводится при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-12-00133; <https://rscf.ru/en/project/21-12-00133/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 320.
2. Logan B.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., and Makhijani A. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 144. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.144>
3. Mirnov V.V., Ryutov D.D. // Nucl. Fusion. 1972. V. 12. P. 627. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/12/6/001>
4. Бурдаков А.В., Поступаев В.В. // УФН. 2018. Т. 188. С. 651. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.03.038342>
5. Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2015. V. 68. P. 92. <https://doi.org/10.13182/FST14-846>
6. Postupaev V.V., Batkin V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 036012. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/3/036012>
7. Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Postupaev V.V. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 162. <https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>
8. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025008. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab53c2>
9. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Lykova Yu.A., Melnikov N.A., Mekler K.I., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Skovorodin D.I. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 086003. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac69fa>
10. Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Куклин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 856. <https://doi.org/10.31857/S0367292121090031>
11. Batkin V.I., Bambutsa E.E., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Gafarov M.R., Voskoboinikov R.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. P. 030010. <https://doi.org/10.1063/1.4964166>
12. Sidorov E.N., Batkin V.I., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Nikishin A.V., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F. // J. Instrum. 2021. V. 16. P. T11006. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/11/T11006>
13. Никишин А.В., Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Куклин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 212. <https://doi.org/10.31857/S036729212203012X>
14. Polosatkin S., Belykh V., Davydenko V., Clary R., Fiksel G., Ivanov A., Kapitonov V., Liu D., Mishagin V., Tiunov M., Voskoboinikov R. // Nucl. Instr. Meth. A. 2013. V. 720. P. 42. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.12.039>
15. Трубников Б.А. Вопросы теории плазмы / под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 98.
16. Поступаев В.В., Юров Д.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 966. <https://doi.org/10.7868/S036729211611007X>
17. Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., Soldatkina E.I. // Fusion Sci. Technol. 2010. V. 57. P. 351. <https://doi.org/10.13182/FST10-A9497>

ИСТОЧНИК МЕДИЦИНСКИХ ИЗОТОПОВ И НЕЙТРОНОВ
НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНО-УСКОРЕННЫХ ИОНОВ© 2022 г. А. В. Брантов^{a, b, *}, С. Г. Бочкарев^{a, b}, О. Е. Вайс^{a, b},
М. Г. Лобок^{a, b}, В. Ю. Быченков^{a, b}^a Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия^b Центр фундаментальных и прикладных исследований, ВНИИА, “Росатом”, Москва, Россия

*e-mail: brantovav@lebedev.ru

Поступила в редакцию 30.06.2022 г.

После доработки 19.08.2022 г.

Принята к публикации 01.09.2022 г.

На основе комбинированного численного моделирования “частица-в-ячейке” (PIC) и Монте-Карло (GEANT4) изучены два метода лазерного ускорения протонов/дейтронов для инициирования ими ядерных реакций в так называемой схеме “pitcher-catcher” с целью наработки медицинских изотопов и получения коротких нейтронных импульсов. Показано, что в случае ускорения ионов фемтосекундным лазерным импульсом с энергией в несколько Дж из тонкой фольги, наиболее эффективного в направлении вперед, для наработки медицинской дозы радионуклидов, используемых в позитрон-эмиссионной диагностике, требуется частота повторения импульсов на уровне 100 Гц. В случае ускорения ионов из мишени низкой плотности, наиболее эффективного в поперечном (радиальном) направлении, требуется использование лазеров существенно большей энергии и пикосекундных импульсов, что позволяет увеличить выход радионуклидов на единицу вложенной энергии, причем для наработки медицинской дозы радионуклидов частота повторения таких лазерных импульсов должна быть на уровне 1–10 Гц. Проведены расчеты по лазерной генерации нейтронов за счет ядерных реакций, вызываемых ускоренными ионами, как с использованием тонкой фольги, так и мишени низкой плотности, и продемонстрирована возможность получения более 10^8 нейтронов за один лазерный выстрел с использованием лазерного импульса с энергией 3 Дж.

Ключевые слова: мощные короткие лазерные импульсы, лазерно-ускоренные ионы, лазерное производство медицинских изотопов, лазерный источник нейтронов

DOI: 10.31857/S0367292122600765

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени искусственные радиоактивные изотопы активно применяются в ядерной медицине для диагностики и терапии. Постоянное совершенствование методов их получения и развитие техники диагностирования in-vivo распределения радионуклидов (РН) в организме человека привело к широкому распространению ядерной медицины во многих странах мира [1]. Производством РН занимаются более 50 стран. Уже работает нескольких сотен центров позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ) со своими ускорителями заряженных частиц (в первую очередь протонов), а количество функционирующих ПЭТ-сканеров перевалило тысячу. Потребность в РН для ядерной медицины постоянно растет. Основными источниками их получения являются ядерные реакторы (например, в Канаде (Chalk River in Canada, NRU) и Нидерландах (Petten)) и ускорители заряженных частиц [2]. Используемые в ПЭТ-диагностики радионуклиды обычно

получают путем инициирования ядерной реакции с помощью пучков протонов, ускоренных до-рогостоящими циклотронами. При этом, производительность последних все еще недостаточна для покрытия требуемых нужд в РН. Это обуславливает разработку альтернативного – лазерного способа получения РН для ядерной медицины, по аналогии с предложенным еще в 90-х годах прошлого века лазерным методом получения нейтронов [3]. Так, сейчас широко обсуждается две возможности использования лазерно-ускоренных пучков ионов [4–10] или электронов (с помощью фотоядерных реакций) [11–13] для получения изотопов и нейтронов. В этой работе мы обсуждаем первую из них.

Безусловным преимуществом лазерных систем является возможность их использования для получения направленных потоков электронов, ионов и фотонов с различными энергиями, а также продуктов их ядерных реакций, в том числе нейтронов [9, 10]. Лазерная система вариативна:

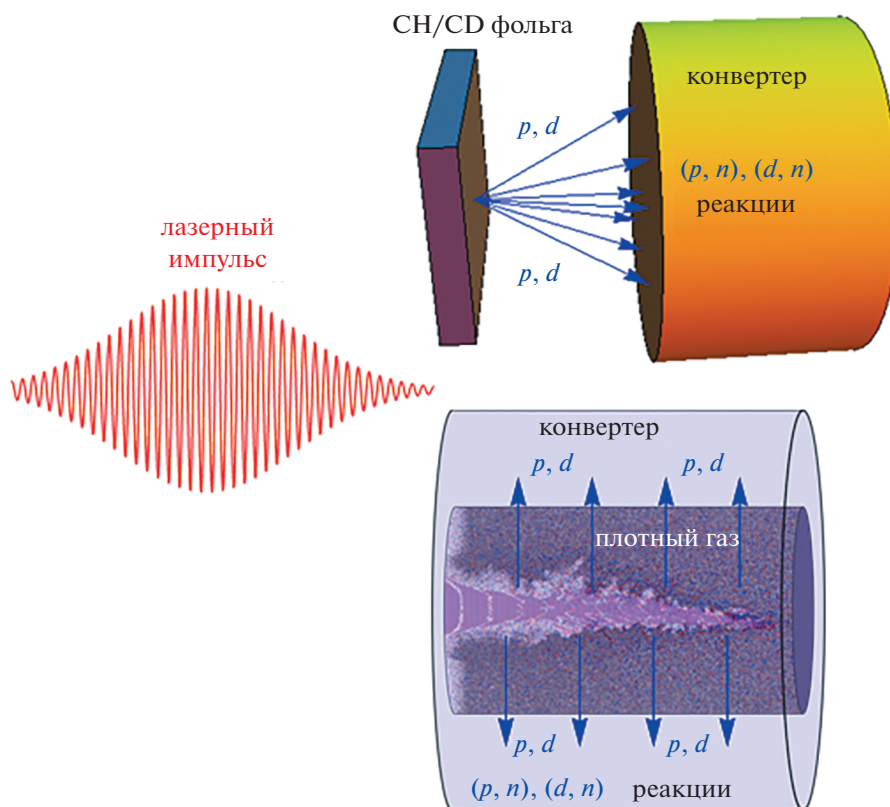


Рис. 1. Схема получения продуктов ядерных реакций, инициируемых лазерно-ускоренными протонами/дейтронами.

можно, меняя дизайн лазер-плазменной мишени, получать на одном лазере различные продукты ядерных реакций, традиционно требующие использования различных узкоспециализированных устройств, циклотронов, линейных ускорителей, нейтронных трубок и т.п. Однако практическое использование лазерных установок возможно только после оптимизации лазерно-плазменного взаимодействия, механизмов ускорения частиц и схем инициирования ядерных реакций, что пока находится на этапе изучения отдельных составляющих такой оптимизации. Здесь мы предлагаем сквозное численное моделирование, интегрально охватывающее всю последовательность стадий лазерного инициирования ядерных реакций, от падения лазерного импульса на мишень, до получения продуктов ядерных превращений. Такой подход, реализованный ниже с помощью комбинированного численного моделирования “частица-в-ячейке” (PIC) и Монте-Карло (GEANT4), выглядит наиболее адекватным, приближающим практическое использование лазерного метода.

В данной работе, с использованием численного моделирования, рассмотрены два различных метода лазерного получения пучков протонов и дейтронов с целью их использования для нара-

ботки медицинских РН и генерации нейтронов (см. рис. 1). Первый, наиболее используемый в численных расчетах, отвечает воздействию лазерного импульса на ультратонкие фольги оптимальной толщины, позволяющей добиваться максимальной энергии ускоряемых протонов для заданной энергии лазерного импульса. Ускорение протонов происходит позади фольги (лазерной мишени) в направлении вперед (относительно направления распространения импульса) за счет поля разделения заряда, обусловленного лазерно-ускоренными электронами вдоль оси лазерного пучка. В рамке этой модели изучается зависимость энергии ускоренных протонов от угла падения лазерного излучения при его изменении вблизи нормального падения, находятся оптимальные толщины мишени и вычисляется коэффициент конверсии энергии лазера в энергию ускоренных протонов на примере 30 фс лазерного импульса с энергией 3 Дж. С использованием оптимальной лазерной мишени рассчитывался выход короткоживущих медицинских изотопов для позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ), а также нейтронов, из ядерной мишени – конвертера, размещенного с тыльной стороны фольги.

Второй метод использует сценарий компактного ядерного “реактора” на основе лазерного

ускорения ионов, предложенный более 20 лет назад [4]. Распространение мощного лазерного импульса в плазме докритической плотности приводит к радиальному выбросу электронов из области сильного лазерного поля, распространяющегося в низкоплотной мишени, пондеромоторной силой по всей длине образующегося лазерного канала. Возникающее поле разделения заряда приводит к радиальному ускорению ионов, которые, проникая в окружающую плазму лазерной мишени на глубину своего пробега, инициируют ядерные реакции. Используемая схема опирается на естественное предположение, что даже в низкоплотной среде, вследствие протяженного лазерного канала, число ускоряемых частиц, может быть достаточно велико, чтобы обеспечить значительное число ядерных реакций. В работе найдены оптимальные плотности мишени, позволяющие ускорять максимальное число ионов в радиальном направлении с достаточной для ядерных реакций энергией, как для короткого лазерного импульса длительностью 30 фс, так и для более длинных лазерных импульсов с большей энергией и длительностью 0.5 пс и 2 пс. В этой схеме также дается расчет выхода короткоживущих изотопов и нейтронов. Используемые параметры лазерных импульсов соответствуют лазерным системам уровня сотен тераватт (от 60 ТВт до 250 ТВт), которые широко использовались и используются в настоящее время для ускорения ионов [14] и являются минимально необходимыми для ускорения протонов до энергий в десятки МэВ – энергий, достаточных для возбуждения исследуемых ядерных реакций. Фемтосекундные лазерные установки с энергией 3–5 Дж уже являются коммерчески доступными, способны работать с высокой частотой повторения выстрелов (10 Гц) и позволяют ускорять протоны до 10–30 МэВ [15, 16]. Более длинные лазерные импульсы с энергией в десятки и сотни джоулей также работают в ряде лазерных лабораторий [17, 18] и дают возможность несколько увеличить эффективность ускорения ионов [19]. Вероятно, что такие лазерные системы в ближайшей перспективе смогут работать в высокочастотном режиме, требуемом для наработки изотопов, в отличие от рекордных на сегодняшний день лазеров петаваттной мощности.

Подчеркнем, что ниже представлены результаты исследования наработки медицинских короткоживущих радионуклидов для ПЭТ-диагностики, а также нейтронов на основе проведенной оптимизации эффективности лазерного ускорения протонов/дейтронов в сквозном PIC–GEANT4 численном моделировании.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ ИЗ ТОНКИХ ФОЛЬГ

Для изучения зависимости максимальной энергии лазерно-ускоряемых протонов от толщины облучаемой плоской мишени и угла падения θ лазерного излучения (по отношению к нормали) от $\theta = 0^\circ$ до $\theta = 10^\circ$, была проведена серия трехмерных расчетов воздействия фемтосекундного лазерного импульса на тонкие фольги посредством кода МАНДОР [20], который ранее использовался для описания и объяснения экспериментальных результатов по ускорению ионов [21, 22]. Рассмотрение $\theta \neq 0^\circ$ связано с возможными экспериментальными трудностями из-за вероятного отражения лазерного света назад в оптическую систему при $\theta = 0^\circ$. В расчетах использовалась линейно поляризованный лазерный импульс с полной энергией 3 Дж и с гауссовскими продольным и поперечным распределениями интенсивности. Длительность импульса по полувысоте составляла 30 фс (с отсечкой по интенсивности на уровне 140 фс), а пятно фокусировки было выбрано 10λ . Эти параметры соответствовали максимальному значению стандартной безразмерной амплитуды поля $a_0 = 7.9$ (что отвечает максимуму интенсивности $I_L = 1.3 \times 10^{20}$ Вт/см² для использовавшейся длины волны $\lambda = 2\pi c/\omega = 800$ нм). Здесь E_L – амплитуда поля лазерного импульса, ω – его частота, e , m_e – заряд и масса электрона, c – скорость света. Для определения оптимальной толщины мишени была проведена серия расчетов падения лазерного импульса на ультратонкую CH_2 -мишень. Мишень предполагалась полностью ионизованной с плотностью электронов в 200 критических плотностей. Размер расчетной области составлял $30\lambda \times 30\lambda \times 30\lambda$, а численное разрешение $\lambda/100 \times \lambda/40 \times \lambda/40$ с наибольшим разрешением вдоль оси распространения лазерного импульса. Использовались периодические граничные условия для полей и частиц в поперечном направлении. В продольном направлении использовались граничные условия выпуска излучения.

Спектры протонов, ускоренных из мишени толщиной 0.02λ для разных углов падения лазерного импульса вблизи нормали, показывают, что изменение угла падения лазерного импульса в пределах 10 градусов от нормали мишени не сильно влияет на максимальную энергию протонов (см. рис. 2а). Вместе с тем, можно ожидать большего выигрыша в их энергии при переходе к существенно большим углам падения (ср. [23]), что потребует более значительных численных ресурсов. Использование s -поляризованного лазерного импульса приводит к уменьшению энергии протонов с ростом угла падения, а p -поляризация падающего импульса в плоскости падения позво-

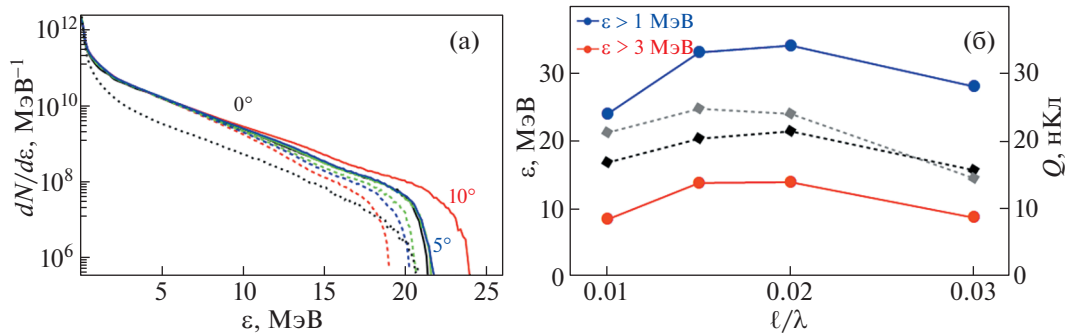


Рис. 2. Спектры протонов, ускоренных из CH_2 фольги толщиной 0.02λ в момент времени 386 фс при нормальном падении лазерного импульса (черная кривая), и падении под углом 10° (красные кривые), 5° (синие кривые) и 2° (зеленые кривые) (а); сплошные кривые отвечают p -поляризации, штриховые – s -поляризации; пунктир – спектр дейтронов при нормальном падении лазерного импульса. Зависимость максимальной энергии протонов при нормальном падении лазерного импульса (черная штриховая кривая) и падении поляризационного импульса под углом 10° (серая штриховая кривая), а также максимального заряда (нКл) протонов с энергией свыше 1 МэВ (синяя кривая) и энергией свыше 3 МэВ (красная кривая) при нормальном падении импульса от толщины CH_2 фольги (б).

ляет несколько увеличить энергию протонов при угле падения на мишень больше или порядка 10 градусов. Во всех случаях спектр имеет спадающий экспоненциальный вид $\sim \exp(-\varepsilon/T_h)$ с характерной температурой $T_h = 2.7 \text{ МэВ}$ и резкой отсечкой вблизи максимальной энергии протонов на уровне 21–25 МэВ. Такой спектр характерен для большинства экспериментов по лазерному ускорению ионов [15, 22], а максимальные энергии протонов также находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами [16]. Некоторое увеличение максимальной энергии протонов при наклонном падении достигается за счет более эффективного нагрева электронов, в том числе за счет эффекта Брюнеля, когда в самом поле падающего/отраженного лазерного импульса появляется продольная составляющая электрического поля, ускоряющая электроны за мишень. Увеличение энергии за счет более эффективного нагрева можно ожидать вплоть до углов падения в 30 градусов. Вместе с тем, данный эффект может полностью компенсироваться наличием преплазмы, которая сама обеспечивает эффективный нагрев электронов и для нормального падения лазерного импульса. Это представляет интерес для последующего исследования.

Зависимость максимальной энергии протонов от толщины мишени для случая нормального падения лазерного импульса и для p -поляризованного импульса, падающего на мишень под углом 10 градусов, показывает, что падение под углом может давать выигрыш в энергии протонов только для очень тонких мишеней с толщиной порядка 10–15 нм (см. рис. 2б). При этом возможен рост максимальной энергии с 21 МэВ (для мишени с толщиной 16 нм) при нормальном падении до 25 МэВ (для мишени с толщиной 12 нм) при на-

клонном. Оптимальное значение толщины мишени хорошо согласуется с условием прозрачности, при котором коэффициент прохождения совпадает с коэффициентом отражения и определяем для нормального падения лазерного излучения как $l/\lambda = a_0/\pi n_c/n_e$, что для используемых в моделировании параметров дает $l/\lambda = 0.013$. Некоторое увеличение оптимальной толщины мишени (до 0.02λ), связанное с нагревом и удалением из мишени части электронов, неоднократно подтверждалось в численном моделировании [24]. Проведенные расчеты предсказывают генерацию примерно 2×10^{11} протонов с энергией больше 1 МэВ за один лазерный выстрел, что отвечает максимальному заряду пучка ускоренных протонов в 33 нКл (см. рис. 2б). Именно такие достаточно энергетичные протоны необходимы для возбуждения ядерных реакций, используемых для получения медицинских изотопов и наработки нейтронов. Полная энергия пучка ускоренных протонов составляет 110 мДж, что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных ионов, η , на уровне $\eta \approx 3.7\%$. Наиболее энергетичные ускоренные протоны в основном летят по нормали к мишени даже в случае падения лазерного импульса на мишень под углом 10 градусов. Это связано со стандартным направлением электростатического поля разделения заряда на тыльной стороне мишени. Большинство электронов удерживается полем разделения заряда, создавая электростатическое поле двойного слоя (поле конденсатора) у тыльной поверхности мишени, которое и ускоряет ионы по нормали к мишени.

Использование CD-мишеней вместо CH-пластика приводит к ускорению ионов дейтерия. Спектр ускоренных дейтронов слабо отличается

от спектра ускоренных протонов (показан пунктиром на рис. 2а). Он также имеет экспоненциальный вид с той же характерной температурой в 2.7 МэВ. В то же время полное число ускоренных дейтронов оказывается заметно меньше числа ускоренных протонов (в 3.6 раза) и составляет 5.5×10^{10} . Это сказывается на эффективности использования ускоренного пучка дейтронов для ядерных реакций. Дейтроны (с энергией больше 1 МэВ) имеют малую расходимость и летят в основном по нормали к мишени. Полная энергия пучка ускоренных дейтронов (с энергией больше 1 МэВ) составляет порядка 30 мДж, что отвечает коэффициенту конверсии порядка $\eta \sim 1\%$. Сравнительно низкая эффективность ускорения дейтронов из твердотельной пластиковой мишени может быть объяснена следующим образом. В случае использования твердотельных пленочных СН/СD-мишеней ускорение ионов определяется полем разделения заряда, создаваемым на тыльной стороне мишени лазерно-нагретыми электронами. Это поле слабо зависит от ионного состава мишени. Эффективность ускорения ионной компоненты определяется отношением заряда к массе (Z/M), которое минимально для протонов. Именно поэтому протоны набирают максимальные скорости и первыми покидают мишень, приводя к сильному ослаблению поля позади себя (в силу закона сохранения энергии) и малой эффективности ускорения углеродной компоненты. Дейтроны же ускоряются вместе с ионами углерода с одинаковой эффективностью (так как имеют практически одинаковое отношение Z/M). Имея примерно одинаковый коэффициент конверсии в обе ионные компоненты для обеих мишеней, дейтроны проигрывают в эффективности ускорения протонам, так как для СD-мишени значительно больше энергии уходит в углеродную компоненту.

Таким образом, воздействие лазерного импульса достаточно умеренной энергии на ультратонкие фольги позволяет получать значительное число ускоренных протонов с характерной энергией ~ 3 МэВ, что дает возможность их использования для возбуждения ядерных реакций. Вместе с тем практическая реализация данного режима требует практически идеального контраста лазерного импульса, подавляющего образование преплазмы на пикосекундном временном масштабе, что является все еще труднорешаемой задачей для большинства лазерных систем. Избежать этих трудностей позволяет использование мишеней низкой плотности, рассматриваемое в следующем разделе.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ ИЗ МИШЕНЕЙ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Как уже отмечалось во Введении, основная идея использования низкоплотных мишеней состоит в эффективном радиальном ускорении ионов вдоль всего плазменного канала, создаваемого мощным лазерным импульсом. В этой связи, требуется нахождение оптимальных плотностей лазерных мишеней для ускорения как можно большего числа протонов/дейтронов до МэВ-ных энергий, достаточных для преодоления кулоновского потенциала ядер мишени, в несколько МэВ (десятков МэВ). Ниже проведено моделирование воздействия на низкоплотные мишени не только фемтосекундного лазерного импульса джоульной энергии, но и более энергетичных суб-пикосекундных и пикосекундных импульсов.

В рамках данной схемы в случае использования фс лазерного импульса с энергией в 5 Дж для получения протонов с энергиями в несколько МэВ, необходимыми для возбуждения ядерных реакций, требуется достаточно острая фокусировка импульса (в пятно микронного масштаба) для повышения его пиковой интенсивности. Именно, было проверено, что фокусировка фемтосекундного лазерного импульса в пятно размером $\sim 10\lambda$ не позволяет получать радиально-ускоренные протоны с необходимыми энергиями. Однако острая фокусировка фс-импульса делает вполне возможным проведение трехмерных расчетов с необходимой точностью. В то же время, проведение подобных трехмерных расчетов для более длительных лазерных импульсов, суб-пикосекундной и выше длительности, оказывается невозможным из-за ограниченных численных ресурсов даже для суперкомпьютера. По этой причине, для таких длительностей мы ограничились проведением серии двухмерных расчетов. В этом случае, для пересчета всех характеристик ионов принималось, что их распределение поперечно симметрично и характерный размер в игнорируемом направлении отвечает размеру пятна фокусировки. Все расчеты в данном разделе проводились коммерческим кодом VSIM (VORPAL) [25], который неоднократно использовался для описания широкого круга плазменных экспериментов [26–28].

3.1. Ускорение ионов фемтосекундным лазерным импульсом (5 Дж)

В трехмерных расчетах ускорения ионов (протонов и дейтронов) из однородной протяженной мишени околокритической плотности фемтосекундным лазерным импульсом использовался линейно поляризованный лазерный импульс с

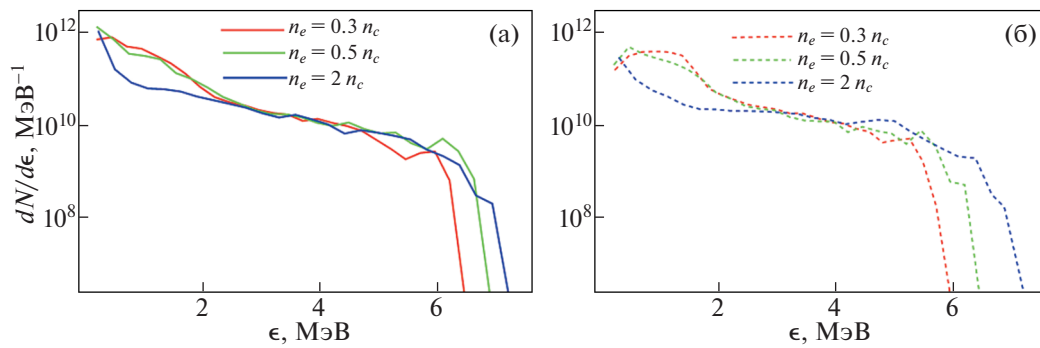


Рис. 3. Спектральные распределения протонов (а) и дейтронов (б), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении, для мишеней с плотностью $0.3n_c$ (красная кривая), $0.5n_c$ (зеленая кривая) и $2n_c$ (синяя кривая) для лазерного импульса с энергией 5 Дж и длительностью 30 фс.

энергией 5 Дж, длительностью $\tau_L = 30$ фс (с численной отсечкой в 150 фс), пятым фокусировки диаметром $D = 4$ мкм, амплитудой поля $a_0 = eE_L/m_e\omega c = 20.6$ (что отвечает максимуму интенсивности $I_L = 9 \times 10^{20}$ Вт/см² для длины волны лазерного излучения $\lambda = 2\pi c/\omega = 0.8$ мкм). Расчетная область составляла 40 мкм в обоих поперечных направлениях, продольной размер расчетной области варьировался от 20 мкм до 200 мкм в зависимости от плотности мишени и выбирался так, чтобы продольный размер мишени несколько превосходил длину поглощения лазерного импульса. В расчетах не наблюдалось сколь-нибудь существенного рассеяния лазерного света и имело место практически полное поглощение лазерного импульса внутри мишени вне зависимости от использовавшейся плотности. Лазерный импульс фокусировался на переднюю поверхность мишени. Разрешение в продольном направлении (вдоль оси распространения лазерного импульса) составляло 80 нм ($\lambda/10$ для длины волны $\lambda = 0.8$ мкм) и 80–160 нм в поперечном направлении. Использовались поглощающие граничные условия для полей и частиц в поперечном направлении, что позволяло задавать мишень во всей поперечной области. В продольном направлении использовались условия входа-выхода для полей и поглощающие граничные условия для частиц. Большинство расчетов было проведено с одной частицей в ячейке. Вылетающие в поперечном направлении ускоренные протоны (дейтроны) регистрировались “детекторами”, представляющими собой подсчет в двух взаимно-перпендикулярных направлениях числа ионов, пересекающих плоскости XY и XZ , расположенные на расстоянии 17 мкм от оси распространения лазерного пучка. Суммарный заряд ионов, ускоренных преимущественно в направлении поперек направления распространения лазерного импульса, приближенно оценивался по

удвоенному числу всех частиц, прошедших через плоскости XY и XZ .

По мере распространения лазерного импульса в плазме олококритической плотности происходит выедание переднего фронта лазерного импульса и формирование плазменного канала. Длина истощения импульса, связанная с потерями энергии импульса на пондеромоторное расталкивание электронов его фронтом [29], обратно пропорциональна электронной плотности мишени и для $n_e = 0.3n_c$ составляет ~ 40 мкм (отвечает падению интенсивности импульса в $e \simeq 2.71$ раза).

Проведенные расчеты показывают, что, в целом, спектр ускоренных ионов, МэВной энергии (≥ 2 МэВ) слабо зависит от плотности мишени (см. рис. 3а – для протонов и 3б – для дейтронов), хотя энергия отсечки незначительно растет с увеличением плотности. Средняя энергия протонов с энергией большей 1 МэВ, определенная как отношение полной энергии ускоренных ионов к их числу, растет с увеличением плотности мишени от 1.8 МэВ (для $n_e = 0.3n_c$) до 2.4 МэВ (для $n_e = (1.5-2)n_c$), в то время как полное число ускоренных протонов падает от 2.6×10^{11} (для $n_e = 0.3n_c$) до 1.1×10^{11} (для $n_e = 2n_c$) (см. рис. 4). Слабая зависимость энергетического распределения и числа ускоренных ионов от плотности мишени связана с тем, что число частиц (ионов) в объеме взаимодействия, $N = n_e I_{dep} \pi D^2 / 4$, практически не зависит от плотности мишени, так как [29] $I_{dep} \sim 1/n_e$. Отметим, что наиболее быстрые протоны, с энергией больше 3 МэВ, имеют практически одинаковую среднюю энергию (4.2 МэВ) для всех мишеней с различной плотностью, а их полное число имеет слабо выраженный максимум для мишеней с критической плотностью, $n_e \simeq n_c$ (см. рис. 4). Также изучена эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию протонов. Коэффициент конверсии, η , в

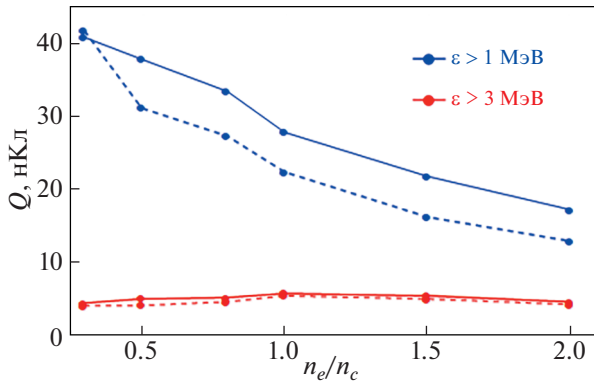


Рис. 4. Зависимость максимального заряда (нКл) протонов (сплошные кривые) и дейтронов (штриховые кривые), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении, с энергией свыше 1 МэВ (синие кривые) и энергией свыше 3 МэВ (красные кривые) от плотности мишени.

протоны с энергией свыше 1 МэВ составляет $\eta \sim 0.7\text{--}1.4\%$ и $0.3\text{--}0.5\%$ — в более высокоэнергетичные протоны, с энергией свыше 3 МэВ, т.е. в ту группу частиц, которая способна наиболее эффективно инициировать ядерные реакции.

Подводя итог, отметим, что эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных ионов из мишеней низкой плотности коротким фемтосекундным лазерным импульсом не превышает 1.4% и достигается для оптимальной плотности мишени порядка критической $n_e \sim n_c$. При этом, полное число протонов с энергией свыше 1 МэВ, вылетевших поперек направлению распространения лазерного импульса, составляет порядка 3×10^{11} частиц (максимальный заряд достигает соответственно 40 нКл), что сравнимо со случаем ускорения протонов из тонких фольг. Однако их средняя энергия оказывается на уровне 2 МэВ, а энергия отсечки не превосходит 7 МэВ, что значительно меньше, чем в случае ускорения протонов из тонких фольг. Именно, малая средняя энергия протонов приводит к относительно малому коэффициенту конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных ионов. Сравнительно слабая эффективность ускорения ионов в поперечном направлении может быть связана с достаточной короткой длительностью самого лазерного импульса, $\tau_L < D/u_i$, где $u_i = 4 \times 10^8$ см/с — скорость дейтрона с энергией 1 МэВ, когда за время прохождения лазерного импульса ионы не успевают набрать максимальную возможную энергию [30]. Последнее связано с сильным падением поля разделения заряда после окончания импульса вследствие возвратных, нейтрализующих электронов. Возможность использования более длинного импульса суб- и пикосекундной длительности

для ускорения ионов в данной схеме анализируется в следующем разделе.

3.2. Ускорение ионов суб-пикосекундным лазерным импульсом (30 Дж)

В данном разделе приведены результаты двумерных расчетов взаимодействия субпикосекундного мульти-Дж лазерного импульса с мишенью околокритической плотности с целью оптимизации плотности плазмы для получения максимального числа ускоренных протонов с максимально возможными энергиями. В расчетах использовался линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны 1055 нм, длительностью 500 фс по полувысоте (FWHM), диаметром фокусировки 10 мкм и полной энергией 30 Дж. Максимальное значение безразмерной амплитуды поля $a_0 = 6.34$, что соответствует интенсивности $I_L = 5 \times 10^{19}$ Вт/см². Мишень представляла собой первоначально покоящиеся электроны и протоны. Поперечный размер расчетной области составлял 100 мкм с разрешением 15 точек на длину волны, продольный размер варьировался в зависимости от плотности мишени (разрешение 25 точек на длину волны), так чтобы лазерный импульс поглощался внутри мишени. Использовались поглощающие граничные условия для частиц и полей. Число крупных (расчетных) частиц в ячейке — 4 для каждого сорта частиц. Фокус лазерного импульса совпадал с положением передней поверхности мишени, в то время как пик его огибающей в начальный момент времени находился на расстоянии трех FWHM-длин лазерного импульса (450 мкм) перед мишенью.

Расчеты были проведены в широком диапазоне значений электронной плотности мишени от $0.1n_c$ до $4n_c$ для толщины несколько превосходящей длину истощения лазерного импульса. При взаимодействии лазерного импульса с низкоплотной мишенью наблюдалось формирование плазменного канала, сопровождающееся, филаментацией лазерного импульса, а также частичным его отражением от передней поверхности мишени, особенно при ее высокой плотности ($\sim n_c$), и небольшим рассеянием за счет вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при низкой плотности ($< n_c$). Однако влияние этих “паразитных” эффектов не сказывалось критическим образом на изучавшемся ускорении ионов.

Для расчета спектров протонов, ускоренных в поперечном направлении, в PIC-моделировании подсчитывались число и импульсы ионов, пролетевших через границы, расположенные вдоль боковых поверхностей мишени на расстоянии 5 мкм от последних. На рис. 5а показаны энергетические спектры протонов, пролетевших через

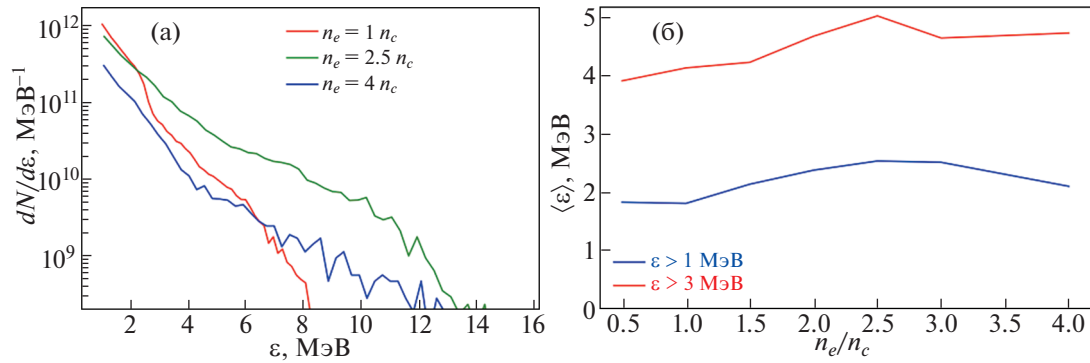


Рис. 5. Спектральные распределения протонов (а) и зависимость средней энергии протонов (б) от плотности мишени для ионов, вылетевших в поперечном направлении относительно направления распространения лазерного импульса с энергией 30 Дж и длительностью 0.5 пс.

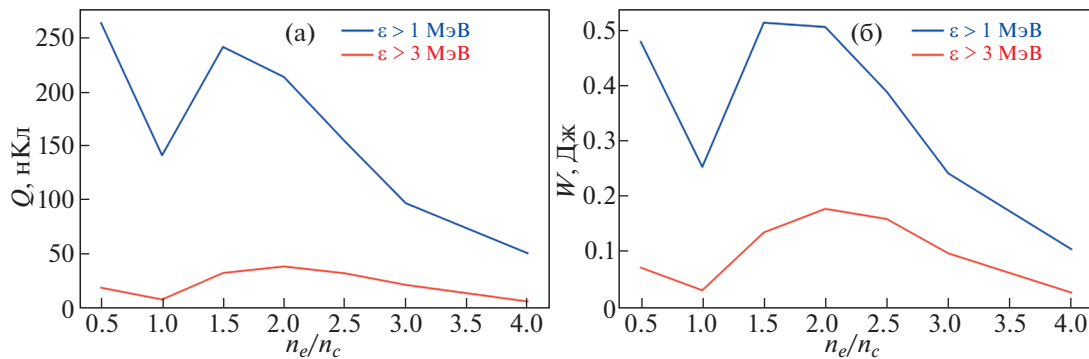


Рис. 6. Зависимость максимального заряда (нКл) протонов с энергией свыше 1 МэВ и энергией свыше 3 МэВ, вылетевших из фокального объема в поперечном направлении (а), и их полной энергии (б), от плотности мишени для лазерного импульса с энергией 30 Дж и длительностью 0.5 пс.

такой “детектор”, которые были построены для различных значений плотности водородной среды. Спектры имеют экспоненциальный вид с характерной температурой порядка 2 МэВ. Полная энергия протонного пучка составляет порядка 0.5 Дж (для $n_e = (2-2.5)n_c$), что отвечает коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных протонов на уровне $\eta \approx 1.7\%$, что выше, чем в случае использования ультракороткого лазерного импульса.

В ходе расчетов было установлено, что при увеличении плотности мишени увеличивается доля протонов с более высокими энергиями (см. рис. 5б), в то время как суммарный заряд ускоренных частиц падает (см. рис. 5а). Последний эффект можно связать с частичным незначительным отражением релятивистски интенсивного лазерного импульса (от границы мишень-вакуум и/или из-за ВКР). Полное число ускоренных протонов с энергией больше 3 МэВ довольно слабо зависит от плотности мишени (рис. 6а), а их средняя энергия и полная энергия имеют выраженный

максимум при $n_e \sim 2.5n_c$ (рис. 5б и рис. 6б). Именно мишени с плотностью $n_e \sim (2-2.5)n_c$ являются оптимальными для ускорения максимального числа протонов до максимальных энергий пикосекундным (длительностью 0.5 пс) лазерным импульсом с энергией 30 Дж.

Отметим, что несмотря на меньшие значения интенсивности и мощности лазерного импульса (по сравнению с предыдущим случаем короткого 30 фс лазерного импульса), максимальная энергия протонов, ускоренных в поперечном направлении оказывается примерно в два раза больше и составляет 14–15 МэВ (для оптимальной плотности мишени $n_e \sim 2.5n_c$), а их общее число более чем на порядок превосходит число протонов, ускоренных фемтосекундным лазерным импульсом. Все это позволяет значительно увеличить выход продуктов ядерных реакций, используя генерируемые пучки протонов, по сравнению с предыдущим случаем.

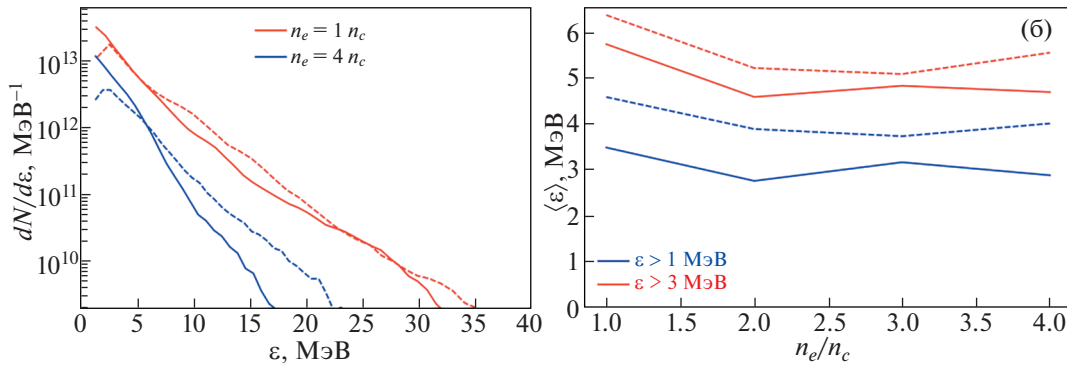


Рис. 7. Спектральные распределения протонов (сплошные кривые) и дейтронов (штриховые кривые) (а), а также зависимость их средней энергии (б) от плотности мишени для ионов, вылетевших в поперечном направлении относительно направления распространения лазерного импульса с энергией 500 Дж и длительностью 2 пс.

3.3. Ускорение ионов пикосекундным лазерным импульсом кДж-класса

В данном разделе приведены результаты двумерных расчетов взаимодействия пикосекундного лазерного импульса с мишенью околосредней плотности с целью оптимизации параметров плотности плазмы. В расчетах использовался линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны 1055 нм, длительностью 2 пс по полувисоте (FWHM), диаметром пятна фокусировки 10 мкм и полной энергией 0.5 кДж. Максимальное значение безразмерной амплитуды поля $a_0 = 12.94$, что соответствует интенсивности $I_L = 2 \times 10^{20}$ Вт/см². Были рассмотрены мишени с первоначально покоящимися электронами и протонами/дейтронами. Поперечный размер расчетной области составлял 150 мкм с разрешением 15 точек на длину волны, продольный размер варьировался в зависимости от толщины мишени (разрешение 25 точек на длину волны). Использовались поглощающие граничные условия для частиц и полей и 4 расчетных частицы каждого сорта в одной ячейке. Фокус лазерного импульса совпадал с положением передней поверхности мишени, в то время как пик его огибающей в начальный момент времени, как и в предыдущем случае, находился на расстоянии трех длин импульса (1800 мкм) перед мишенью. В проведенных расчетах концентрация электронов варьировалась в диапазоне от 1 до 4 критических плотностей.

В первой серии расчетов были рассмотрены плазменные мишени, состоящие из электронов и протонов. Во всех расчетах толщина мишени выбиралась так, чтобы ее размер превосходил длину поглощения лазерного импульса. Толщина мишени, равная 400 мкм, отвечала данному условию для использованных значений плотности мишени. При распространении пикосекундного лазер-

ного импульса внутри мишени наблюдалась как его филаментация — расщепление лазерно-плазменного канала на несколько каналов, так и возникновение лазерной шланговой неустойчивости. Анализ углового распределения частиц показывает, что ускоренные протоны внутри мишени распространяются в основном в диапазоне углов от 50 до 100°, т.е. частицы в основном распространяются поперек направления распространения лазерного импульса. Уширение углового спектра по сравнению с предыдущим случаем субпикосекундного лазерного импульса видимо связано с неустойчивым распространением мощного пикосекундного лазерного импульса в околосредней плазме. На рис. 7а показаны энергетические спектры протонов (сплошные кривые), пролетевших через детектирующие поверхности, которые были построены для различных значений концентрации электронов. Из этого рисунка видно, что значение $n_e = n_c$ является оптимальным, а средняя энергия ускоренных протонов меняется незначительно с увеличением плотности и составляет порядка 3 МэВ (рис. 7б). При этом, большое число ускоренных в радиальном направлении протонов (заряд достигает 14 мкКл, см. рис. 8а) позволяет достичь достаточно большой полной энергии ускоренного пучка (порядка 50 Дж, см. рис. 8б) и высокого коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных протонов на уровне 10%, что приближается к известным рекордным значениям для лазерного ускорения ионов. Здесь однако стоит заметить, что полученные результаты основаны на двумерных расчетах, которые, как правило, завышают эффективность ускорения ионов на 20–50%.

Вторая серия расчетов выполнена для плазменной мишени, состоящей из дейтронов и электронов. Расчеты проводились для аналогичных параметров мишени, что и в серии расчетов для протонов. Так же как и в случае с протонами вы-

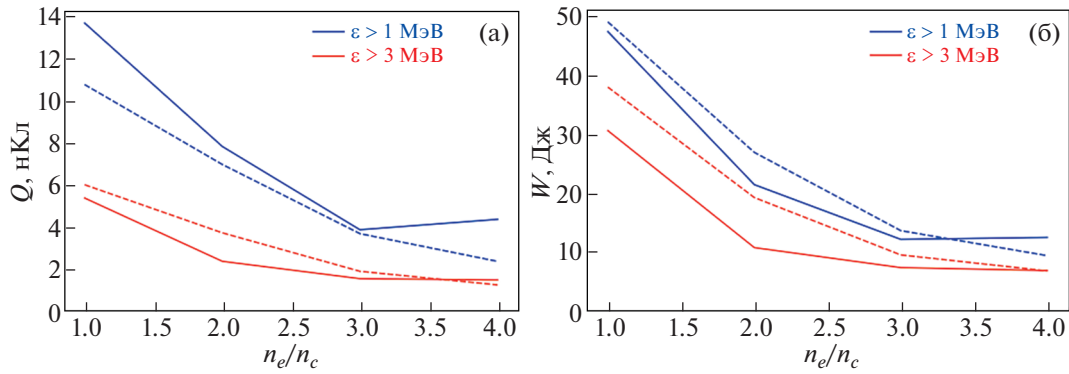


Рис. 8. Зависимость максимального заряда (нКл) протонов (сплошные кривые) и дейтронов (пунктирные кривые) с энергией свыше 1 МэВ (синие кривые) и энергий свыше 3 МэВ (красные кривые), вылетевших из фокального объема в поперечном направлении (а), и их полной энергии (б) от плотности мишени для лазерного импульса с энергией 500 Дж и длительностью 2 пс.

сокоэнергетичные дейтроны внутри мишени распространяются в основном поперек направления лазерного импульса, но распределение дейтронов имеет еще большую угловую ширину по сравнению с распределением протонов, что может быть связано с их большей массой. Так же как и в случае с протонами значение $n_e = n_c$ является оптимальным. Кроме того, дейтроны набирают несколько большую энергию, чем протоны (ср. штриховые и сплошные кривые на рис. 7а), хотя полный заряд ускоренных дейтронов оказывается незначительно ниже, чем в случае ускорения протонов (см. рис. 8а). Таким образом, эффективность ускорения дейтронов не уступает эффективности ускорения протонов в рассматриваемом режиме длинного лазерного импульса.

Для установленной оптимальной концентрации электронов был проведен расчет по одновременному ускорению дейтронов и протонов из низкоплотной водородо-дейтериевой смеси с целью выяснения возможности повышения эффективности инициирования ядерных реакций. Был проведен расчет для соотношения концентраций дейтронов и протонов в пропорции 1 : 1. Так как масса протона в 2 раза меньше массы дейтрона, то при ускорении радиальным полем сформированного плазменного канала протоны быстрее смешались в радиальном направлении, что приводило к уменьшению амплитуды ускоряющего поля для дейтронов. Вследствие этого дейтроны набирали меньшую энергию, в то время как спектр протонов не менялся значительно, хотя их число несколько уменьшалось. Из последнего следует вывод, что, использование низкоплотной водородо-дейтериевой смеси не является оптимальным с точки зрения ускорения протонов/дейтронов для инициирования ядерных реакций.

Таким образом, увеличение длительности (и энергетичности) лазерного импульса позволяет значительно увеличить эффективность ускорения ионов из мишеней околокритической плотности в поперечном направлении, что позволяет приблизиться к практическому осуществлению сценария ядерного “реактора” на основе лазерного ускорения ионов [4]. С ростом длительности лазерного импульса эффективность конверсии энергии лазера в энергию ускоренных протонов растет с 1.4% для 30 фс импульса и 1.7% для 0.5 пс импульса до ~10% для 2 пс импульса. При этом однако речь идет о лазерах очень высокой энергии. Характерные величины конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных ионов сопоставимы с экспериментальными результатами, типично меняющимися от долей процентов до десяти процентов в зависимости от энергии лазерного импульса, геометрии облучения и используемой мишени [31], а полученный в моделировании рост эффективности ускорения протонов с увеличением энергии лазерного импульса также наблюдался в ряде экспериментов [19].

4. РАСЧЕТ ВЫХОДА МЕДИЦИНСКИХ ИЗОТОПОВ ДЛЯ ПЭТ

Полученные лазерными методами пучки протонов/дейтронов использовались для расчета выхода медицинских ПЭТ-изотопов. Наиболее широкое распространение в ПЭТ-диагностике имеют короткоживущие изотопы достаточно легких элементов, такие как изотоп углерода ^{11}C (период полураспада $\tau_{1/2} = 20.4$ мин), кислорода ^{15}O (период полураспада $\tau_{1/2} = 2.0$ мин) и фтора ^{18}F (период полураспада $\tau_{1/2} = 110$ мин). Также используется изотоп азота ^{13}N (период полураспада $\tau_{1/2} = 10.0$ мин). Как правило, для их производ-

ства на циклотронах рассматриваются пучки протонов с энергией порядка 10 МэВ. Требуемая диагностическая доза лекарственного препарата фтордезоксиглюкоза, ^{18}F для проведения ПЭТ головного мозга и миокарда составляет 100–120 МБк/м² поверхности тела пациента, при этом, как правило, используют 150–240 МБк на одно исследование [32]. Требуемая доза ^{15}O составляет минимум 350 МБк [33], а для ^{11}C требуемая активность составляет ~500 МБк [34].

Моделирование получения короткоживущих изотопов с использованием лазерно-ускоренных протонов проводилось методом Монте-Карло кодом GEANT-4 (сечения реакций взяты из базы данных G4TENDL1.4, которая объединяет TENDL-2019, ENDF/B-VIII.0 (описывающее сечения производства большинства медицинских изотопов), JENDL/DEU-2020 и др). Оценка активности медицинских радионуклидов проводилась по формуле, отвечающей случаю частоты следования частоты лазерных импульсов, f , значительно превосходящей обратный период полураспада, $1/\tau_{1/2}$, $A = Nf(1 - \exp(-(\ln 2)t/\tau_{1/2}))$, где N – количество изотопов получаемых за один лазерный импульс, а t – время облучения. В случае, когда время облучения значительно превышает период полураспада $t \gtrsim 5\tau_{1/2}$, активность источника оказывается приближенно равной $A \simeq Nf$, что отвечает максимально достижимой активности, которая использовалась ниже для оценки необходимой частоты следования лазерных импульсов для наработки медицинской дозы РН.

Для пучков протонов, ускоренных из тонких фольг, в качестве конвертера использовался цилиндр радиусом 7.5 см и высотой 4 см, состоящий из жидкого азота или кислорода, и расположенный сразу за лазерной мишенью. Проведенные вычисления показывают, что используя реакцию $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ можно получить 8×10^6 атомов ^{11}C за один выстрел. При частоте повторения выстрелов 10 Гц и облучении в течение порядка 2 часов, это приводит к активности в 78 МБк. Выход изотопов ^{15}O в результате реакции $^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$ составляет 7×10^6 атомов, что позволяет достигать активности в 67 МБк за 10 мин при частоте следования выстрелов в 10 Гц. Для получения медицинского изотопа 18 фтора лазерно-ускоренный пучок протонов падает на мишень из жидкого кислорода ^{18}O , приводя к образованию 1.5×10^7 атомов ^{18}F вследствие $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ реакции. Максимальная активность, достижимая после 5.5 часа непрерывного облучения с частотой повторения 10 Гц составляет 130 МБк (что близко к медицинской дозе). Только 2.6×10^6 атомов изотопа ^{13}N может быть получено за один выстрел вследствие $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$ реакции. Непрерывное облучение

мишени в течение 45 мин с частотой повторения лазерных импульсов 10 Гц позволяют получить активность изотопа на уровне 25 МБк. Использование пучка ускоренных дейтронов в рассматриваемом случае менее эффективно для наработки медицинских изотопов. С помощью дейтронов можно получить только 1.5×10^5 атомов ^{18}F (с использованием реакции $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)^{18}\text{F}$) и 4.6×10^5 атомов ^{18}O (в результате реакции $^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$) за один лазерный выстрел, что более чем на порядок меньше, чем в случае использования ускоренных протонов. Использование конвертера из изотопа бора ^{10}B для осуществления реакции $^{10}\text{B}(d, n)^{11}\text{C}$ дает 1.4×10^6 атомов изотопа ^{11}C , что также меньше, чем в случае использования пучка протонов.

Отметим, что с помощью тонких фольг, облучаемых фемтосекундным лазером, вследствие достаточно большой энергии протонов можно также получать некоторые другие перспективные короткоживущие изотопы более тяжелых элементов. Так, можно получить (используя $^{66}\text{Zn}(p, n)^{66}\text{Ga}$ реакцию) 1.8×10^7 атомов ^{66}Ga (период полураспада $\tau_{1/2} = 8.5$ часа), что позволяет достичь активности в 174 МБк за 40 часов облучения с частотой 10 Гц. Облучение никелевой мишени дает порядка 10^7 атомов изотопа ^{61}Cu (период полураспада $\tau_{1/2} = 3.3$ часа), используя $^{61}\text{Ni}(p, n)^{61}\text{Cu}$ реакцию. За 19 часов непрерывного облучения с частотой 10 Гц это позволит обеспечить активность в ~100 МБк. Учитывая, что характерная величина медицинской дозы для данных РН составляет порядка 300 МБк частота следования импульсов порядка (20–30) Гц необходима для их наработки.

При использовании мишеней низкой плотности предполагается, что радиально ускоренные протоны (дейтроны), вылетая из плазменного канала, попадают в окружающий его конвертер. В качестве конвертера использовалась криогенная мишень, представляющая собой цилиндрически симметричный слой (кольцевая оболочка) жидкого азота, неона (или изотопа кислорода ^{18}O). Внешний радиус цилиндрической мишени-конвертера составляет 7.5 см, длина цилиндрической оболочки 4.0 см. Толщина оболочки (~4 см) значительно превосходит значения длин пробега быстрых ионов для рассматриваемых ядерных реакций, обеспечивая торможение практически всех ускоренных ионов. С помощью полученных данных выхода изотопов рассчитывалась также активность источника, определяемая как число распадов в единицу времени. Сразу отметим, что для всех проведенных расчетов максимальный выход медицинских изотопов, приведенный ни-

же, получен для оптимальных условий взаимодействия, отвечающих максимальной конверсии энергии лазерного импульса в энергию энергетических протонов/дейтронов.

Число медицинских РН, генерируемых с использованием пучка протонов, ускоренных фемтосекундным лазерным импульсом из мишеней оклокритической плотности (2.4×10^6 изотопов ^{18}F , 5×10^5 изотопов ^{15}O и 2.5×10^5 изотопов ^{11}C) на порядок меньше, чем в случае использования тонких фольг. Это связано с довольно низкой энергией ускоренных протонов/дейтронов в радиальном направлении фемтосекундным лазерным импульсом. Поскольку энергия отсечки ускоренных ионов лишь незначительно превышает пороговые значения ряда реакций (так для реакции $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ пороговое значение составляет примерно 3 МэВ, а для реакции $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ составляет примерно 4 МэВ), в наработке изотопов участвуют только хвосты распределений ускоренных частиц (с энергией не менее 3–5 МэВ). Именно это приводит к низкой эффективности генерации РН и малой активности источника, которая не превышает нескольких десятков МБк для лазерной системы с мощностью 100 ТВт и частотой повторения лазерных импульсов 10 Гц. Для достижения медицинских доз активности ПЭТ-радионуклидов при использовании радиального ускорения протонов из мишени с плотностью порядка критической фемтосекундным лазерным импульсом с энергией порядка 5 Дж необходима частота повторения выстрелов не менее 1 кГц.

Более перспективным выглядит использование более энергетичных лазеров с существенно большей длительностью импульсов. Так, для лазерного импульса в 30 Дж (500 фс) использование мишени с оптимальной плотностью $n_e = 2.5n_c$ позволяет наработать 3.1×10^7 изотопов ^{18}F , 1.3×10^7 изотопов ^{15}O и 1.3×10^7 изотопов ^{11}C , что позволяет получать активность на уровне десятков МБк (порядка 30 МБк для ^{18}F) при частоте следования импульсов в 1 Гц. С учетом требуемых диагностических доз, частота следования 30 Дж 500 фс лазерных импульсов должна превышать 5 Гц для наработки фтора, 26 Гц для наработки кислорода и 40 Гц.

Дальнейшее увеличение энергии лазера до 500 Дж и длительности до 2 пс дает возможность получить 4.6×10^8 изотопов ^{18}F , 1.8×10^8 изотопов ^{15}O и 1.7×10^8 изотопов ^{11}C . Более того, использование пучка дейтронов позволяет еще несколько увеличить выход изотопов ^{18}F до 5.3×10^8 атомов (в результате реакции $^{20}\text{Ne}(d,\alpha)^{18}\text{F}$) и изотопов ^{15}O до 8.6×10^8 атомов за выстрел (в результате реакции $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$). Наиболее существенный вы-

игрыш может быть достигнут в получении изотопа углерода ^{11}C , выход которого при использовании реакции $^{10}\text{B}(d,n)^{11}\text{C}$ достигает 2.8×10^9 атомов за выстрел. Таким образом, для данных изотопов, использование дейтериевой мишени является более перспективным подходом, чем использование водородной мишени. С учетом требуемых медицинских доз частота следования 2 пс лазерных импульсов с энергией 0.5 кДж должна превышать 0.4 Гц для наработки ^{18}F и ^{15}O и 0.2 Гц для получения ^{11}C (с использованием дейтронов), 0.4 Гц для наработки ^{18}F , 2 Гц для ^{15}O и 3 Гц для ^{11}C (с использованием протонов).

Сравнение результатов по выходу наиболее часто используемых РН для ПЭТ приведены в табл. 1, где наряду с количеством атомов, получаемых за один выстрел, также показана частота следования лазерных выстрелов необходимая для наработки одной медицинской дозы. Напомним, что характерное время облучения, $t \geq 5\tau_{1/2}$, меняется от ~10 мин для ^{15}O до ~2 часов для ^{11}C и ~10 часов для ^{18}F . Стоит отметить, что использование лазерного импульса с большей энергией и большей длительностью, который при взаимодействии с мишенью низкой оклокритической плотности приводит к формированию протяженного канала, оказывается более эффективным с точки зрения выхода радионуклидов, чем использование облучающего подобную мишень короткого менее энергетичного, но более интенсивного лазерного импульса. Так выход ^{18}F на 1 Дж вложенной энергии лазерного импульса увеличивается в 2 раза, а выход ^{15}O — в 4 раза и достигает значений, сравнимых с получаемым с использованием тонкой фольги. Наиболее существенное увеличение наблюдается для изотопа углерода, позволяющее поднять его выход более чем на два порядка и получить максимальный выход изотопа ^{11}C на 1 Дж вложенной энергии для всех рассмотренных схем.

5. РАСЧЕТ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ

Код GEANT-4 также применялся для расчетов наработки нейтронов с использованием лазерно-ускоренных пучков протонов и дейтронов. В качестве мишени использовался изотоп лития ^7Li . Для пучков ионов, ускоренных из тонких фольг, мишень-конвертер представляла собой цилиндр, толщиной 4 см и радиусом 7.5 см, расположенный сразу за лазерной мишенью, в то время как для случая радиального ускорения ионов из мишеней низкой плотности конвертер располагался вокруг лазерной мишени, как и в случае производства медицинских изотопов.

Проведенные расчеты показывают, что использование протонов, ускоренных из тонкой

Таблица 1. Лазерное получение медицинских изотопов с помощью пучков протонов (столбец 1), ускоренных из тонкой фольги, а также протонов (столбцы 2–4) и дейтронов (последний столбец), ускоренных из мишеней низкой околоритической плотности

РН		3 Дж, фольга	5 Дж	30 Дж	500 Дж	500 Дж
^{18}F	выход, N	1.5×10^7	2.4×10^6	3.1×10^7	4.6×10^8	5.3×10^8
	частота, Гц	13	83	6.5	0.4	0.4
^{15}O	выход, N	7×10^6	5×10^5	1.3×10^7	1.8×10^8	8.6×10^8
	частота, Гц	50	700	27	2	0.4
^{11}C	выход, N	8×10^6	2.5×10^5	1.3×10^7	1.7×10^8	2.8×10^9
	частота, Гц	62.5	2000	38	3	0.2

фольги оптимальной толщины, позволяет получить $\sim 2 \times 10^8$ нейтронов за один выстрел. При этом, использование пучка дейтронов приводит к падению числа нейтронов почти на порядок. Это связано с низкой эффективностью ускорения дейтронов из тонких фольг и особенностью сечений рассматриваемых ядерных реакций, $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ и $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$. В случае использования пучка протонов в реакции участвуют только протоны с энергией больше 1.8 МэВ, вследствие порогового характера сечения реакции. Однако абсолютная величина сечения для средней энергии ионов 2–3 МэВ оказывается выше для протонов, чем для дейтронов (см. рис. 9). Поэтому, если основной вклад в реакцию идет от низкоэнергетичных частиц, можно ожидать, что дейтроны, участвующие в реакции, не имеющей ярко-выраженного порога, будут давать основной вклад. При наличии значительного числа энергетичных ионов (с энергией порядка 2 МэВ), протоны не будут уступать в числе ядерных продуктов, что и реализуется в случае ускорения ионов из тонких фольг.

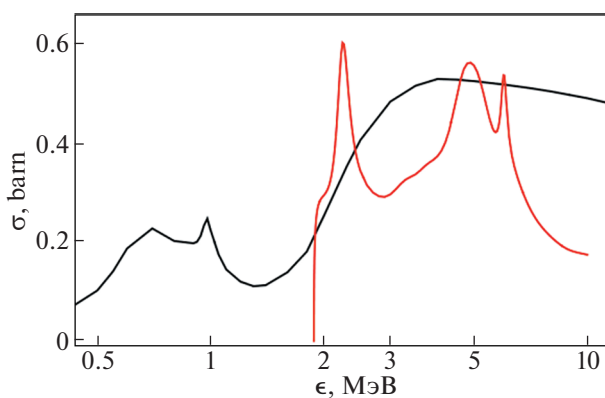


Рис. 9. Зависимость ядерных сечений реакций производства нейтронов из изотопа лития ^7Li от энергии налетающих протонов (красная кривая) и дейтронов (черная кривая).

Обратная ситуация возникает при ускорении протонов/дейтронов из мишеней околоритической плотности в радиальном направлении фемтосекундным лазерным импульсом. В этом случае дейтроны дают основной вклад в производство нейтронов, позволяя нарабатывать $\sim 5 \times 10^7$ нейтронов за один выстрел ($\sim 10^7$ нейтронов на Дж вложенной энергии). Как и в случае наработки медицинских изотопов, данная схема оказывается наименее эффективной для производства нейтронов.

Увеличение длительности лазерного импульса за счет роста его энергии позволяет несколько увеличить эффективность производства нейтронов. Так, использование пучков протонов, ускоренных в радиальном направлении лазерным импульсом с энергией 30 Дж и длительностью 500 фс, позволяет получать $\sim 4 \times 10^8$ нейтронов за один лазерный выстрел ($\sim 1.3 \times 10^7$ нейтронов на Дж вложенной энергии). Увеличение энергетики лазерного импульса до 500 Дж позволяет нарабатывать 5.7×10^9 нейтронов с использованием пучка ускоренных протонов. Ускоренные этим лазерным импульсом пучки дейтронов дают 2.3×10^{10} нейтронов за один выстрел, что дает эффективность производства нейтронов на Дж вложенной энергии (4.6×10^7 нейтронов на Дж), сравнимую со случаем использования ультратонких фольг, облучаемых фемтосекундным лазерным импульсом ($\sim 6 \times 10^7$ нейтронов на Дж). Генерируемые нейтроны имеют спадающий экспоненциальный спектр с энергией меняющейся от нескольких кэВ до 20–30 МэВ и средней характерной энергией порядка 2–4 МэВ.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием сквозного многомерного численного моделирования PIC–GEANT4 проведено исследование лазерного ускорения протонов/дейтронов из тонких фольг и мишеней низкой плотности с целью его использования для инициирования ядерных реакций. Показано, что

воздействие на тонкие фольги фемтосекундного лазерного импульса с энергией 3 Дж позволяет получать пучки протонов с зарядом порядка 30 нКл и средней энергией порядка 3 МэВ с коэффициентом конверсии $\eta \sim 4\%$. Воздействие сравнимого по энергии ультракороткого лазерного импульса на мишени с плотностью порядка критической плотности не позволяет повысить эффективность ускорения протонов, вследствие достаточно малых максимальных энергий протонов, ускоренных в радиальном направлении. Вместе с тем существенное увеличение длительности и энергетика лазерных импульсов позволяет использовать мишени низкой плотности для радиального ускорения частиц, повышая коэффициент конверсии до $\eta \sim 10\%$.

Довольно низкая эффективность ускорения ионов в радиальном направлении при распространении фемтосекундного лазерного импульса в прозрачной плазме околоскритической плотности, связанная с тем, что энергия ускоренных протонов лишь незначительно превышает пороговые значения используемых ядерных реакций, не позволяет эффективно нарабатывать медицинские изотопы. Ускорение ионов из тонких фольг дает возможность повысить эффективность наработки таких изотопов. Правда для этого требуется практически идеальный контраст лазерного импульса, но даже в этом случае для получения медицинской дозы (~ 300 МБк) наиболее часто используемых для ПЭТ-диагностики легких изотопов требуется лазерная система с энергией несколько Дж и частотой повторения импульсов порядка 100 Гц, а для достижения активности, сравнимой с производимой на циклотронах [2] (порядка 100 ГБк) требуются лазерные системы с энергией в несколько Дж и с частотой повторения выстрелов больше или порядка 10 кГц. Возможно некоторое увеличение энергии лазерного импульса (по крайней мере, в два раза) позволит несколько снизить требования, предъявляемые к частоте следования лазерных импульсов. Так, уже было показано, что лазерный импульс с энергией 10 Дж способен производить медицинскую дозу изотопов при частоте импульсов в 10 Гц [7]. Использование лазерного импульса пикосекундной длительности, который при взаимодействии с мишенью околоскритической плотности приводит к формированию протяженного лазерно-плазменного канала, оказывается более эффективным с точки зрения выхода радионуклидов на единицу энергии лазерного импульса, чем использование короткого менее энергетичного, но более интенсивного лазерного импульса.

Исходя из полученных результатов для двух использовавшихся схем, с учетом текущих технических возможностей лазерных систем и требуемых активностей источников медицинских

радионуклидов, наработка радионуклидов при помощи рассмотренных фемтосекундных и пикосекундных лазерных импульсов в настоящее время не оказывается возможной. Одна из имеющихся трудностей с фемтосекундными драйверами состоит в том, что для использования ультратонкой фольги пока не достигнута требуемая степень контраста лазерного импульса, ориентировочно оцениваемая как минимум в 10^{10} на пикосекундном временном масштабе. С другой стороны, требующаяся частота повторяемости фемтосекундных импульсов мульти-Дж уровня пока также не достигнута, оставаясь на уровне не выше нескольких Гц. Гораздо меньшая требующаяся повторяемость для лазеров пикосекундной длительности импульсов тоже пока представляет проблему в настоящее время из-за их высокой энергии. Вместе с тем, наблюдаемое быстрое развитие лазерных технологий позволяет ожидать, что указанные трудности будут преодолены в ближайшее десятилетие. Следует также обратить внимание, что развивающиеся сейчас большие лазерные проекты (такие как OMEGA-EP [35], LMJ-PETAL [36], ARC [37], LFEX [38]) с пикосекундными импульсами мульти-кДж уровня, могут быть перспективными для наработки медицинской дозы изотопов в режиме единичных выстрелов. Здесь наиболее перспективной представляется наработка изотопов кислорода и углерода при помощи дейтронов, ускоренных в результате нами рассмотренного лазерно-плазменного взаимодействия пикосекундных лазерных импульсов с низкоплотной мишенью.

Схема производства нейтронов с помощью облучения мишени из изотопа лития лазерно-ускоренными протонами или дейтронами, является довольно перспективной, например, для сверхбыстрой нейтронной радиографии [38] или неразрушающей диагностики [39], обеспечивая $\sim 6 \times 10^7$ нейтронов на Дж вложенной энергии лазерного импульса за один выстрел, что сравнимо с наилучшими опубликованными результатами [39].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки (договор № 075-15-2021-1361).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дмитриев С.Н., Зайцева Н.Г.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1996. Т. 27. С. 977.
2. *Qaim S.M.* // Nuclear Medicine and Biology. 2017. V. 44. P. 31.
3. *Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V.P., Cowan E., Hays G., Wharton K.B.* // Nature. 1999. V. 398. P. 489.
4. *Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В.* // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 2080.

5. Nemoto K., Maksimchuk A., Banerjee S., Flippo K., Mourou G., Umstadter D., Bychenkov V.Yu. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 595.
6. Fritzier S., Malka V., Grillon G., Rousseau J.P., Burgy F., Lefebvre E., d'Humie'res E., McKenna P., Ledingham K.W.D. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. P. 3039.
7. Bychenkov V.Yu., Brantov A.V. // Eur. Phys. J. Special Topics. 2015. V. 224. P. 2621.
8. Amato E., Italiano A., Margarone D., Pagano B., Baldari S., Korn G. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 811. P. 1–5.
9. Willingale L., Petrov G.M., Maksimchuk A., Davis J., Freeman R.R., Joglekar A.S., Matsuoka T., Murphy C.D., Ovchinnikov V.M., Thomas A.G.R., Van Woerkom L., Krushelnick K. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 083106.
10. Roth M., Jung D., Falk K., Guler N., Deppert O., Devlin M., Favalli A., Fernandez J., Gautier D., Geissel M., Haight R., Hamilton C.E., Hegelich B.M., Johnson R.P., Merrill F., Schaumann G., Schoenberg K., Schollmeier M., Shimada T., Taddeucci T., Tybo J.L., Wagner F., Wender S.A., Wilde C.H., Wurden G.A. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 044802.
11. Ledingham K.W.D., Spencer I., McCanny T., Singhal R.P., Santala M.I.K., Clark E., Watts I., Beg F.N., Zepf M., Krushelnick K., Tatarakis M., Dangor A.E. Norreys P.A., Allott R., Neely D., Clark R.J., Machacek A.C., Wark J.S., Cresswell A.J., Sanderson D.C.W., Magill J. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 899.
12. Ledingham K.W.D., McKenna P., Singhal P.P. // Science. 2003. V. 300. P. 1107.
13. Lobok M.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 054002.
14. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 75. P. 056401.
15. Gizzi L.A., Boella E., Labate L., Baffigi F., Bilbao P.J., Brandi F., Cristoforetti G., Fazzi A., Fulgentini L., Giove D., Koester P., Palla D., Tomassini P. // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 13728.
16. Bin J.H., Yeung M., Gong Z., Wang H.Y., Kreuzer C., Zhou M.L., Streeter M.J.V., Foster P.S., Cousens S., Dromey B., Meyer-ter-Vehn J., Zepf M., Schreiber J. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 074801.
17. Simpson R.A., Scott G.G., Mariscal D., Rusby D., King P.M., Grace E., Aghedo A., Pagano I., Sinclair M., Armstrong C., Manuel M.J.-E., Haid A., Flippo K., Winslow L., Gatu-Johnson M., Frenje J.A., Neely D., Kerr S., Williams G.J., Andrews S., Cauble R., Charron K., Costa R., Fischer B., Maricle S., Stuart B., Albert F., Lemos N., Mackinnon A., MacPhee A., Pak A., Ma T. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 013108.
18. Yogo A., Mima K., Iwata N., S. Tosaki, Morace A., Arikawa Y., Fujioka S., Johzaki T., Sentoku Y., Nishimura H., Sagisaka A., Matsuo K., Kamitsukasa N., Kojima S., Nagatomo H., Nakai M., Shiraga H., Murakami M., Tokita S., Kawanaka J., Miyanaga N., Yamanoi K., Norimatsu T., Sakagami H., Bulanov S.V., Kondo K., Azechi H. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 42451.
19. Robson L., Simpson P.T., Clarke R.J., Ledingham K.W.D., Lindau F., Lundh O., McCanny T., Mora P., Neely D., Wahlstrom C.-G., Zepf M., McKenna P. // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 58.
20. Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 215004.
21. Brantov A.V., Tikhonchuk V.T., Klimo O., Romanov D.V., Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Sokollik T., Nickles P.V. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 122705.
22. Brantov A., Bychenkov V.Yu., Romanov D.V., Dollar F., Maksimchuk A., Krushelnick K. // Contrib. Plasma Phys. 2013. V. 53. P. 161.
23. Morita T., Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V., Koga J., and Yamagiwa M. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 145001.
24. Brantov A.V., Govras E.A., Bychenkov V.Yu., Rozmus W. // Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams. 2015. V. 18. P. 021301.
25. Nieter C., Cary J.R. // J. Comp. Phys. 2004. V. 196. P. 448.
26. Geddes C.G.R., Toth Cs., van Tilborg J., Esarey E., Schroeder C.B., Bruhwiler D., Nieter C., Cary J., Lee-mans W.P. // Nature. 2004. V. 431. P. 538.
27. Piot P., Behrens C., Gerth C., Lemery F., Mihalcea D., Stoltz P., Vogt M. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 034801.
28. Xia G., Angal-Kalinin D., Clarke J., Smith J., Cormier-Michele E., Jones J., Williams P.H., Mckenzie J.W., Militsyn B.L., Hanahoe K., Mete O., Aimidula A., Welsch C.P. // Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A. 2014. V. 740. P. 165.
29. Decker C.D., Mori W.B., Tzeng R.C., Katsouleas T. // Phys. Plasmas. 1996 V. 3. P. 2047.
30. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2847.
31. Raffestin D., Lecherbourg L., Lantuejoul I., Vauzour B., Masson-Laborde P.E., Davoine X., Blanchot N., Dubois J.L., Vaisseau X., d'Humie'res E., Gremillet L., Duval A., Reverdin Ch., Rosse B., Boutoux G., Ducret J.E., Rousseaux Ch., Tikhonchuk V., Batani D. // Matter Radiat. Extremes. 2021. V. 6. P. 056901.
32. <https://www.lsgeotar.ru/ftordezoxigliukoza-18f-17067.html>
33. Iguchi S., Moriguchi T., Yamazaki M., Hori Y., Koshino K., Toyoda K., Teuho J., Shimochi S., Terakawa Y., Fukuda T., Takahashi J.C., Nakagawara J., Kanaya S., Iida H. // EJNMMI Phys. 2018. V. 5. P. 37.
34. Seltzer M.A., Jahan S.A., Sparks R., Stout D.B., Satyamurthy N., Dahlbom M., Phelps M.E., Barrio J.R. // Journal of Nuclear Medicine. 2004. V. 45. P. 1233.
35. Flippo K., Bartal T., Beg F., Chawla S., Cobble J., Gail-lard S., Hey D., MacKinnon A., MacPhee A., Nilson P., Offermann D., Le Pape S., Schmitt M.J. // J. Phys. 2010. V. 244. P. 022033.

36. Casner A., Caillaud T., Darbon S., Duval A., Thfouin I., Jadaud J.P., LeBreton J.P., Reverdin C., Rosse B., Rosch R., Blanchot N., Villette B., Wrobel R., Miquel J.L. // High Energy Density Phys. 2015. V. 17. P. 2.
37. Mariscal D., Ma T., Wilks S.C., Kemp A.J., Williams G.J., Michel P., Chen H., Patel P.K., Remington B.A., Bowers M., Pelz L., Hermann M.R., Hsing W., Martinez D., Sigurdsson R., Prantil M., Conder A., Lawson J., Hamamoto M., Di Nicola P., Widmayer C., Homoele D., Lowe-Webb R., Herriot S., Williams W., Alesi D., Kalantar D., Zacharias R., Haefner C., Thompson N., Zobrist T., Lord D., Hash N., Pak A., Lemos N., Tabak M., McGuffey C., Kim J., Beg F.N., Wei M.S., Norreys P., Morace A., Iwata N., Sentoku Y., Neely D., Scott G.G., Flippo K. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 043110.
38. Mima K., Yogo A., Mirfayzi S.R., Lan Z., Arikawa Y., Abe Y., Nishimura H. // Applied Optics. 2022. V. 61. P. 2398.
39. Zimmer M., Scheuren S., Kleinschmidt A., Mitura N., Tebartz A., Schaumann G., Abel T., Ebert T., Hesse M., Zähler S., Vogel S.C., Merle O., Ahlers R.-J., Pinto S.D., Peschke M., Kröll T., Bagnoud V., Rödel C., Roth M. // Nature Comm. 2022. V. 13. P. 1173

ПРОНИКНОВЕНИЕ ГРЕЮЩЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В ПЛАЗМУ, НАХОДЯЩУЮСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2022 г. Д. А. Григорович^а, К. Н. Овчинников^а, С. А. Урюпин^{а, б, *}

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^б Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 08.08.2022 г.

После доработки 19.09.2022 г.

Принята к публикации 20.09.2022 г.

Изучено проникновение греющего импульса квазистационарного электромагнитного поля в плазму, находящуюся в направленном вдоль поверхности постоянном магнитном поле. Ослабление переноса тепла электронами поперек магнитного поля приводит к более эффективному нагреву электронов у поверхности плазмы. Вследствие этого ухудшается проникновение поля в плазму, что сопровождается подавлением “обратного” скин-эффекта. Неоднородный нагрев электронов поперек магнитного поля приводит к генерации компоненты электрического поля, ортогональной, как магнитному полю, так и направлению градиента температуры. Появление дополнительной компоненты поля приводит к изменению поляризации поля отраженного импульса. В достаточно сильном магнитном поле из-за подавления переноса тепла электронами, но более слабого влияния магнитного поля на тепловой поток ионов, формируется состояние с большим отрывом температур электронов и ионов.

Ключевые слова: проникновение поля в плазму, нагрев электронов и ионов, “обратный” скин-эффект, магнитное поле

DOI: 10.31857/S0367292122601011

1. ВВЕДЕНИЕ

Для нагрева плазмы часто используются импульсы электромагнитного поля (см., например, [1, 2]). При этом закономерности нагрева зависят от того, как поле импульса проникает в плазму. Вместе с тем, по мере нагрева частиц изменяется проводимость плазмы, что приводит к изменению процесса проникновения поля. Тем самым, в условиях сильного нагрева электронов и ионов задача о проникновении поля в плазму становится существенно нелинейной. Последовательное описание проникновения поля предполагает совместное решение связанной системы нелинейных уравнений для температур электронов и ионов и уравнения для напряженности электрического поля. Явный вид этих уравнений зависит от плотности плазмы, температур частиц, длительности импульса и величины напряженности поля. Из-за большого числа параметров, влияющих на проникновение поля, режимы проникновения греющего поля в плазму весьма многообразны. Проникновение поля в плазму с изменяющимися во времени температурами частиц рассматривалось в целом ряде работ. В [3–7] описан скин-эффект в условиях турбулентного на-

грева электронов. Нелинейное проникновение монохроматического поля в плазму с ионно-звуковой турбулентностью исследовано в [8, 9]. Проникновение сильного квазистационарного электрического поля в неизотермическую плазму изучено в [6, 10, 11]. Ряд работ посвящен рассмотрению проникновения сравнительно слабого электрического поля в турбулентную [12–14] или ламинарную [15] плазму с изменяющимися во времени температурами электронов и ионов. При этом учитывалась ограниченность времени воздействия электромагнитного импульса [14, 15]. Воздействие сильного греющего электромагнитного импульса на ламинарную плазму изучено в [16], где дано численное решение связанной системы уравнений для электрического поля и температур электронов и ионов, что позволило описать влияние электронного переноса тепла на особенности проникновения поля. Настоящее сообщение посвящено дальнейшему изучению проникновения греющего электромагнитного импульса в ламинарную плазму в условиях, аналогичных рассмотренным в работе [16], но с учетом влияния постоянного магнитного поля на перенос тепла электронами и ионами.

Ниже рассмотрено воздействие электромагнитного импульса на плазму, находящуюся в постоянном магнитном поле, направленном вдоль ее поверхности. Электрическое поле воздействующего импульса направлено вдоль магнитного поля. При проникновении поля в плазму происходит неоднородный нагрев электронов и ионов, что сопровождается переносом тепла в глубь плазмы поперек магнитного поля. Наличие градиента температуры электронов поперек магнитного поля приводит к появлению компоненты тока и поля в направлении, ортогональном направлению поляризации воздействующего поля. В статье дан вывод связанной системы нелинейных уравнений для температур электронов и ионов и компонент электрического поля, направленных вдоль и поперек магнитного поля. Для параметров относительно холодной разреженной плазмы, близких к имеющим место в установках с магнитным удержанием, получено численное решение указанных нелинейных уравнений в условиях воздействия на плазму достаточно сильного миллисекундного импульса. Дан детальный анализ эволюции температур электронов и ионов как во времени, так и по толщине слоя плазмы. Показано, в какой мере нагрев электронов приводит к ухудшению проникновения поля в плазму. Степень влияния неоднородного нагрева на скинирование поля зависит от величины постоянного магнитного поля, изменяющего перенос тепла электронами и ионами. Установлено, что сильное магнитное поле приводит к подавлению “обратного” скин-эффекта [17]. Описано немонотонное влияние магнитного поля на поляризацию поля в плазме. Показано, что с увеличением магнитного поля формируется состояние плазмы с большим отрывом температур электронов и ионов.

2. ПЛОТНОСТЬ ТОКА И ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

Рассмотрим полностью ионизованную плазму в постоянном магнитном поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Примем, что электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, t)$ и градиенты температуры и плотности электронов приводят к малым отклонениям функции распределения электронов $\delta f = \delta f(\mathbf{v}, x, t)$ от максвелловской $f_m = n(2\pi v_T)^{-3} \exp(-v^2/2v_T^2)$; где $v_T = \sqrt{\kappa T/m}$, κ – постоянная Больцмана, m – масса электрона, $n = n(x, t)$ и $T = T(x, t)$ – плотность и температура электронов. Для определения δf воспользуемся кинетическим уравнением вида

$$\frac{1}{2} v(v) \frac{\partial}{\partial v_\alpha} (v^2 \delta_{\alpha\beta} - v_\alpha v_\beta) \frac{\partial}{\partial v_\beta} \delta f - \Omega([\mathbf{v} \times \mathbf{b}]) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \delta f = (\mathbf{d} \cdot \mathbf{v}) f_m. \quad (1)$$

Здесь $v(v)$ – частота столкновений электронов с ионами, $v(v) = 4\pi Z^2 e^4 n \Lambda m^{-2} v^{-3}$, e – заряд электрона, Λ – кулоновский логарифм, $-Ze = e_i$ – заряд иона, $\Omega = eB/mc$ – циклотронная частота, c – скорость света, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B = (0, 0, 1)$ – единичный вектор вдоль магнитного поля,

$$\mathbf{d} = -\frac{e\mathbf{E}}{\kappa T} + \nabla \ln n + \left(\frac{mv^2}{2\kappa T} - \frac{3}{2} \right) \nabla \ln T. \quad (2)$$

В уравнении (1) интеграл столкновений электронов с ионами записан в форме Фоккера–Планка. Слагаемое, содержащее циклотронную частоту, описывает воздействие силы Лоренца на электроны, а правая часть уравнения (1) – итог воздействия электрического поля и пространственных градиентов на функцию распределения Максвелла.

Уравнение (1) записано с учетом нескольких предположений. Помимо малости δf по сравнению с f_m , это уравнение не учитывает слагаемое $\partial \delta f / \partial t$, что заведомо оправдано при $v(v)t \gg 1$. Кроме того, интеграл столкновений в уравнении (1) учитывает только упругие столкновения электронов с ионами. Последнее приближение приводит к небольшим погрешностям $\approx 1/\sqrt{2}Z$ при вычислении электронных потоков (см., например, [18]). В рассматриваемой далее задаче о нелинейном проникновении греющего импульса в плазму использование более сложного интеграла столкновений представляется преждевременным. В этих приближениях решение уравнения для δf имеет вид

$$\delta f = -\frac{1}{v(v)} (\mathbf{b} \cdot \mathbf{v})(\mathbf{b} \cdot \mathbf{d}) f_m + \frac{\Omega}{\Omega^2 + v^2(v)} (\mathbf{v} \cdot [\mathbf{b} \times \mathbf{d}]) f_m + \frac{v(v)}{\Omega^2 + v^2(v)} (\mathbf{v} \cdot [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}]]) f_m. \quad (3)$$

Соотношение (3) позволяет видеть, при каких ограничениях на величину \mathbf{d} выполнено условие $|\delta f| \ll f_m$. Далее, используя (3), найдем плотность тока

$$\mathbf{j} = e \int d\mathbf{v} \mathbf{v} \delta f = \frac{en}{v} v_T^2 \left\{ I(1, 10) [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_0] + I(1, 12) [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_1] + I(0, 7) [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_0]] + I(0, 9) [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_1]] - \frac{32}{\sqrt{2\pi}} \mathbf{b} \cdot (\mathbf{d}_0 + 8\mathbf{d}_1) \right\}. \quad (4)$$

При написании выражения (4) использованы обозначения

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_0 &= -\frac{e\mathbf{E}}{\varkappa T} + \nabla \ln n - \frac{3}{2} \nabla \ln T, \\ \mathbf{d}_1 &= \frac{1}{2} \nabla \ln T, \quad \mathbf{v} \equiv \mathbf{v}(v_T), \end{aligned} \quad (5)$$

а также $I(s, p)$, где s и p – целые числа. Явный вид интегралов $I(s, p)$ зависит от отношения циклотронной частоты к частоте столкновений:

$$I(s, p) = \frac{2}{3\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty du \frac{u^p (\Omega/v)^s}{1 + u^6 (\Omega/v)^2} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right). \quad (6)$$

Аналогичный расчет позволяет представить плотность теплового потока \mathbf{q} в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= \frac{m}{2} \int d\mathbf{v} v v^2 \delta f = \frac{nm}{2v} v_T^4 \left\{ I(1, 12) [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_0] + \right. \\ &+ I(1, 14) [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_1] + I(0, 9) [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_0]] + \\ &\left. + I(0, 11) [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_1]] - \frac{256}{\sqrt{2\pi}} \mathbf{b}(\mathbf{b} \cdot (\mathbf{d}_0 + 10\mathbf{d}_1)) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Соотношения (4)–(7) составляют основу дальнейшего рассмотрения влияния переноса заряда и энергии электронов на нелинейное проникновение греющего импульса в плазму.

3. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦ

Примем, что слой плазмы толщиной L занимает область пространства $0 < x < L$, а постоянное магнитное поле направлено вдоль поверхности слоя по оси Oz . На такой слой воздействует электромагнитный импульс, электрическое поле которого имеет вид $\mathbf{E}_0(x, t) = (0, 0, E_0(x, t))$

$$E_0(x, t) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{x - ct}{ct_p}\right)^{2g}\right], \quad (8)$$

где параметр g характеризует темп включения и выключения импульса, время t_p определяет длительность импульса на полувысоте согласно соотношению $2t_p(\ln 2)^{1/2g}$. Под воздействием такого импульса в плазме возникает электромагнитное поле, неоднородное вдоль оси Ox . Рассмотрим такие условия, в которых время изменения неоднородного поля много больше, чем обратная проводимость плазмы. В этих условиях в уравнениях Максвелла можно пренебречь током смещения. Поскольку поле неоднородно только вдоль оси Ox , $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, t)$, $\mathbf{V} = \mathbf{V}(x, t)$, то $(\nabla \times \mathbf{V})_x = 0$. При этом, с учетом малости тока смещения, из уравнения $\nabla \times \mathbf{V} = (4\pi/c)\mathbf{j}$ приближенно имеем $j_x \simeq 0$. Отсюда и из уравнения непрерывности следует, что изменением плотности можно пренебречь.

Медленным направленным движением ионов пренебрегаем, поскольку $m_i \gg m/Z, m_i$ – масса иона. В этом приближении плотность тока в основном определяется электронами, и из соотношений $j_x \simeq 0$ и (4), (5) находим компоненту электрического поля E_x

$$E_x = \frac{1}{I(0, 7)} \times \left\{ -I(1, 10)E_y + \frac{1}{2} [I(0, 9) - 3I(0, 7)] \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} \varkappa T \right\}. \quad (9)$$

Принимая во внимание соотношение (9) и малость тока смещения из уравнений Максвелла имеем два уравнения для E_y и E_z компонент напряженности электрического поля

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y &= \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(I(0, 7) + \frac{I^2(1, 10)}{I(0, 7)} \right) \frac{E_y}{v} \right] + \\ &+ \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left[I(1, 12) - \frac{I(0, 9)}{I(0, 7)} I(1, 10) \right] \frac{1}{2ev} \frac{\partial}{\partial x} \varkappa T \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z = \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{32}{\sqrt{2\pi}} \frac{E_z}{v} \right], \quad (11)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 n/m)^{1/2}$ – плазменная частота электронов.

В момент включения импульса поле в слое отсутствует. Поэтому начальные условия для уравнений (10), (11) имеют вид

$$E_y(x, t \rightarrow -\infty) = 0, \quad E_z(x, t \rightarrow -\infty) = 0. \quad (12)$$

Граничные условия получаются из условий непрерывности тангенциальных компонент поля на границах слоя. С учетом малости тока смещения граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial}{\partial x} E_y(x, t) \right|_{x=0, L} &= 0, \\ \left. \frac{\partial}{\partial x} E_z(x, t) \right|_{x=0} &= -\frac{2E_0}{c} \frac{d}{dt} \exp\left[-\left(\frac{t}{t_p}\right)^{2g}\right], \\ \left. \frac{\partial}{\partial x} E_z(x, t) \right|_{x=L} &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Согласно уравнениям (10), (11) эволюция компонент поля зависит от того, как изменяется температура электронов. В свою очередь нагрев электронов обусловлен поглощением электрического поля и описывается уравнением

$$\frac{3}{2} n \varkappa \frac{\partial}{\partial t} T + \frac{\partial}{\partial x} q_x = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \frac{3}{2} v_T n \varkappa (T - T_i), \quad (14)$$

где $T_i = T_i(x, t)$, $v_T = (2m/m_i)v_{ei}$ – частота релаксации температуры электронов, $v_{ei} = (\sqrt{2}/3\sqrt{\pi})v$, а q_x и \mathbf{j} даются соотношениями (4)–(7). Принимая во внимание эти соотношения и формулу (9),

позволяющую исключить компоненту поля E_x , представим уравнение (14) в виде

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} n \varkappa \frac{\partial}{\partial t} T + \\ & + \varkappa T \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{en}{2mv} E_y \left[I(1,12) - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] \right\} - \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{n \varkappa T}{4mv} \left[I(0,11) - \frac{I^2(0,9)}{I(0,7)} \right] \frac{\partial}{\partial x} \varkappa T \right\} = \quad (15) \\ & = \frac{32}{\sqrt{2\pi} mv} e^2 n E_z^2 + \frac{e^2 n}{mv} \left[I(0,7) + \frac{I^2(1,10)}{I(0,7)} \right] E_y^2 - \\ & - \frac{3}{2} v_T n \varkappa (T - T_i). \end{aligned}$$

Последнее слагаемое в уравнении (15) определяет плотность энергии, которая передается в единицу времени ионам, что сопровождается их нагревом. При этом эволюция температуры ионов описывается уравнением

$$\frac{3}{2} n_i \varkappa \frac{\partial}{\partial t} T_i + \frac{\partial}{\partial x} q_{ix} = \frac{3}{2} v_T n_i \varkappa (T - T_i). \quad (16)$$

В уравнении (16) для плотности x -компоненты теплового потока ионов используем выражение, полученное в тринадцатимоментам приближении метода Грета [19]:

$$q_{ix} = - \frac{5 n_i \varkappa T_i}{2 m_i} \frac{v_{ii}}{v_{ii}^2 + \Omega_i^2} \frac{\partial}{\partial x} \varkappa T_i, \quad (17)$$

где $\Omega_i = e_i B / m_i c$ – циклотронная частота ионов. $v_{ii} = (16\sqrt{\pi}/15) Z^3 e^4 n \Lambda / \sqrt{m_i} (\varkappa T_i)^{3/2}$ – эффективная частота ион-ионных столкновений. Уравнениям для температур электронов и ионов отвечают начальные условия

$$T(x, t \rightarrow -\infty) = T_i(x, t \rightarrow -\infty) = T_0,$$

и граничные условия, обеспечивающие отсутствие теплового потока на границах слоя:

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\varkappa}{2} \left[I(0,11) - \frac{I^2(0,9)}{I(0,7)} \right] \frac{\partial}{\partial x} T - \right. \\ & \left. - e E_y \left[I(1,12) - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] \right\} \Big|_{x=0,L} = 0, \quad (18) \\ & \frac{\partial T_i}{\partial x} \Big|_{x=0,L} = 0, \end{aligned}$$

где T_0 – температура плазмы до воздействия электромагнитного импульса. Отметим, что граничное условие, содержащее градиент температуры электронов, учитывает влияние E_y -компоненты поля на тепловой поток. Уравнения (10), (11), (15) и (16) позволяют рассмотреть закономерности проникновения греющего электромагнитного импульса в плазму, находящуюся в постоянном магнитном поле.

4. БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

С целью дальнейшего численного решения уравнений для компонент электрического поля и температур частиц введем безразмерные переменные времени и координаты

$$\tau = v_T(0)t, \quad \xi = \frac{8\omega_{Li}}{c\sqrt{3\pi Z}} x, \quad (19)$$

где $\omega_{Li} = \sqrt{4\pi Z n e^2 / m_i}$ – плазменная частота ионов, $v_T(0)$ – частота релаксации температуры до воздействия электромагнитного импульса, т.е. при $t \rightarrow -\infty$. Температуры частиц обезразмерим на температуру T_0 , а компоненты поля отнесем к $E_0 \sqrt{3\pi Z} / 2\omega_{Li} t_p$:

$$u = \frac{T}{T_0}, \quad v = \frac{T_i}{T_0}, \quad \mathcal{E}_{y,z} = \frac{2\omega_{Li} t_p}{E_0 \sqrt{3\pi Z}} E_{y,z}. \quad (20)$$

В новых переменных уравнения (10), (11) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \mathcal{E}_y &= \frac{\sqrt{2\pi}}{32} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \left[I(0,7) + \frac{I^2(1,10)}{I(0,7)} \right] u^{3/2} \mathcal{E}_y \right\} + \\ & + \beta_T \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \left[I(1,12) - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] u^{3/2} \frac{\partial u}{\partial \xi} \right\}, \quad (21) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \mathcal{E}_z = \frac{\partial}{\partial \tau} [u^{3/2} \mathcal{E}_z], \quad (22)$$

где параметр β_T характеризует эффективность генерации \mathcal{E}_y компоненты поля из-за неоднородности температуры электронов,

$$\beta_T = \frac{1}{6\sqrt{2\pi}} \frac{\varkappa T_0}{Z e E_0 c} \omega_{Li}^2 t_p. \quad (23)$$

Интегралы $I(s, p)$ (6) в новых переменных имеют вид

$$I(s, p) = \frac{2}{3\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty dy \frac{y^p b^s u^{3s/2}(\xi, \tau) \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right)}{1 + y^6 b^2 u^3(\xi, \tau)}, \quad (24)$$

где параметр b определяет степень влияния магнитного поля на перенос электронов

$$b = \frac{\sqrt{2}\Omega}{3\sqrt{\pi} v_{ei}(0)}, \quad (25)$$

$v_{ei}(0)$ – частота электрон-ионных столкновений при $t \rightarrow -\infty$. Начальные и граничные условия имеют вид

$$\mathcal{E}_{y,z}(\xi, \tau \rightarrow -\infty) = 0, \quad (26)$$

$$\left. \frac{\partial \mathcal{E}_y(\xi, \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=0, \mathcal{L}} = 0, \quad \left. \frac{\partial \mathcal{E}_z(\xi, \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=\mathcal{L}} = 0, \quad (27)$$

$$\left. \frac{\partial \mathcal{E}_z(\xi, \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \mu(\tau) = g \left(\frac{\tau}{\tau_p} \right)^{2g-1} e^{-(\tau/\tau_p)^{2g}},$$

где $\tau_p = v_T(0)t_p$ и $\mathcal{L} = 8\omega_{Li}L/c\sqrt{3\pi Z}$. В свою очередь, уравнения (15), (16) для температур частиц принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \tau} = & \alpha \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ u^{5/2} \left[I(0,11) - \frac{I^2(0,9)}{I(0,7)} \right] \frac{\partial u}{\partial \xi} \right\} - \\ & - \beta u \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ u^{3/2} \left[I(1,12) - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] \mathcal{E}_y \right\} + \\ & + \gamma u^{3/2} \left\{ \mathcal{E}_z^2 + \frac{\sqrt{2\pi}}{32} \left[I(0,7) + \frac{I^2(1,10)}{I(0,7)} \right] \mathcal{E}_y^2 \right\} - \\ & - \frac{u-v}{u^{3/2}}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = \alpha_i \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{v^{5/2}}{1+b_i^2 v^3} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right] + Z \frac{u-v}{u^{3/2}}. \quad (29)$$

Здесь использованы обозначения $b_i = \Omega_i/v_{ii}(0)$,

$$\begin{aligned} \alpha = \frac{32}{27\pi\sqrt{2\pi}} \frac{\omega_p^2 v_T^2(0)}{c^2 v_{ei}^2(0)}, \quad \beta = \frac{8}{9\sqrt{2\pi}} \frac{eE_0}{\tau_p v_{ei}(0) m c}, \\ \gamma = \frac{8}{3\pi} \frac{1}{\tau_p^2 n \kappa T_0}, \quad \alpha_i = \frac{80 v_T(0) \omega_p^2 v_T^2(0)}{9\pi v_{ii}(0) c^2 v_{ei}^2(0)}, \end{aligned} \quad (30)$$

где $v_T(0)$ и $v_{ii}(0)$ – тепловая скорость электронов и частота ион-ионных столкновений в момент времени $t \rightarrow -\infty$. Параметры α и α_i характеризуют степень влияния переноса тепла электронами и ионами на эволюцию температур электронов и ионов, соответственно. Параметр γ определяет эффективность джоулева нагрева, а параметр β характеризует степень влияния неоднородности температуры электронов и ортогональной магнитному полю компоненты электрического поля на эволюцию температуры электронов.

При этом начальные и граничные условия имеют вид

$$u(\xi, \tau \rightarrow -\infty) = v(\xi, \tau \rightarrow -\infty) = 1, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \left\{ \left[I(0,11) - \frac{I^2(0,9)}{I(0,7)} \right] \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial \xi} - \beta_E \left[I(1,12) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] \mathcal{E}_y(\xi, \tau) \right\} \Big|_{\xi=0, \mathcal{L}} = 0, \quad (32) \\ \left. \frac{\partial v(\xi, \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=0, \mathcal{L}} = 0, \end{aligned}$$

где $\beta_E = (3/32)(E_0 m_i c / e n \kappa T_0 t_p)$.

Далее рассмотрено численное решение уравнений (21), (22) и (28), (29) в следующих условиях. Принято, что на аргоновую плазму с $Z = 1$ и $A = 40$, плотностью электронов $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_0 = 0.3 \text{ эВ}$ воздействует электромагнитный импульс с $t_p = 10^{-3} \text{ с}$, $g = 4$ и $E_0 = 5 \text{ кВ/см}$. В этих условиях основные физические параметры плазмы равны: $v_T(0) = 2.3 \times 10^7 \text{ см/с}$, $\omega_p = 1.8 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\Lambda = 5.6$, $\omega_{Li} = 6.6 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, $v_{ei}(0) = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $v_{ii}(0) = 2.1 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, $v_T(0) = 2.8 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$, $v(0) = (3/2)\sqrt{2\pi} v_{ei}(0) = 3.8 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$, $l = v_T(0)/v(0) = 0.6 \times 10^{-2} \text{ см}$. При этом входящие в уравнения для компоненты поля \mathcal{E}_y и температур коэффициенты α , β , β_E , γ , α_i и β_T равны $\alpha = 2.9 \times 10^{-3}$, $\beta = 3.7 \times 10^{-3}$, $\beta_E = 1.3$, $\gamma = 6.2 \times 10^{-2}$, $\beta_T = 6.0 \times 10^{-2}$, $\alpha_i = 7.2 \times 10^{-4}$. Расчеты проводились для нескольких значений магнитного поля $B = 5, 25, 100, 1000 \text{ Гс}$. По мере увеличения напряженности магнитного поля возрастает отношение циклотронной частоты к частоте столкновений. Для электронов параметр b (25), от которого зависит величина интегралов $I(s, p)$ (24), принимает значения $b = \Omega/v(0) = 2.4 \times 10^{-2}$; 1.2×10^{-1} ; 4.8×10^{-1} ; 4.8 . То есть по мере увеличения B уже до воздействия импульса циклотронная частота становилась больше частоты электрон-ионных столкновений. Аналогичный параметр для ионов b_i (29) изменяется в интервале $b_i = 5.9 \times 10^{-4}$; 2.9×10^{-3} ; 1.2×10^{-2} ; 1.2×10^{-1} . Отметим, что в расчетах время τ_p было большим $\tau_p = 28$. В этих условиях в полной мере проявлялось влияние нагрева частиц на проникновение поля.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Для большей наглядности представления влияния нагрева плазмы на проникновение поля сначала приведем поле в плазме в предположении, что температура постоянна. На рис. 1 приведен график функции $\mathcal{E}_z(\xi, \tau)$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_z(\xi, \tau) = \\ = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\tau} d\bar{\tau} \frac{\mu(\bar{\tau})}{\sqrt{\tau - \bar{\tau}}} \exp \left[-\frac{(\xi + 2n\mathcal{L})^2}{4(\tau - \bar{\tau})} \right], \end{aligned} \quad (33)$$

являющейся решением уравнения (22) при $u(\xi, \tau) = 1$. Помимо $\mathcal{E}_z(\xi, \tau)$ на рис. 1 представлена и функция $\mu(\tau)$, которая порождает поле в плазме. На рис. 1 приведены кривые $\mathcal{E}_z(\xi, \tau)$ при $\xi = 0$, 1.5, 3. На границе $\xi = 0$ поле $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ достигает максимума вблизи минимума функции $\mu(\tau)$. Далее поле $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ монотонно убывает до минимума

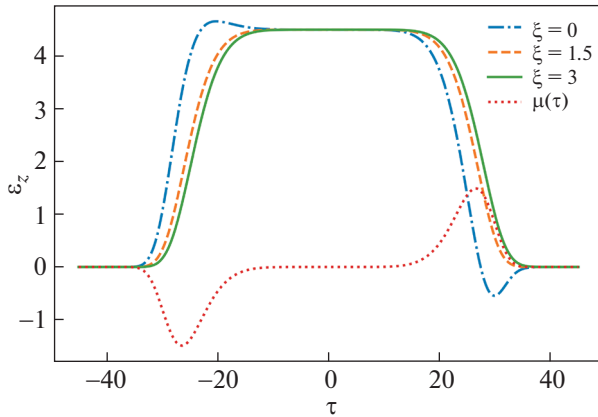


Рис. 1. Зависимость от времени поля на границах слоя и в середине слоя плазмы в отсутствие нагрева электронов. Пунктирная кривая отвечает функции $\mu(\tau)$.

в окрестности максимума $\mu(\tau)$, а потом монотонно возрастает. Наиболее сильное изменение $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ происходит на стадиях включения и выключения электромагнитного импульса. Строго говоря, импульс включается бесконечно далеко от слоя плазмы при $\tau \rightarrow -\infty$. Однако, благодаря резкому нарастанию поля импульса эффективное воздействие поля на поверхности плазмы начинается при τ , близких к -27 , а заканчивается при τ , близких к 27 . Поэтому безразмерное время, близкое к моменту -27 , отвечает “включению” или началу воздействия импульса, а время, близкое к моменту 27 , отвечает “выключению” воздействия на освещенную поверхность слоя плазмы. Благодаря резкому включению импульса, результаты вычисления отличаются ничтожно при достаточном удалении в прошлое от момента времени -27 . В свою очередь, после выключения импульса, т.е. на достаточном удалении в будущее от момента 27 , эволюция поля протекает в соответствии с исходными уравнениями для поля и температур. В глубине слоя и на дальней границе поле сначала возрастает, достигает плато, которое сохраняется в течение воздействия импульса, а затем быстро убывает (см. кривые отвечающие $\xi = 1.5, 3$). Поскольку на стадии выключения импульса поле $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ принимает отрицательные значения, а в глубине слоя при $\xi = 1.5$ и $\xi = 3$ имеет значения, близкие к нулю (см. рис. 1), то реализуется “обратный” скин-эффект [17], сущность которого заключается в том, что на стадии выключения импульса поле $\mathcal{E}_z(\xi, \tau)$ возрастает по мере удаления от границы $\xi = 0$.

Влияние нагрева электронов на проникновение поля представлено на рис. 2. При $\xi = 0$ нагрев электронов приводит к уменьшению абсолютной величины $\mathcal{E}_z(0, \tau)$. Степень уменьшения зависит

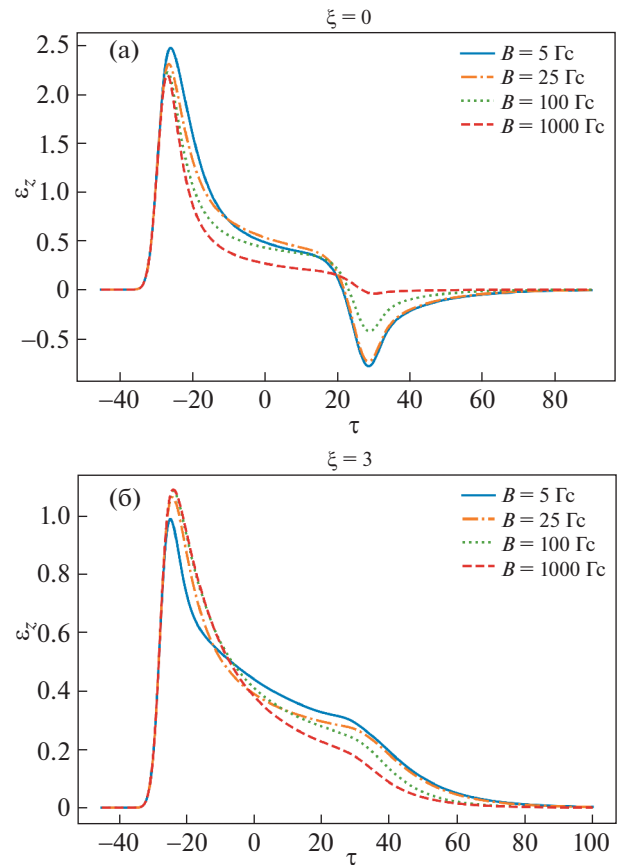


Рис. 2. Эволюция во времени $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ — компоненты поля на передней поверхности слоя плазмы (а); на задней поверхности слоя плазмы (б).

от величины постоянного магнитного поля. Чем сильнее магнитное поле, тем слабее перенос тепла поперек слоя и выше температура электронов в окрестности $\xi = 0$. При высокой температуре проводимость плазмы больше и поле проникает в слой хуже. Тенденция уменьшения $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ с ростом напряженности магнитного поля видна на рис. 2а. Особенно сильно нагрев электронов влияет на “обратный” скин-эффект, который проявляется на стадии выключения импульса. Так как магнитное поле приводит к уменьшению теплового потока, то в сильном магнитном поле температура электронов около поверхности $\xi = 0$ особенно велика и поле на стадии выключения импульса плохо проникает в глубь слоя. Вследствие этого, как видно из рис. 2б при $\xi = 3$, т.е. на задней стороне слоя, смены знака поля вообще нет.

Эти закономерности хорошо видны на рис. 3, на которых представлено поле \mathcal{E}_z в моменты времени $\tau = -27$ и $\tau = 27$. При включении импульса поле $\mathcal{E}_z(\xi, -27)$ монотонно убывает с увеличением ξ . Увеличение магнитного поля сопровождается (см. рис. 3а) относительным уменьше-

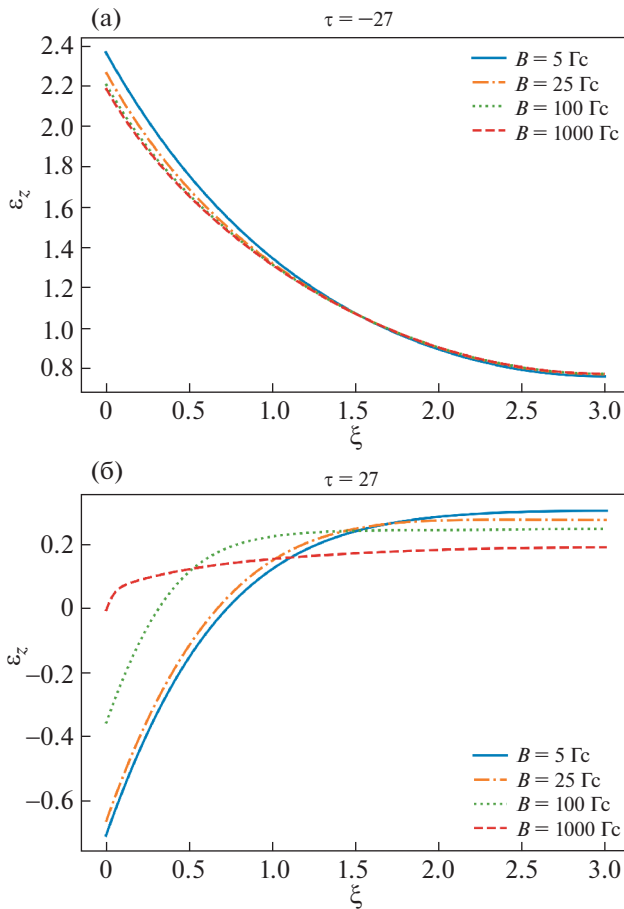


Рис. 3. Изменение по толщине слоя компоненты поля $\mathcal{E}_z(\xi, -27)$ на стадии включения импульса (а); на стадии выключения импульса (б).

нием $\mathcal{E}_z(\xi, -27)$ при малых ξ , и, наоборот, увеличением при больших ξ . На рис. 3б показано насколько сильно магнитное поле влияет на “обратный” скин-эффект. Согласно рис. 3б, чем сильнее магнитное поле, тем слабее выражен “обратный” скин-эффект. Такие изменения в структуре поля \mathcal{E}_z связаны с эволюцией температуры электронов. Зависимости безразмерной температуры электронов $u(\xi, \tau)$ представлены на рис. 4. На рис. 4а приведен график $u(\xi, -27)$ на стадии включения импульса. Из рис. 4а видно, что увеличение магнитного поля сопровождается увеличением $u(\xi, -27)$ при малых ξ и уменьшением $u(\xi, -27)$ при больших ξ . На стадии выключения импульса при τ' поведение $u(\xi, 27)$ аналогично, только абсолютные значения температуры выше. Последнее видно из рис. 4б, где представлен график функции $u(0, \tau)$. Замедление убывания $u(0, \tau)$ при $\tau \sim 27$ обусловлено нагревом электронов в условиях “обратного” скин-эффекта, когда реализуется максимум отрицательных значений $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ (см.

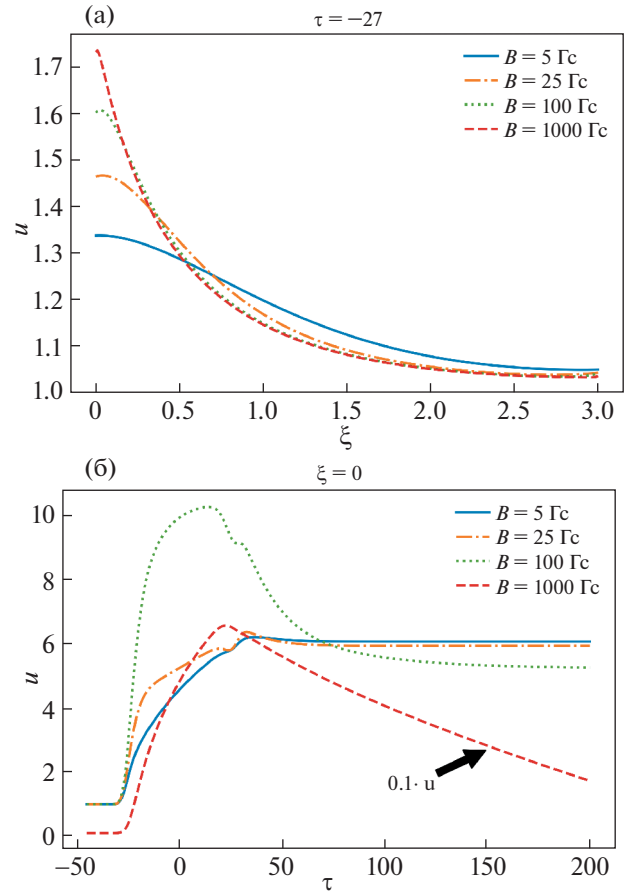


Рис. 4. Изменение температуры электронов $u(\xi, -27)$ по толщине слоя на стадии включения импульса (а); эволюция во времени температуры электронов $u(0, \tau)$ на передней поверхности слоя плазмы (б).

рис. 2а). Одновременно с нагревом электронов происходит нагрев ионов.

На рис. 5 приведены графики безразмерной температуры ионов. На рис. 5а приведена функция $v(\xi, -27)$, а на рис. 5б — $v(0, \tau)$. Увеличение температуры ионов меньше, чем температуры электронов. Однако в не очень сильном магнитном поле, из-за относительно большой теплопроводности электронов и достаточно быстрой передачи энергии ионам температуры электронов и ионов отличаются не сильно (см. рис. 4 и 5). Если же магнитное поле очень сильное, то из-за подавления теплопроводности электронов при малых ξ возникает большой отрыв температур электронов и ионов. В сильно неизотермической плазме под воздействием поля \mathcal{E}_z может развиваться ионно-звуковая неустойчивость. Это может быть причиной изменения как нагрева электронов и ионов, так и переноса тепла. Поэтому расчет в сильном магнитном поле (в обсуждаемых условиях при $B = 10^3$ Гс), строго говоря, требует дополнитель-

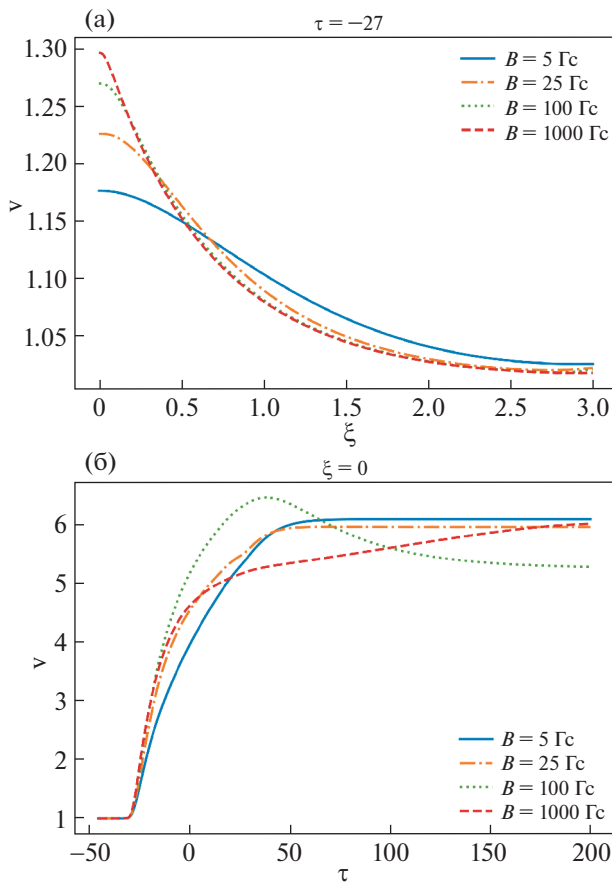


Рис. 5. Изменение температуры ионов $v(\xi, -27)$ по толщине слоя на стадии включения импульса (а); эволюция во времени температуры ионов $v(0, \tau)$ на передней поверхности слоя плазмы (б).

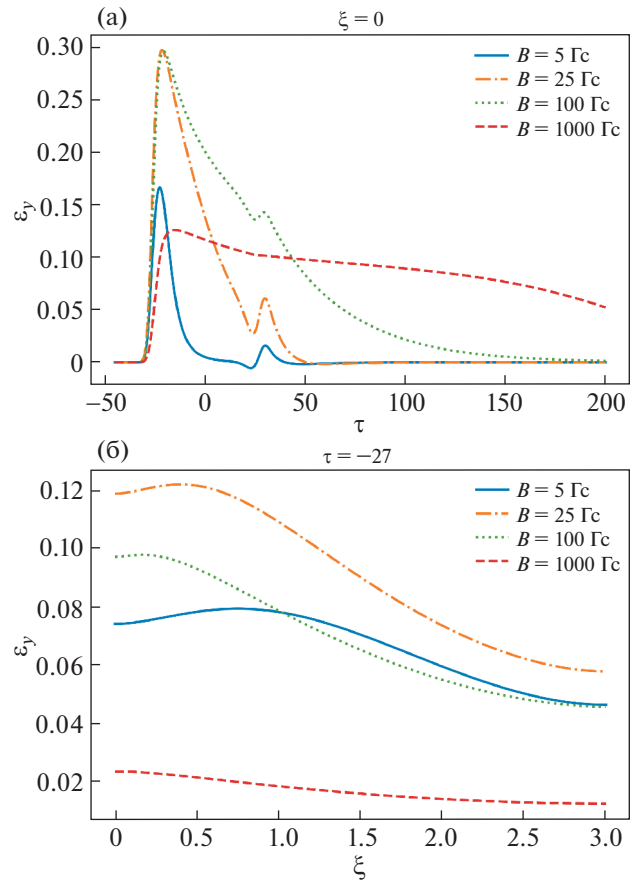


Рис. 6. Эволюция во времени $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ — компоненты поля на передней поверхности слоя плазмы (а); изменение по толщине слоя $\mathcal{E}_y(\xi, -27)$ — компоненты поля на стадии включения импульса (б).

ного анализа, связанного с выходом за рамки применимости используемых уравнений. Отметим, что, как видно из рис. 5б, в отличие от температуры электронов, температура ионов $v(0, \tau)$ в сильном магнитном поле сравнима с ее величинами в более слабых магнитных полях. Отсутствие очень сильного нагрева ионов обусловлено относительно большой теплопроводностью ионов, которая не сильно подавлена магнитным полем. Как уже отмечалось, неоднородный нагрев электронов поперек магнитного поля приводит к току электронов в направлении, ортогональном как магнитному полю, так и градиенту температуры. Вследствие этого возникает \mathcal{E}_y компонента электрического поля. На рис. 6 приведены графики $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ и $\mathcal{E}_y(\xi, -27)$ соответственно. Максимальные значения $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ примерно на порядок меньше, чем $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ (см. рис. 2а) и достигаются на стадии включения импульса, когда максимальны градиенты температуры электронов. В слабом магнитном поле максимум

$\mathcal{E}_y(0, \tau)$ возрастает пропорционально B_0 . Напротив, в сильном магнитном поле, когда циклотронная частота электронов превосходит их эффективную частоту столкновений, максимум $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ убывает с ростом B_0 . Такая тенденция видна на рис. 6а. После достижения максимума функция $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ убывает. Монотонное убывание нарушается на стадии выключения импульса (см. рис. 6а), когда из-за “обратного” скин-эффекта происходит относительно резкое изменение нагрева электронов, которое сопровождается изменением градиента их температуры. Описанное выше немонотонное изменение \mathcal{E}_y с ростом магнитного поля наглядно иллюстрирует рис. 6б, на котором приведена функция $\mathcal{E}_y(\xi, -27)$ на стадии включения импульса. Поскольку компонента \mathcal{E}_y непрерывна на поверхности плазмы, то ее измерение в вакууме позволяет извлечь информацию о переносе тепла в глубь плазмы. В отличие от воздействующего импульса, отраженный им-

пульс содержит две компоненты электрического поля \mathcal{E}_z и \mathcal{E}_y , то есть имеет иную поляризацию.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше, используя сравнительно простые представления о проводимости плазмы, теплопроводности электронов и ионов, обмене энергией между электронами и ионами, приведен анализ влияния нагрева плазмы на нелинейное проникновение греющего импульса в плазму, находящуюся в постоянном магнитном поле. Показано, как по мере увеличения напряженности магнитного поля изменяются закономерности проникновения поля в плазму. Установлено, что в сильном магнитном поле явление “обратного” скин-эффекта в значительной степени подавлено. Продемонстрировано, как неоднородный нагрев электронов поперек магнитного поля приводит к генерации компоненты электрического поля, ортогональной, как магнитному полю, так и градиенту температуры электронов. Вследствие этого изменяется поляризация поля. Анализ поведения поля и температур частиц дан в условиях, когда можно не привлекать представления об аномальном переносе заряда и тепла и турбулентном нагреве плазмы. Такой анализ может быть полезен для интерпретации и планирования экспериментов по дополнительному импульсному нагреву плазмы в магнитных ловушках типа ТУМАН-3. Кроме того, проведенное исследование позволяет видеть путь перехода к импульсному нагреву плазмы в менее теоретически изученных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Виноградов Н.И., Извозчиков А.Б., Шаховец К.Г.* // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 1177. 1987.
2. *Vinogradov N.I., Izvozchikov A.B., Silin V.P., Uryupin S.A., Shakhovets K.G., Askinasi L.G., Afanasiev V.I., Goncharov S.G., Komarova N.I., Korotkov A.A., Koscov Yu.A., Its E.R., Razdobarin G.T., Rozhdestvenskij V.V., Timofeeva N.A., Khalilov M.A., Khudoleev A.V., Chernyshev F.V., Yaroshevich S.P.* // ECA: 15th Europ. Conf. Contr. Fus. and Plasma Heating. Contr. Papers. Part I. 1988. P. 71.
3. *Брейзман Б.Н., Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. С. 1817.
4. *Sizonenko V.L., Stepanov K.N.* // Nuclear Fusion. 1970. V. 10. № 2. P. 155.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/10/2/008>
5. *Hirose A., Kawabe T., Skarsgard H.M.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1432.
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.29.1432>
6. *Hirose A., Piekaar H.W., Skarsgard H.M.* // Nuclear Fusion. 1976. V. 16. P. 963.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/16/6/008>
7. *Силин В.П.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 300.
<https://doi.org/10.1134/s1063780x11030159>
8. *Bychenkov V.Yu., Frank P., Himmel G., Hirsch S., Schliiter H.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 169. P. 77.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(92\)90809-Z](https://doi.org/10.1016/0375-9601(92)90809-Z)
9. *Быченков В.Ю., Новиков В.Н.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 513.
10. *Adlam J.H., Holmes L.S.* // Nuclear Fusion. 1963. V. 3. P. 62.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/3/2/002>
11. *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 29.
12. *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. С. 59.
13. *Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 1118.
14. *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 837.
15. *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. С. 847.
16. *Ovchinnikov K.N., Uryupin S.A.* // Contributions Plasma Phys. 2019. V. 59. P. e201800119(1-7).
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201800119>
17. *Haines M.G.* // Proc. Phys. Soc. London. 1959. V. 74. P. 576.
18. *Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183.
19. *Силин В.П.* Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ ПО УШИРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМАРНОГО ГЕЛИЯ HE I 447.1 НМ И 492.2 НМ С ЗАПРЕЩЕННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

© 2022 г. Н. П. Кирий^{a, *}, А. Г. Франк^{a, **}, А. Р. Мингалеев^b,
Т. Б. Мавлюдов^b, К. В. Шпаков^b, И. С. Байдин^b

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

^b Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

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

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

Поступила в редакцию 06.07.2022 г.

После доработки 01.09.2022 г.

Принята к публикации 05.09.2022 г.

Представлены результаты измерения плотности плазмы в тех областях токового слоя, где преимущественно локализованы атомы гелия. Измерения проводились на основе анализа профилей спектральных линий нейтрального гелия 447 и 492 нм с использованием нового метода – определения полуширины на полувысоте красного крыла линии. Этот метод имеет ряд преимуществ по сравнению с классическими методами в условиях большого динамического диапазона изменения плотности плазмы и помех от спектральных линий примесей. Применение данного метода позволило впервые определить концентрацию электронов в различных областях токового слоя, а также при различных конфигурациях магнитного поля и величинах начального давления гелия, при которых происходит формирование токового слоя. Полученные результаты качественно согласуются с измерениями концентрации электронов на основе анализа профилей спектральных линий иона гелия, но несколько отличаются от них количественно, что обусловлено локализацией ионов и атомов гелия в разных областях токового слоя.

Ключевые слова: токовый слой, плотность электронов, спектроскопия, разрешенные и запрещенные спектральные линии нейтрального гелия

DOI: 10.31857/S0367292122601102

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования параметров плазмы, сосредоточенной в токовых слоях, имеет важное значение для понимания и интерпретации магнитоплазменных процессов, лежащих в основе явлений вспышечного типа, т.е. процессов первоначального накопления магнитной энергии и её последующей трансформации в энергию плазмы и ускоренных частиц, включая процессы, происходящие на Солнце [1–4]. При этом неоспоримое преимущество имеют бесконтактные методы, не вносящие дополнительных возмущений в изучаемый объект, в том числе методы интерферометрии и эмиссионной спектроскопии [5]. Так, получение двумерных распределений концентрации электронов на основе метода голографической интерферометрии позволило обнаружить целый ряд новых явлений в плазме токовых слоев. Это сжатие плазмы и образование плазменного слоя (наряду с формированием токового слоя), влияние продольной компоненты магнитного

поля на степень сжатия плазмы, проявления двухжидкостных свойств плазмы, обусловленных возбуждением токов Холла [5–13].

Разнообразные методы эмиссионной спектроскопии дают возможность исследовать как температуры электронов, ионов и скорости направленных движений плазмы, так и плотность плазмы в различных пространственных областях и/или напряженности аномальных электрических полей [14–27]. В этом контексте отметим регистрацию [28–30] резкого увеличения температур ионов и электронов непосредственно перед началом импульсной фазы магнитного пересоединения, что свидетельствовало о “тепловом триггере” этого явления. Следует отметить также обнаружение аномальных электрических полей в “горячей фазе” токового слоя с помощью этих методов [28–32].

Одним из традиционно используемых методов измерения плотности плазмы в диапазоне 10^{15} – 10^{17} см⁻³ является метод, основанный на реги-

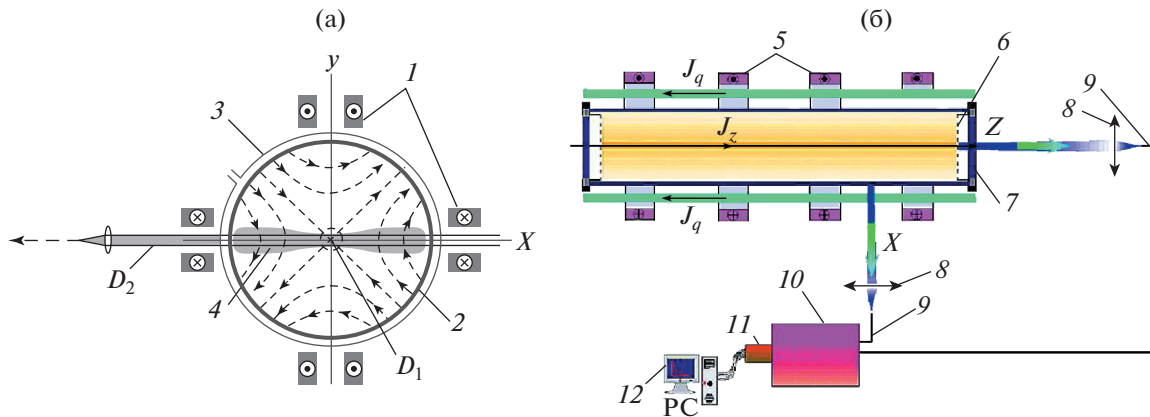


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ТС-3D (ИОФ РАН) и спектральных измерений: поперечное сечение (а), вид сбоку (б). 1 – система прямых проводников для создания 2D магнитного поля с особой линией X типа; 2 – вакуумная камера; 3 – витки θ -разряда; 4 – токовый слой; 5 – катушки для возбуждения продольного магнитного поля B_z ; 6 – сетчатые электроды; 7 – кварцевые окна; 8 – кварцевые линзы; 9 – кварцевые световоды; 10 – монохроматор МДР-3; 11 – цифровая камера Nanogate-1UF; 12 – персональный компьютер; D_1, D_2 – области плазмы токового слоя, из которых принималось излучение в Z- и X-каналах.

страции близко расположенных спектральных линий, одна из которых является дипольно-разрешенной, а другая, – дипольно-запрещенной. Информацию о напряженности межчастичных электрических полей и плотности плазмы в этом случае можно извлечь как из отношений интенсивностей дипольно-запрещенных и дипольно-разрешенных линий, так и из уширения и сдвига этих линий. При этом особенно популярными являются наиболее чувствительные дипольно-разрешенные линии атомов гелия: He I 447.1 нм, переход (4^3D-2^3P), He I 492.2 нм, переход (4^1D-2^1P) и соответствующие дипольно-запрещенные линии: He I 447.0 нм, переход (4^3F-2^3P) и He I 492.0 нм, переход (4^1F-2^1P).

В данной работе для диагностики плазмы токового слоя был впервые использован новый способ определения плотности плазмы, не требующий разложения контура спектральной линии на сумму разрешенной и запрещенной компонент. Показано, что этот способ имеет значительные преимущества по сравнению с классическими методами

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 приведены схематические изображения установки ТС-3D [4, 5, 16, 33, 34] (а – вид с торца, б – вид сбоку) и оптической схемы измерений [5, 24]. Токовые слои формировались в квазистационарных магнитных полях с особой линией X-типа на оси OZ (см. рис. 1а):

$$\mathbf{B} = \{B_x^0; B_y^0; B_z^0\} = \{hy; hx; B_z^0\}. \quad (1)$$

В данных экспериментах градиент поперечного магнитного поля в плоскости (x, y) составлял $h = 0.5$ кГс/см. Продольное магнитное поле B_z^0 имело одно из двух значений: либо $B_z^0 = 0$, и магнитная конфигурация (1) была двумерной (2D), либо $B_z^0 = 2.9$ кГс, так что магнитная конфигурация (1) становилась трехмерной (3D).

X-линия магнитного поля (1) совмещалась с осью вакуумной камеры диаметром $2R_c = 18$ см и длиной 100 см. Предварительно откачанная до 10^{-6} Торр камера заполнялась гелием, $p_0 = 100$ мТорр и 320 мТорр. Начальная плазма создавалась с помощью тета-разряда с предварительной ионизацией. Затем, с помощью электрического поля, приложенного вдоль оси OZ, в плазме возбуждался электрический ток J_z . Ток инициировал 2D-течения плазмы, которые приводили к сжатию плазмы и формированию токового слоя. Полупериод тока составлял $T/2 \approx 6$ мкс, максимальное значение тока равнялось 45 кА.

При проведении спектральных измерений использовалась двухканальная схема, представленная на рис. 1б, которая позволяла одновременно регистрировать излучение плазмы, поступавшее как с торца установки, в Z-направлении, так и вдоль поверхности слоя, в X-направлении. В Z-канале излучение плазмы собиралось из центральной квазицилиндрической области протяженностью 60 см вдоль направления тока в слое (ось OZ), что позволило повысить чувствительность спектральных измерений. В Z-канале на основе уширений спектральных линий нейтрального гелия He I 447.1 нм и He I 492.2 нм определя-

лась плотность электронов в центральной области токового слоя в разные моменты времени, см. ниже. В X -канале излучение плазмы собиралось из области длиной 18 см вдоль ширины слоя (ось OX), и из уширений линий гелия He I определялась эволюция во времени интегральной вдоль оси X плотности электронов в разных режимах формирования токового слоя.

В каждом из каналов ахроматический объектив отображал выделенную часть токового слоя на торец кварцевого световода, который располагался практически в фокусе объектива. Диаметры световодов – 0.36 мм и 1 мм (в Z - и X -каналах, соответственно), длины ~ 10 м. Поперечное уменьшение оптической системы составляло от 35 до 25, а продольное – соответственно от 1200 до 600 для Z - и X -каналов, соответственно. В поперечном направлении пространственное разрешение Z -канала составляло около 1–1.5 см, а X -канала – 2.5 см. Далее излучение передавалось с помощью световодов на входную щель монохроматора МДР-3 с фокусным расстоянием 600 мм, дифракционной решеткой 1200 шт/мм и обратной линейной дисперсией 1.3 нм/мм. Световоды располагались вдоль высоты щели монохроматора вблизи ее центра, а на выходной щели монохроматора излучение, разложенное в спектр, регистрировалось с помощью цифровой электронно-оптической камеры Nanogate-1UF с усилителем яркости на основе МКП и ПЗС-матрицей в качестве приемника излучения [35]. Камера позволяла записывать профили спектральных линий в одном импульсе работы установки в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра с временным разрешением от 100 нс до 5 мкс. Временное разрешение камеры определяется длительностью строб импульса питания камеры. Выбор длительности строб импульса, в свою очередь, определяется яркостью регистрируемых спектральных линий и чувствительностью камеры в измеряемом диапазоне спектра и задается программой, управляющей работой камеры. В описываемых экспериментах длительность строб импульса составляла 0.8 мкс, в пределах этого временного интервала спектральные данные усреднялись.

3. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Одним из традиционно используемых методов измерения плотности плазмы в диапазоне 10^{15} – 10^{17} см $^{-3}$ является метод, основанный на регистрации близко расположенных спектральных линий, одна из которых является дипольно-разрешенной, а другая – дипольно-запрещенной. В данной работе для диагностики плазмы токового слоя были выбраны наиболее чувствительные дипольно-разрешенные линии атомов гелия: He I 447.1 нм, переход (4^3D-2^3P), He I 492.2 нм, пере-

ход (4^1D-2^1P) и соответствующие дипольно-запрещенные линии: He I 447.0 нм, переход (4^3F-2^3P) и He I 492.0 нм, переход (4^1F-2^1P).

При плотности плазмы в диапазоне 10^{15} – 10^{17} см $^{-3}$ обе спектральные линии гелия: He I 447.1 нм и He I 492.2 нм состоят из основной компоненты – разрешенной линии и сателлита – запрещенной линии. По мере роста плотности увеличивается амплитуда сателлитов. Кроме того происходит сдвиг и уширение обеих компонент линий. Информацию о напряженности межчастичных электрических полей и плотности плазмы в этом случае можно извлечь из уширений этих линий, отношений интенсивностей и сдвигов дипольно-запрещенных и дипольно-разрешенных линий.

Наиболее подробные теоретические расчеты профилей линий He I 447.1 нм и He I 492.2 нм при плотностях плазмы $N_e = 10^{14}$, 10^{15} , 10^{16} и 10^{17} см $^{-3}$ были выполнены в работе [36]. Расчеты проводились при температуре атомов гелия до 40000 К (~ 4 эВ) с учетом доплеровского уширения. В наших экспериментах температура атомов гелия составляла 20 эВ, что соответствует доплеровскому уширению менее 0.1 нм, при этом штарковское уширение линий было в несколько раз больше. Таким образом, при плотности плазмы 10^{16} – 10^{17} см $^{-3}$, характерной для описываемых экспериментов, влияние теплового уширения было незначительно.

Профили спектральной линии He I 447.1 нм, полученные на основании теоретических расчетов [36] при различных концентрациях плазмы, представлены на рис. 2. Профили нормированы на единицу полной интенсивности. Для сравнения с экспериментальными данными эти профили аппроксимировались суммой двух лоренцовских контуров, рис. 3. При этом можно выделить следующие шесть параметров, которые в принципе могут быть использованы для определения концентрации плазмы:

WP – ширина на полувысоте основной компоненты.

CP – сдвиг максимума основной компоненты относительно “невозмущенного” положения линии при малой плотности плазмы: $CP = \lambda_p - \lambda_0$, где $\lambda_0 = 447.148$ нм.

AP – амплитуда основной компоненты.

WF – ширина на полувысоте запрещенной компоненты.

CF – сдвиг максимума запрещенной компоненты: $CF = \lambda_F - \lambda_0$, $\lambda_0 = 447.148$ нм.

AF – амплитуда запрещенной компоненты.

Аппроксимация теоретических профилей линии He I 447.1 нм функциями Лоренца может быть выполнена лишь приблизительно. Поэтому

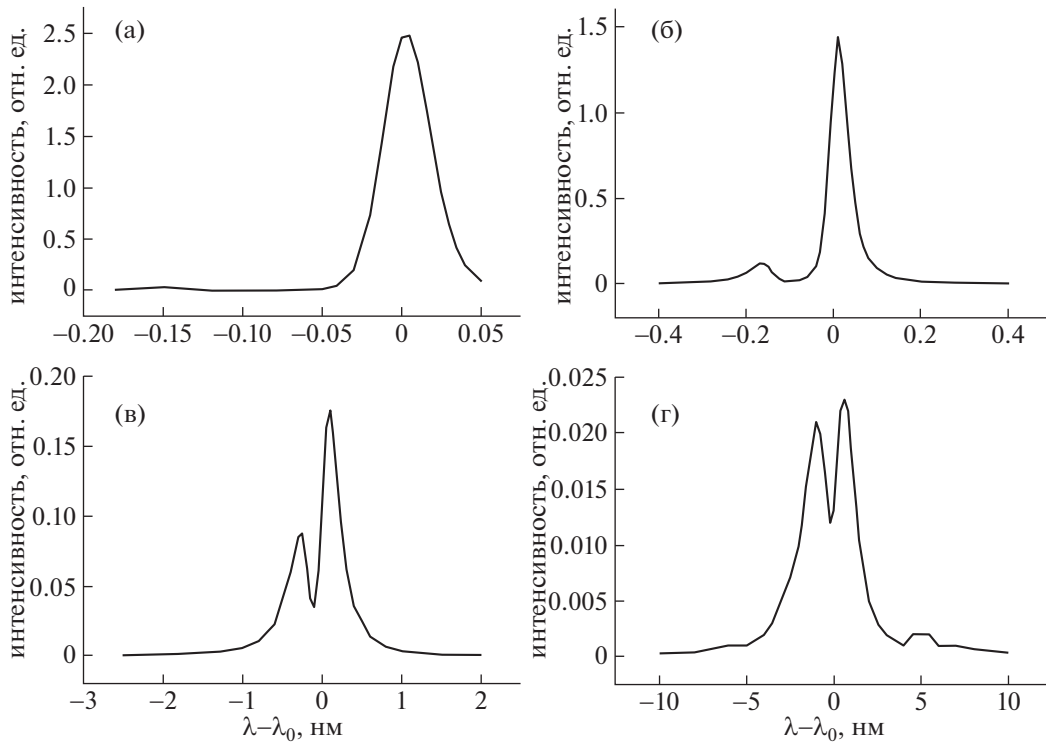


Рис. 2. Теоретически рассчитанные профили спектральной линии He I 447.1 нм при разных плотностях плазмы: а) — $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; б) — $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; в) — $N_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; г) — $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Профили нормированы на единицу полной интенсивности [36].

при расчете плотности плазмы по измеренным параметрам функций Лоренца в результате кроме ошибок измерения вносится также ошибка аппроксимации.

При обработке экспериментальных данных возникают дополнительные трудности, связанные с присутствием спектральных линий примесей. Это главным образом линии ионов кислорода: O II 446.54 нм, O II 446.63 нм, O II 446.79 нм, O II 446.93 нм, попадающего в разряд при взаимодействии плазмы со стенками вакуумной камеры (рис. 4). Кроме того, в спектре присутствует также узкая линия “холодного” гелия He I 447.1 нм, связанная с излучением атомов гелия, находящихся на периферии разряда, у стенок вакуумной камеры, ось X. Состав и интенсивность этих линий в течение разряда остаются почти постоянными. В момент максимального сжатия плазмы в слой в середине разряда (в Z-канале) их присутствие мешает измерениям только в самом центре спектра, около 447.148 нм ($\Delta\lambda = 0$), (рис. 3). Однако на начальной и поздней стадии эволюции токового слоя при малой плотности плазмы интенсивность линий примесей и “холодной” линии гелия становится соизмеримой с интенсивностью исследуемой линии и сильно осложняет измерения.

Чтобы оценить влияние всех экспериментальных обстоятельств и выбрать лучшую методику, обработка экспериментальных данных была проведена в отдельности для каждого из параметров, характеризующих уширение и сдвиг разрешенной и запрещенной компонент линии. Наибольшие трудности при обработке сильно зашумленных данных связаны с выделением из наблюдаемого контура разрешенных и запрещенных компонент.

Этих трудностей удастся избежать, если использовать предложенный Г.С. Вороновым новый параметр — полуширину на полувысоте красного крыла линии He I 447.1 нм или RH (Red Half), который может быть экспериментально определен непосредственно из полного контура без аппроксимации функциями Лоренца [37]. Делается это следующим образом. Сначала на экспериментально полученном спектре определяется исходное (табличное) положение линии He I 447.1 нм, которое отмечено на рис. 3 вертикальной пунктирной линией. Это реализуется в процессе калибровки спектрального прибора — монохроматора. Для калибровки можно использовать также узкую линию “холодного” гелия He I 447.1 нм, излучаемую атомами гелия, находящимися на периферии разряда. Затем измеряется

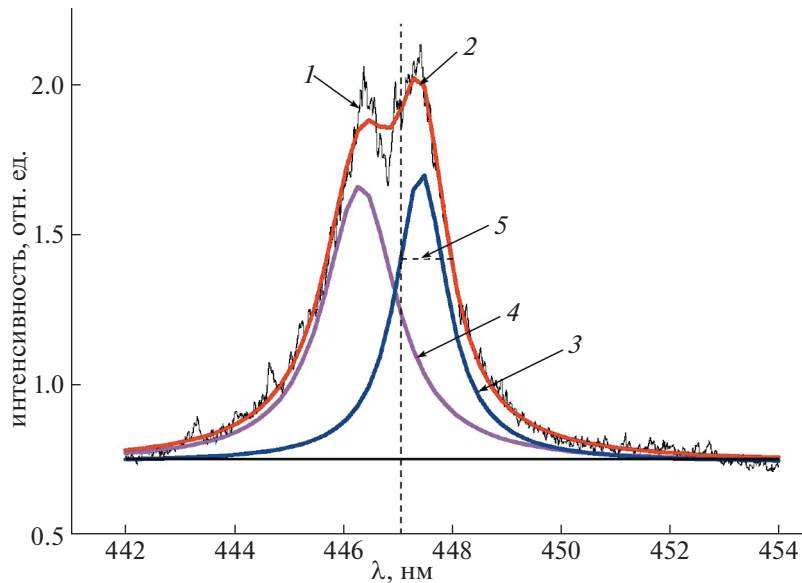


Рис. 3. Аппроксимация экспериментально измеренного контура спектральной линии He I 447.1 нм (при $t \approx 4$ мкс) суммой функций Лоренца: 1 – экспериментальный профиль, 2 – сглаженный экспериментальный профиль, 3 – разрешенная компонента, 4 – запрещенная компонента, 5 – полуширина на полувывсоте красного крыла линии He I 447.1 нм (RH). Экспериментальные условия: $p \approx 320$ мТорр, $J_Z \approx 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_Z = 0$.

полуширина красного крыла линии – RH (ширина красного крыла линии He I 447.1 нм на уровне 0.5 от максимальной его интенсивности), которая отсчитывается от исходного положения линии в сторону увеличения длины волны (показана на рис. 3 горизонтальной пунктирной линией). Связь параметра RH с концентрацией электронов будет подробно обсуждаться ниже.

В табл. 1 приведены параметры профилей линии He I 447.1 нм, рассчитанные при разных плотностях плазмы: $N_e = 10^{15}, 10^{16}$ и 10^{17} см⁻³ и температуре 40000 К [36]. В последнем столбце табл. 1 приведены значения полуширины на полувывсоте красного крыла линии He I (RH). Заметим, что линия He I 447.1 нм – одна из самых сильных и хорошо изолированных гелиевых линий [39, 40], эту линию мы использовали в измерениях чаще, чем линию He I 492.2 нм. При плотности плазмы $N_e = 10^{14}$ см⁻³ профиль линии He I 447.1 нм в основном определяется доплеровским уширением и, соответственно, лучше аппроксимируется гауссовой функцией. В описываемых экспериментах плотность плазмы была заведомо выше, чем 10^{15} см⁻³, поэтому в табл. 1 данные для плотности $N_e = 10^{14}$ см⁻³ не включены.

Как видно из рис. 2 и табл. 1 по мере увеличения плотности плазмы сдвиг и ширина обеих компонент быстро возрастают. Каждый из этих эффектов можно использовать для определения плотности плазмы N_e . Амплитудные характеристики профилей разрешенной и запрещенной ли-

нии He I 447.1 нм мы практически не использовали, поскольку с ними были связаны большие ошибки в определении N_e .

При формировании и распаде слоя плотность плазмы изменяется почти на 2 порядка. Поэтому для представления результатов измерений удобнее логарифмический масштаб. Функциональ-

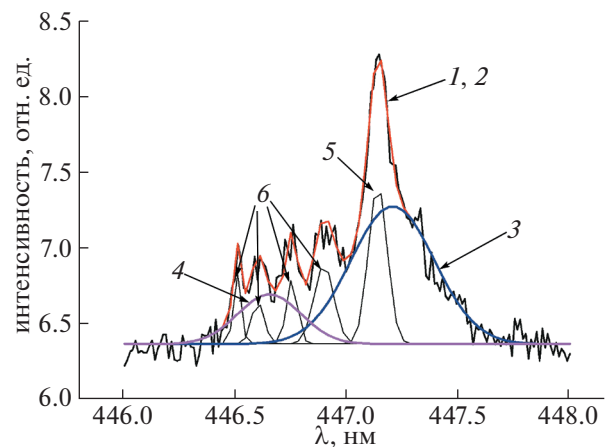


Рис. 4. Выделение разрешенной и запрещенной компонент спектральной линии He I 447.1 нм в присутствии линий примесей – ионов кислорода: 1, 2 – экспериментальный и сглаженный спектр в окрестности линии He I 447.1 нм, 3 – разрешенная компонента; 4 – запрещенная компонента, 5 – линия “холодного” гелия He I 447.1 нм, 6 – линии примесей: O II 446.54 нм, O II 446.63 нм, O II 446.79 нм, O II 446.93 нм.

Таблица 1. Параметры профилей линии He I 447.1 нм при разных плотностях плазмы: $N_e = 10^{15}, 10^{16}$ и 10^{17} см⁻³ [36]

Log N_e	CP, 10 ⁻¹ нм	WP, 10 ⁻¹ нм	CF, 10 ⁻¹ нм	WF, 10 ⁻¹ нм	RH, 10 ⁻¹ нм
15	0.135	0.457	-1.171	0.493	0.388
16	1.114	2.424	-3.055	1.958	2.645
17	7.016	11.736	-11.017	16.136	13.33

ную зависимость между логарифмом плотности плазмы и параметрами профиля спектральной линии гелия He I 447.1 нм можно аппроксимировать следующей формулой [38]:

$$\lg N_e = A + B(\lg P_k) + C(\lg P_k)^2. \quad (2)$$

Значения коэффициентов А, В, С в формуле (2) изменяются в соответствии с данными табл. 2, если при расчетах плотности электронов N_e используются разные параметры P_k профиля линии He I 447.1 нм. В случае использования в расчетах сдвига запрещенной линии CF, которая является величиной отрицательной (см. табл. 1), в формулу (2) вставляется абсолютное значение величины CF.

Данные измерений плотности плазмы N_e токового слоя в зависимости от времени были обработаны с использованием разных параметров профиля линии He I 447.1 нм: уширений и сдвигов разрешенной и запрещенной спектральных линий. Это классические методы обработки. Качественно все методы показали одинаковый ход изменения плотности плазмы в процессе эволюции токового слоя, но количественно ошибки результатов измерений этими методами оказались довольно значительными. Причина этого связана с трудностью разделения профиля линии на запрещенную и разрешенную компоненты в присутствии сравнительно ярких спектральных линий примесей. При обработке данных методом “полуширины RH”, который не требует такого разделения, величина ошибки расчетов плотности электронов получилась наименьшей.

Таблица 2. Константы А, В, С формулы аппроксимации (2) для расчетов плотности электронов с помощью разных параметров профиля спектральной линии He I 447.1 нм: сдвига и уширения разрешенной и запрещенной компонент линии, а также полуширины на высоте красного крыла линии (RH)

P_k	А	В	С
CP	15.945	1.168	0.0934
WP	15.462	1.377	0.0566
CF	14.815	2.746	-0.6226
WF	15.547	1.664	-0.3814
RH	15.468	1.198	0.1459

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Экспериментальные результаты, полученные на основе анализа профилей спектральной линии He I 447.1 нм,

зарегистрированных в разные моменты времени и разных режимах

На рис. 5 представлены зависимости от времени плотности электронов, как в центральной области токового слоя $N_e^0(t)$, так и усредненной вдоль ширины слоя плотности электронов $N_e^x(t)$ при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации ($B_z = 0$) и начальном давлении газа $p = 320$ мТорр. На рис. 6 изображены те же зависимости, полученные при формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации ($B_z = 2.9$ кГс). Из этих данных следует, что в центре токового слоя, сформированного как в 2D, так и в 3D магнитных конфигурациях, в режиме высокого давления ($p = 320$ мТорр) плотность электронов меняется со временем практически одинаковым образом: в начальные моменты времени, при $t \approx 1.2$ мкс, плотность электронов составляет $N_e^0 \approx 0.6 \times 10^{16}$ см⁻³, а затем постепенно уменьшается до минимального значения $N_e^0 \approx 0.5 \times 10^{16}$ см⁻³ к моментам времени $t \approx 3.2-3.4$ мкс. При $t > 3.2$ мкс плотность электронов в центре токового слоя снова подрастает до величины $N_e^0 \approx (0.6-0.9) \times 10^{16}$ см⁻³ в 2D и в 3D магнитных конфигурациях соответственно. Следует отметить, что изменение величины N_e^0 в 3D магнитной конфигурации происходит в пределах достаточно большого экспериментального разброса.

Совсем другая временная эволюция усредненной вдоль ширины слоя плотности $N_e^x(t)$ наблюдается при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации: плотность электронов стремительно увеличивается, от $N_e^x \approx 0.8 \times 10^{16}$ см⁻³ при $t \approx 1.2$ мкс до $N_e^x \approx 1.6 \times 10^{17}$ см⁻³, т.е. в 20 раз к моментам времени $t \approx (3.2-3.4)$ мкс, рис. 5. Из сравнения зависимостей $N_e^0(t)$ и $N_e^x(t)$ на рис. 5 следует, что фактически величина N_e^x характеризует плотность плазмы в периферийных областях токового слоя, вблизи его боковых кра-

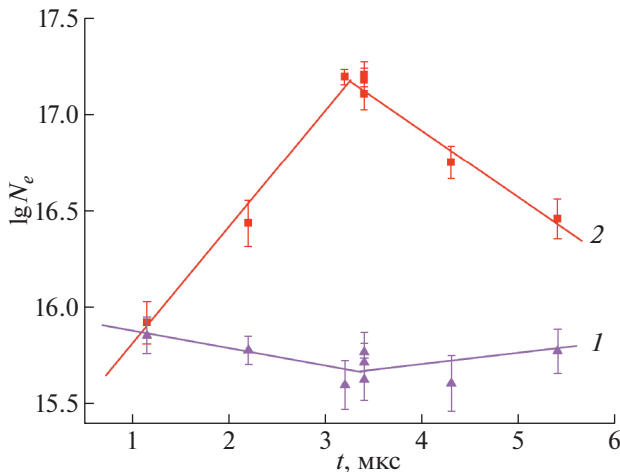


Рис. 5. Изменение во времени плотности электронов в разных областях токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации: 1 – плотность электронов в центральной области слоя, 2 – плотность электронов, усредненная вдоль ширины токового слоя. Условия эксперимента см. в подписи к рис. 3.

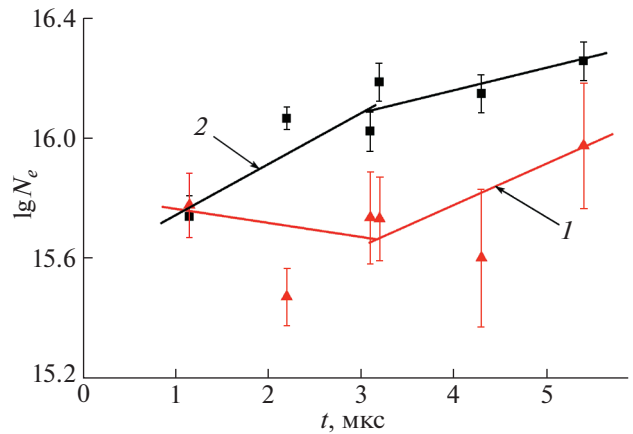


Рис. 6. Изменение во времени плотности электронов в разных областях токового слоя, сформированного в 3D магнитной конфигурации: 1 – плотность электронов в центральной области слоя, 2 – плотность электронов, усредненная вдоль ширины токового слоя. Экспериментальные условия: $p \approx 320$ мТорр, $J_Z \approx 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_Z = 2.9$ кГс.

ев. Заметим, что именно в этих областях наблюдалось значительное увеличение плотности плазмы и в работах [23, 24]. Однако, в 3D магнитной конфигурации плотность электронов на краях слоя изменяется незначительно, в пределах интервала $N_e \approx (0.6-1.3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, рис. 6.

При формировании токового слоя в режиме низкого давления: $p = 100$ мТорр и 2D магнитной конфигурации плотность электронов на краях слоя $N_e^x(t)$ также значительно увеличивается к моменту времени $t \approx 3.2$ мкс, как и в режиме высокого давления: $p = 320$ мТорр, рис. 7. При этом максимальная величина плотности электронов N_e^x практически не зависит от начального давления гелия: $N_e^x \approx 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $t \approx 3.2-3.4$ мкс, $p = 100/320$ мТорр. Заметим, что при формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации в режиме низкого давления плотность электронов на краях слоя увеличивается лишь незначительно, как и в режиме высокого давления.

На рис. 8 представлена эволюция плотности электронов в центре токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации, при изменении начального давления гелия от 320 мТорр до 100 мТорр. Видно, что при уменьшении начального давления качественно меняется временной ход зависимости $N_e^0(t)$, и повторяемость результатов измерений становится значительно хуже.

4.2. Экспериментальные результаты, полученные на основе анализа профилей спектральной линии He I 492.2 нм

В работе [36] рассчитывались также профили спектральной линии He I 492.2 нм. Следуя процедуре, описанной выше для линии He I 447.1 нм, были получены формулы, связывающие параметры профилей линий с плотностью плазмы.

Как и в случае линии He I 447.1 нм, измерения на основе линии He I 492.2 нм были осложнены присутствием ярких линий примеси, – однозарядных ионов кислорода: O II 490.7 нм, O II

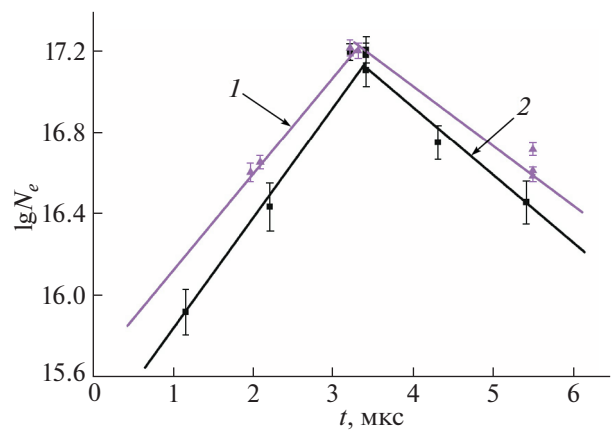


Рис. 7. Зависимость от времени плотности электронов у боковых краев токового слоя при двух значениях начального давления гелия: 1 – 100 мТорр, 2 – 320 мТорр. Экспериментальные условия: $J_Z \approx 45$ кА, $h = 0.5$ кГс/см, $B_Z = 0$.

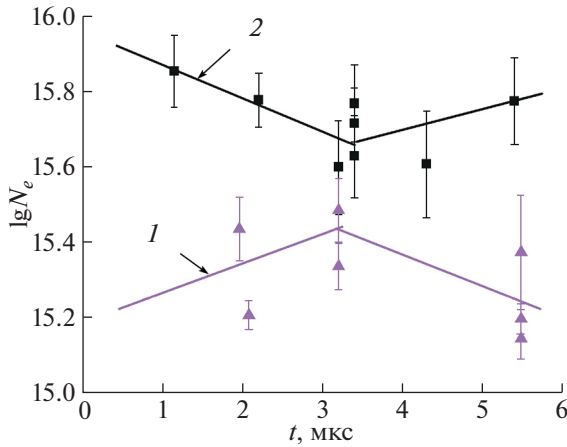


Рис. 8. Плотность электронов в центральной области токового слоя в зависимости от времени при двух значениях начального давления: 1 – 100 мТорр, 2 – 320 мТорр. Экспериментальные условия см. в подписи к рис. 7.

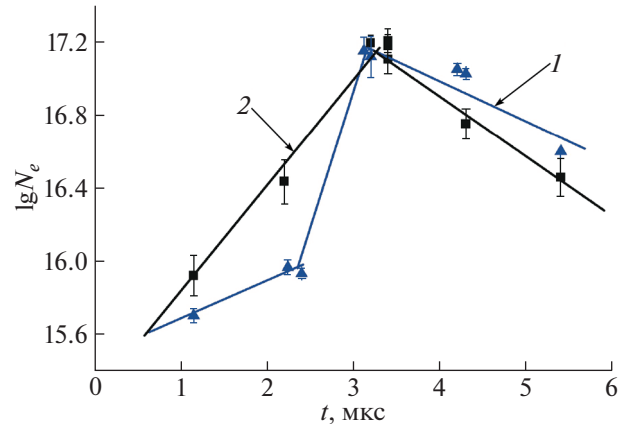


Рис. 9. Зависимости от времени плотности электронов у боковых краев токового слоя, полученные из уширений спектральных линий нейтрального гелия: 1 – He I 492.2 нм, 2 – He I 447.1 нм. Экспериментальные условия см. в подписи к рис. 3.

492.4 нм, O II 494.1 нм, O II 494.3 нм. Кроме того, линия He I 492.2 нм попадает на правое крыло сильно уширенной линии водорода H_β. Заметим также, что линия He I 492.2 нм существенно менее яркая и более чувствительная к Штарк-эффекту, чем линия He I 447.1 нм. Тем не менее, результаты расчетов плотности электронов в плазме токового слоя, выполненные на основе уширенных линий He I 492.2 нм и He I 447.1 нм, практически одинаковы.

На рис. 9 в качестве примера приведены зависимости от времени плотности электронов на боковых концах токового слоя $N_e^x(t)$, полученные на основе анализа профилей обеих линий: He I 447.1 нм и He I 492.2 нм. Токовые слои формировались в 2D магнитной конфигурации в режиме высокого начального давления. Видно, что обе кривые качественно одинаково отражают изменения во времени плотности электронов $N_e^x(t)$: практически совпадают и максимальные значения плотности электронов: $N_e^x \approx (1.4-1.6) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $t = (3.2-3.4)$ мкс. Расхождение величин N_e^x при $t \approx 2.2-2.4$ мкс связано, по всей видимости, с недостаточной хорошей воспроизводимостью условий эксперимента при измерениях уширенной линии He I 492.2 нм.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из полученных данных следует, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации, как в режиме высокого давления, так и в режиме низкого давления плотность электро-

нов на краях слоя N_e^x при $t > 1.2$ мкс быстро увеличивается приблизительно в 20 раз, достигая к моментам времени $t \approx (3.2-3.4)$ мкс величины $N_e^x \approx 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5, 7). Плотность электронов в центральной области токового слоя составляет при этом $N_e \approx (0.3-0.5) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Согласно работам [21–27], значительный рост плотности электронов вблизи боковых краев слоя обусловлен направленным движением плазмы из центральной области токового слоя к краям. Параметры плазмы в работах [21–27] определялись на основе анализа профилей спектральных линий ионов гелия: He II 468.6 нм (переход $n = 4 \rightarrow n = 3$) и He II 320.3 нм (переход $n = 5 \rightarrow n = 3$). Различие в константах доплеровского и штарковского уширения этих линий позволило определить энергию теплового и направленного движения ионов, а также плотность электронов в центральной области и на периферии токового слоя. В частности было показано, что в режиме высокого давления плотность электронов у боковых краев слоя достигает максимальной величины $N_e^x \approx 8.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тогда как в центральной области слоя плотность электронов составляет $N_e^0 \approx 0.9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $t \approx 3$ мкс [23, 24, 26].

Сравнивая величину плотности электронов в центральной области токового слоя $N_e^0 \approx 0.9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, измеренную ранее по уширениям линий ионов гелия [23, 24], со значением плотности, полученным в настоящей работе $N_e^0 \approx 0.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5) в одних и тех же экспериментальных условиях, можно сделать вывод, что ио-

ны и атомы гелия локализованы в различных областях по толщине токового слоя, т.е. вдоль оси y .

При этом ионы гелия локализованы преимущественно вблизи средней плоскости токового слоя ($y \approx 0$), где максимальны концентрация и температура электронов [8, 20]. В отличие от ионов, атомы гелия сосредоточены в основном на периферии слоя ($|y| > 0$), где концентрация и температура электронов имеют меньшие значения. Этот вывод согласуется также с результатами исследования пространственного распределения излучения плазмы токового слоя в спектральных линиях He II и He I [41, 42], выполненными с помощью интерференционных фильтров с узкой полосой пропускания.

Максимальная плотность электронов у боковых концов слоя N_e^x , которая определялась в настоящей работе по уширениям линий атомарного гелия He I 447.1 нм и He I 492.2 нм: $N_e^x \approx 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5) оказалась, напротив, почти вдвое больше, чем измеренная по уширениям линий ионов гелия: $N_e^x \approx 8.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $t \approx 3 \text{ мкс}$, $p = 320 \text{ мТорр}$ [23, 24]. Это означает, что существует также распределение температуры и плотности электронов вдоль ширины слоя по оси X . При этом плотность электронов максимальна вблизи стенок вакуумной камеры, где, по всей видимости, температура электронов меньше, чем в слое, и где преимущественно локализованы атомы гелия, а также ионы примесей: C II, N II, O II, атомы которых имеют потенциалы ионизации $E_i \approx 11.3\text{--}13.6 \text{ эВ}$, что примерно в 2 раза меньше, чем потенциал ионизации атомов гелия $E_i \approx 24.6 \text{ эВ}$. Отметим, что оценка максимальной плотности плазмы на краях слоя N_e^x может уменьшиться при учете доплеровского уширения, обусловленного направленным движением атомов гелия He I вдоль ширины слоя. Оценки показывают, что направленное движение He I вдоль оси X может возникнуть вследствие резонансной перезарядки атомов гелия на ионах гелия. Таким образом, пристеночная плазма в установке ТС-3D требует дальнейшего изучения.

Корреляцию максимума кривой $N_e^x(t)$ с минимумом кривой $N_e^0(t)$ на рис. 5 можно, по всей видимости, объяснить тем, что токовый слой является динамическим образованием: плазма вытекает из слоя вдоль ширины слоя, т.е. вдоль оси X , и втекает в слой вдоль оси y по всей поверхности слоя [4, 5]. При этом структура течений такова, что в центральную область токового слоя попадает меньше плазмы, чем на некотором расстоянии от центра слоя по оси X [1].

При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации как при низком, так и при

высоком давлении, плотность электронов у боковых концов токового слоя по сравнению с центром слоя увеличивается незначительно, рис. 6. Это подтверждает сделанный в работах [23, 25] вывод о том, что при формировании токового слоя в гелиевой плазме в 3D магнитной конфигурации с продольным полем $B_z = 2.9 \text{ кГс}$ не наблюдается ни направленных движений плазмы вдоль поверхности слоя (в X -направлении), ни существенного увеличения плотности электронов вблизи боковых краев слоя.

Показано, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации и режиме низкого давления уменьшается плотность электронов N_e^0 в центральной области токового слоя, увеличивается разброс значений N_e^0 , измеренных в разных импульсах работы установки, а также меняется характер временной зависимости электронной плотности в центре токового слоя $N_e^0(t)$ — низкая плотность начальной плазмы существенно увеличивается за счет дополнительной ионизации собственно в токовом слое, при $t \geq 0$, рис. 8. Это связано с трудностями создания начальной плазмы при низком давлении газа в сильном неоднородном магнитном поле. Заметим, что проблемы возникают также при создании начальной плазмы в 3D магнитной конфигурации в режиме низкого начального давления гелия.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основании анализа экспериментальных профилей спектральных линий He I 447.1 нм и He I 492.2 нм, обладающих дипольно-запрещенными компонентами, исследована эволюция концентрации электронов в тех областях токовых слоев, где преимущественно локализованы атомы гелия. Токовые слои формировались в гелии как в 2D, так и в 3D магнитных конфигурациях с особыми линиями X типа.

2. Впервые использовалось определение концентрации электронов методом “полуширины красного крыла RH”. Этот метод позволяет исключить из процедуры обработки операцию разделения контура спектральных линий на разрешенную и запрещенную компоненты, наиболее чувствительную к помехам от линий примесей, и таким образом значительно повышает точность и надежность измерений.

3. Сравнение результатов определения концентрации электронов методом “полуширины RH” на основе анализа профилей двух спектральных линий атомарного гелия, He I 447.1 нм и He I 492.2 нм, убедительно демонстрирует, что как эволюция концентрации во времени, так и абсолютные значения концентрации электронов практически совпадают между собой. Это свиде-

тельствует, в частности, о достоверности полученных результатов.

4. В центральной области токовых слоев, сформировавшихся и в 2D, и в 3D магнитных конфигурациях, концентрация электронов изменялась во времени примерно одинаковым образом: через 1.2 мкс после возбуждения в плазме тока J_z концентрация составляла $N_e \approx 0.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а затем, к моменту $t \approx 3.2$ мкс, когда ток плазмы достигал максимального значения, постепенно уменьшалась до $N_e \approx 0.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, при начальном давлении гелия $p = 320$ мТорр. В интервале $t \approx (3-5)$ мкс происходило некоторое увеличение концентрации электронов.

При начальном давлении гелия $p = 100$ мТорр концентрация электронов в центральной области слоя изменялась в пределах $N_e \approx (0.2-0.3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, т.е. была ниже, чем при давлении $p = 320$ мТорр, и это характерно для токовых слоев, которые развивались как в 2D, так и в 3D магнитных конфигурациях. Подобные тенденции были зарегистрированы ранее в работах [24, 25].

5. Анализ профилей спектральных линий He I 447.1 нм и He I 492.2 нм, которые наблюдались в x направлении, позволил установить, что у боковых краев токового слоя, сформировавшегося в 2D магнитной конфигурации ($B_z = 0$), концентрация электронов возрастала в 20 раз, от $N_e \approx 0.8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $N_e \approx 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в течение интервала времени $t \approx (1.2-3.2)$ мкс. Характерно, что максимальная величина N_e у боковых краев слоя практически не зависела от начального давления гелия, по крайней мере, в диапазоне начальных давлений гелия $p = (100-320)$ мТорр.

6. Однако в 3D магнитной конфигурации при $B_z = 2.9$ кГс увеличение концентрации электронов на краях слоя хотя и наблюдалось, но было гораздо менее выраженным. В течение всего времени существования токового слоя, $t \approx (1.2-5.4)$ мкс концентрация изменялась лишь в пределах $N_e \approx (0.6-1.3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Аналогичная зависимость от продольной компоненты магнитного поля B_z наблюдалась нами ранее в работах [23-26].

7. В настоящей работе концентрация электронов в различных областях токовых слоев определялась на основе анализа профилей спектральных линий нейтрального гелия He I 447.1 нм и He I 492.2 нм. Вместе с тем, в работах [23-26] концентрация электронов была получена (наряду с температурами ионов и энергиями направленного движения плазмы) из сопоставления профилей спектральных линий ионизованного гелия He II 320.3 нм и He II 468.6 нм. Из сравнения плотностей электронов в центральной области и на краях токового слоя, измеренных по линиям ионов [23-26], с плотностями электронов, полученными в

настоящей работе по линиям атомов, можно сделать вывод, что ионы и атомы гелия локализованы в различных областях токового слоя, как в направлении, перпендикулярном средней плоскости слоя (вдоль толщины слоя, ось Y), так и вдоль средней плоскости токового слоя (вдоль ширины слоя, ось X).

Авторы благодарны Г.С. Воронову и И.А. Скукаускасу, с которыми начиналась эта работа, за полезные предложения и обсуждения, а также за помощь в обработке экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Syrovatskii S.I.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
2. *Сыроватский С.И.* // Вестник АН СССР. 1977. № 10. С. 33.
3. *Сыроватский С.И.* // Изв. АН СССР: Сер. Физика. 1979. Т. 43. С. 695.
4. *Франк А.Г.* // УФН 2010. Т. 180. С. 982. <https://doi.org/10.3367/UFNe.0180.201009h.0982>
5. *Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В.* // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Том III-2. М: Янус-К. 2008. С. 335.
6. *Дрейден Г.В., Комиссарова И.И., Марков В.С., Островская Г.В., Шедова Е.Н., Франк А.Г.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 1850.
7. *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S., Dreiden G.V., Ostrovskaya G.V.* // Physics of Plasmas. 2005. V. 12. № 5. P. 052316.
8. *Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г., Дрейден Г.В., Комиссарова И.И., Островская Г.В., Шедова Е.Н.* // Физика плазмы. 2002. Т. 27. С. 594.
9. *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1127.
10. *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V., Markov V.S., Ostrovskaya G.V.* // Physics Letters A. 2006. V. 348. P. 318.
11. *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г.* // Физика плазмы 2007. Т. 33. № 11. С. 1014.
12. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Nakamura R., Zelenyi L.M.* // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789.
13. *Франк А.Г., Артемьев А.В., Зеленый Л.М.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 807.
14. *Бюшер Шт., Кирий Н.П., Кунце Х.-Й., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 185.
15. *Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 87 (6). С. 916.
16. *Богданов С.Ю., Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71 (2). С. 72.
17. *Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 282.
18. *Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 476.
19. *Frank A.G., Gavrilenko V.P., Kyrie N.P., Oks E.* // J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys. 2006. V. 39. P. 5119.

20. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1080.
21. Кирий Н.П., Гавриленко В.П., Франк А.Г. // Вестник Поморского университета. Сер. Естественные науки. 2009. № 4. С. 59.
22. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 387.
23. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 17.
24. Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 1042.
25. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 563.
26. Frank A.G., Kyrie N.P. // Plasma Phys. Reports. 2017. V. 43. № 6. P. 696.
27. Франк А.Г., Кирий Н.П., Марков В.С., Воронова Е.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 483.
28. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 419.
29. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. С. 82.
30. Бейгман И.Л., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Журн. прикл. спектроскопии. 1991. Т. 54. С. 1021.
31. Frank A.G., Gavrilenko V.P., Ispolatov Ya.O. et al. // Contributions to Plasma Phys. 1996. V. 36. P. 667.
32. Воронов Г.С., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 1004.
33. Кирий Н.П., Савинов С.А. // Краткие сообщ. по физике. 2021 (2). С. 25.
34. Kyrie N.P., Savinov S.A. // Plasma Phys. Reports. 2021. V. 47 (6). P. 611.
35. Кирий Н.П., Литюшкин С.А., Шелудякова А.В. // Научный вестник МИРЭА. 2012. 1 (12). С. 15.
36. Barnard A.J., Cooper J., Shamey L.J. // Astron. & Astrophys. 1969. V. 1. P. 28.
37. Воронов Г.С. Частное сообщение.
38. Chernichowski A., Chapelle J. // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1985. V. 33. P. 427.
39. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
40. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
41. Богданов С.Ю., Бондарь Ю.Ф., Бурилина В.Б., Кирий Н.П., Марков В.С., Мхеидзе Г.П., Савин А.А., Франк А.Г. // ЖТФ. 1994. Т. 64 (9). С. 30.
42. Богданов С.Ю., Бурилина В.Б., Кирий Н.П., Марков В.С., Морозов А.И., Франк А.Г. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 467.

РАСЧЕТЫ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ИНЖЕКЦИИ
РАБОЧЕГО ГАЗА В КАМЕРУ ПФ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
РЕЗУЛЬТАТЫ

© 2022 г. М. П. Галанин^а, Е. В. Грабовский^б, Н. М. Ефремов^б, М. К. Крылов^б,
Я. Н. Лаухин^б, А. П. Лотоцкий^{б, *}, В. В. Лукин^{а, **}, А. А. Николашин^б,
Д. Г. Панфилов^б, А. Г. Серяков^б, Ю. Н. Сулимин^б

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

^б ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Москва, Россия

*e-mail: lototsky@triniti.ru

**e-mail: lukin@keldysh.ru

Поступила в редакцию 20.07.2022 г.

После доработки 25.08.2022 г.

Принята к публикации 01.09.2022 г.

Приведены результаты расчетного и натурного моделирования параметров газовых потоков, инжектируемых в камеру плазменного фокуса с помощью быстродействующего (≈ 200 – 300 мкс) клапана. Поставленная цель проводимых работ – расширение возможности согласования установок плазменного фокуса при увеличении разрядных токов до величин выше 2–3 МА при исходном образовании токовой оболочки в плазме из тяжелых инертных газов. Результаты анализа сопоставлены с данными серии электроразрядных экспериментов, проведенных с гелиевой токовой оболочкой, обжимающей локализованную область с инжектированным дейтерием.

Ключевые слова: плазменный фокус, инжекция газов, дейтерий, токовая оболочка, нейтронный выход

DOI: 10.31857/S0367292122601114

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство плазменных установок с самосжимающимся разрядом типа плазменный фокус (ПФ) используют для разрядов предварительное наполнение камеры газом определенного давления. Род газа (аргон Ar, неон Ne, дейтерий D₂ или др.) зависит от целей применения или поставленной задачи экспериментов, однако начальная плотность газа должна быть согласована с генератором тока, обеспечивающим динамику ускорения и пинчевание токовой плазменной оболочки (ТПО) вблизи амплитудного значения тока. Известно также, что в разрядах при добавлении в основной рабочий газ D₂ небольшой фракции ксенона Xe, регистрируется увеличение величины нейтронного выхода Y_n (число нейтронов за импульс) [1].

С другой стороны, симметрия ТПО, образующейся при электрическом пробое газа и развитии разряда на поверхности изолятора в установке ПФ, ограничивает диапазон давлений наполняющего вакуумную камеру установки газа, который обычно находится в диапазоне 0.5–5 тор [2]. При превышении плотности газа азимутальная симметрия начального электрического пробоя на по-

верхности изолятора нарушается, что ведет за собой разрушение целостности ТПО вплоть до полного отсутствия пинчевания. В мировой практике экспериментальных исследований ПФ также известны попытки применить дополнительную инжекцию газовых струй наряду с предварительным заполнением газом рабочей камеры. В работе [3] в камеру установки, работающую на дейтерии, по оси установки инжектировалась струя неона или аргона. В работе [4] по оси инжектировалась дополнительная порция дейтерия. В эмпирически подобранном оптимальном режиме выход нейтронов заметно возрастал. Известны эксперименты с более сложными комбинациями наполнения газами камеры ПФ [5, 6], в которых с помощью точечных датчиков были выполнены предварительные измерения плотности рабочего газа. При этом полных данных о начальных газовых распределениях в работах не содержится. Такая информация особенно актуальна для работы с комбинацией различных газов, перемешивание которых на границах раздела оставляет неопределенность в экспериментальных условиях ПФ. В представленных ниже расчетах эти вопросы решены.

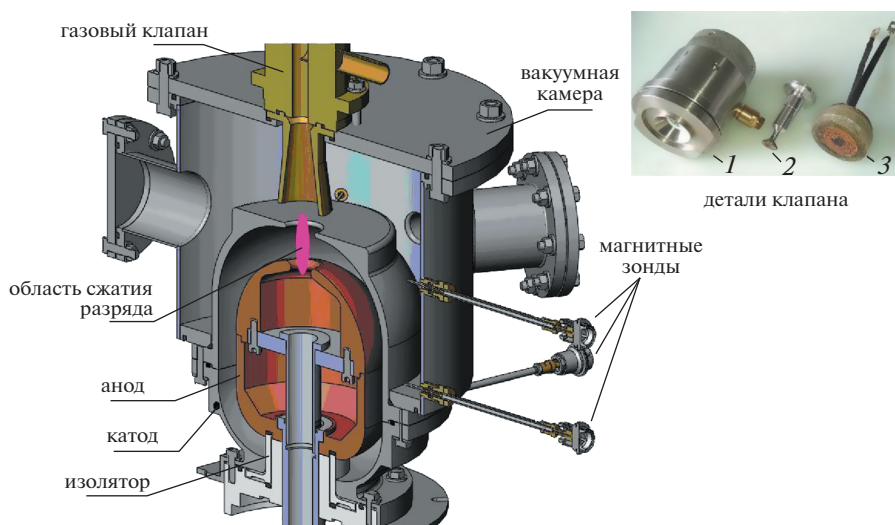


Рис. 1. Камера установки ПФ с импульсным клапаном напуска газа. На фото: 1 – корпус клапана; 2 – запорный элемент; 3 – катушка электромагнитного толкателя.

2. УСТРОЙСТВО ПФ С КЛАПАНОМ И ПАРАМЕТРЫ

Обсуждаемая компоновка устройства ПФ с инжекцией газа показана на рис. 1.

Направление инжекции газа – встречное по отношению к движению токовой оболочки, формируемой в плазме в результате пробоя на поверхности изолятора. Плотность газа профилируется вдоль поверхности электродов. Чтобы его плотность нарастала в направлении движения оболочки, клапан должен обладать максимальным быстродействием. В нашем случае использована конструкция, аналогичная [7] со временем полного открытия клапана 150 мкс и длительностью полного цикла работы 600 мкс. Высокая скорость открытия обеспечена предварительным разгоном запорного элемента до образования кольцевой щели для истечения газа из подклапанного объема.

3. РАСЧЕТЫ

Для моделирования истечения газа из-под клапана применен решатель rimpleCentralDyM-Foam [8] пакета OpenFOAM для расчета в областях с подвижными сетками. Сетка, использованная для моделирования истечения газа из-под клапана, содержала 6000 ячеек. В основу расчетов положены экспериментально полученные данные по динамике открывания клапана. Для расчетов растекания потоков газа по электродам использовался вычислительный кластер К-60 (ИПМ им. М.В. Келдыша РАН), содержащий до 112 процессорных ядер.

Расчет истечения газа в вакуумированную камеру показал, что малоплотный сверхзвуковой

фронт быстро (за время $\Delta t \sim 100$ мкс) проходит вдоль электродов до изолятора, перекрывающего сечение межэлектродного зазора. Поэтому здесь начинается накопление газа. Возникает волна с обратным градиентом плотности, двигающаяся навстречу газовому потоку. Пример результатов такого расчета показан на рис. 2.

В этих условиях обеспечить азимутальную симметрию первичного электрического пробоя и образования ТПО практически не удастся. В реальных экспериментах при инжекции газа в вакуумированную камеру и разрядных токах до 700 кА нейтронный выход Y_n не превышал 5×10^8 нейтронов за импульс. В режиме стационарного напуска газа выход $Y_n \approx 5 \times 10^9$, а в комбинированном режиме заполнения камеры (стационарное давление рабочего газа $P \leq 1$ Торр совместно с импульсной инжекцией) нейтронный выход достигал значения $Y_n = (1.2-1.3) \times 10^{10}$ нейтронов за импульс [9].

Для реализации заявленной цели работы проведена серия расчетов для инжекции дейтериевой струи в камеру ПФ, предварительно заполненную инертным газом. При этом в условии задачи входила идентификация сорта газа и распределения полной плотности газа по заполняемому межэлектродному объему. На рис. 3а показан результат расчета распределения газа для предварительного заполнения ксеноном. Конфигурация катода несколько упрощена. Графики рис. 3б соответствуют изменению плотности и относительного содержания дейтерия по радиусу камеры вдоль линии, нанесенной на рис. 3а. В данном примере начальная температура в камере составляла 300 К, начальное давление ксенона в камере

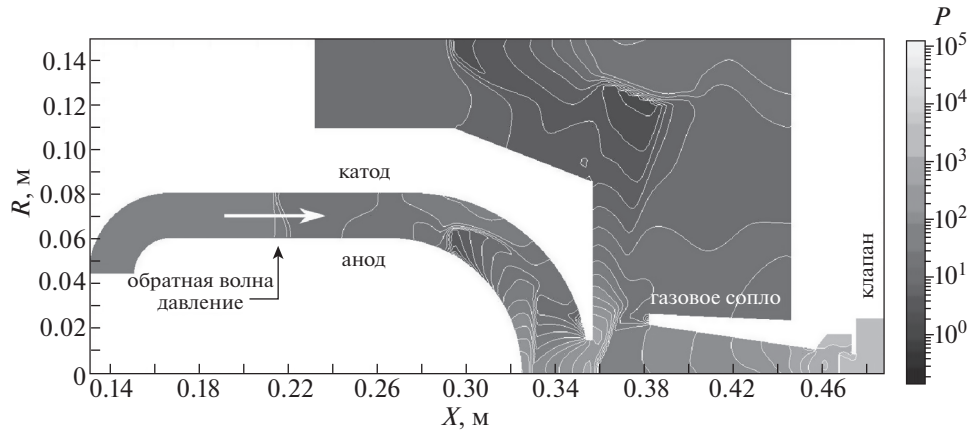


Рис. 2. Пример расчета давления (Pa) газа при импульсном заполнении межэлектродного зазора предварительно вакуумированной камеры ПФ. Приведены размеры электродов на осях в метрах, момент времени $t = 260$ мкс от начала инжекции газа (дейтерий), давление под клапаном 8 бар.

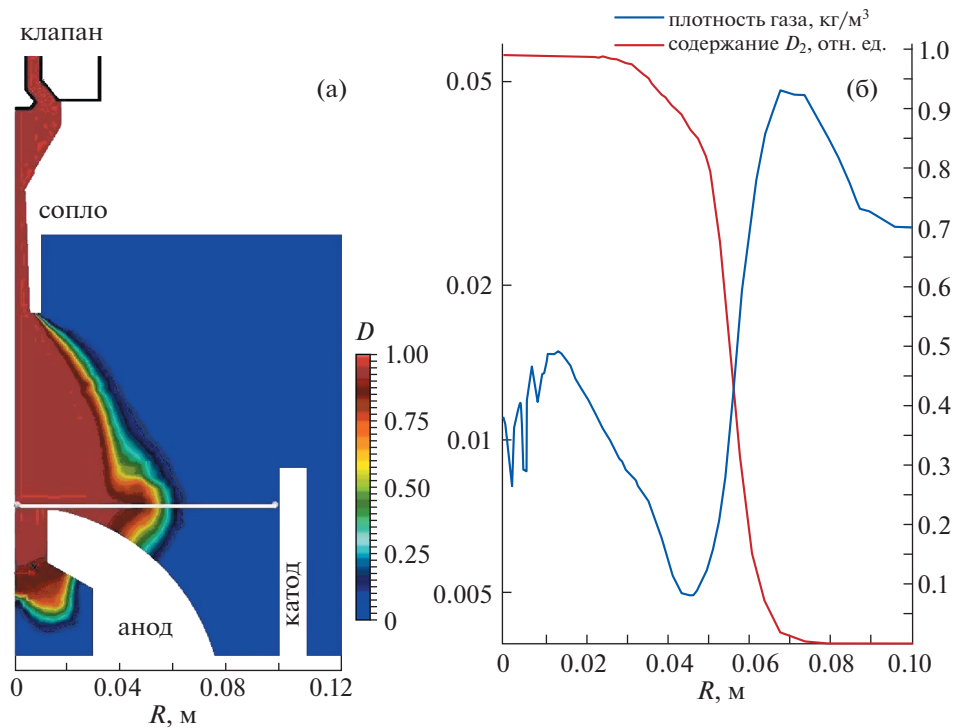


Рис. 3. а) – Распределения массовой доли дейтерия в двумерном сечении камеры ПФ; б) – график полной плотности газа в направлении, перпендикулярном оси камеры около вершины анода, и относительное содержание дейтерия. Момент времени $t = 250$ мкс от начала открытия клапана.

– 0.11 Торр (15 Па), плотность газа – 0.0008 кг/м^3 , давление дейтерия под клапаном – 40 бар. Используются следующие термодинамические параметры газов: для дейтерия D_2 – теплоемкость $C_p = 7249 \text{ Дж/(кг К)}$, удельная масса $m = 4.0282 \text{ г/моль}$; для ксенона Xe – $C_p = 158 \text{ Дж/(кг К)}$, $m = 131.293 \text{ г/моль}$. Отметим, что переходная об-

ласть, разделяющая два сорта газа, имеет протяженность около 1.5 см и не превышает значительно толщину токовой оболочки, ранее оцениваемую в экспериментах [9, 10] около 1.3 см. Дальнейший расчет показывает, что дейтерий соприкасается со стенкой катода после момента времени 450 мкс.

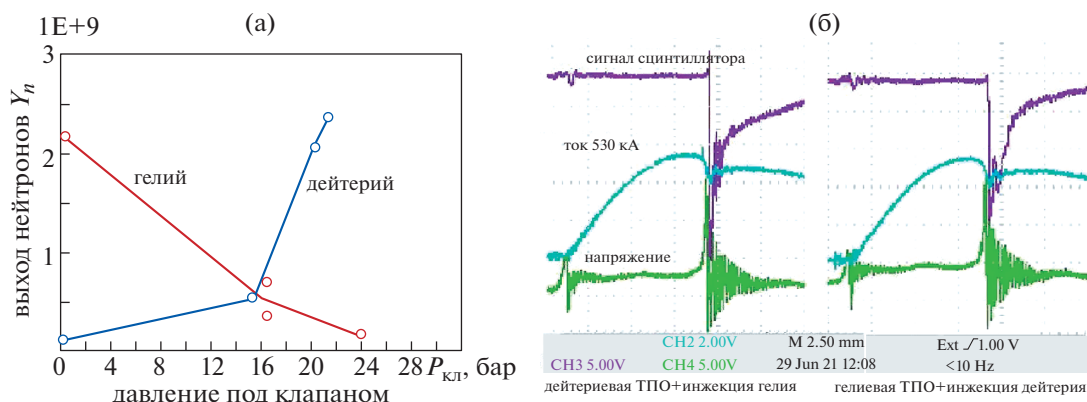


Рис. 4. а) – нейтронный выход Y_n в серии пусков с двумя газами при изменении давления в подклапанном объеме. Обозначен инжектированный газ, ТПО из газа другого типа; б) – сравнение осциллограмм напряжения и тока в разряде ПФ с гелиевой (слева) и с дейтериевой ТПО.

Аналогичные вычисления проведены для случая с начальным заполнением камеры гелием. Конфигурация газового распределения гелия, аналогична показанной на рис. 3, получена при начальном давлении 0.3 Торр и давлении $P_{кл}$ дейтерия под клапаном 8 бар в момент времени 175 мкс после начала открытия клапана. Эти данные использованы в качестве исходной точки для описанных ниже реальных экспериментов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Выполненные расчеты позволили надеяться на возможность экспериментальной проверки работоспособности принятой концепции на сравнительно слаботочной установке ПФ-МОЛ. Факт генерации нейтронов при обжати гелиевой оболочкой был установлен ранее экспериментально и доложен в [11]. Представленная ниже сравнительная серия экспериментов проведена практически в непрерывном режиме во избежание нарушения настройки синхронизации и работы систем установки. Для повышения воспроизводимости данных использовался режим пониженной зарядки емкостного источника до напряжения 11 кВ при токе до 600 кА. Задержка включения тока равна интервалу 190 мкс после начала открытия клапана. Основным фактором оценки результата экспериментов являлся нейтронный выход Y_n при изменении в широких пределах давления дейтерия под клапаном. Камера стационарно заполнялась гелием при давлении 0.35 Торр. На рис. 4а показана диаграмма зависимости нейтронного выхода Y_n от давления дейтерия под клапаном. Виден резкий рост выхода нейтронов, обусловленный увеличением содержания дейтерия в сжатой области пинча. В данной ситуации трудно судить о структуре ТПО,

приходящей в зону кумуляции, что должно быть предметом дальнейших исследований.

Поэтому для сравнения выполнена контрольная серия экспериментов с обращенной конфигурацией газов: дейтериевой ТПО обжимался инжектированный гелий. Полученные данные также отражены на рис. 4а. При идентичных начальных плотностях газов все электротехнические параметры сохранены, что подтверждено сравнением вольтамперных характеристик разрядов, показанных на рис. 4б. Приведенные осциллограммы отличаются только формой сигнала сцинтиляционного датчика, который кроме нейтронов регистрирует импульс рентгеновского излучения. Он сильнее выражен при кумуляции гелиевой плазмы. При сжатии гелия дейтериевой ТПО с повышением давления гелия под клапаном до $P_{кл} = 24$ бар выход нейтронов снизился практически до фонового уровня. Можно предположить, что в данном случае отсутствует заметное содержание дейтерия в пинче.

5. ВЫВОДЫ

С помощью примененных вычислительных методов и разработанной методики освоена процедура проведения детальных расчетов процессов импульсного заполнения электроразрядных камер ПФ рабочим газом. Выявлена особенность этого процесса в виде образования отраженной волны накопления плотности при инъекции газа в вакуумную камеру ПФ, существенно влияющая на условия образования ТПО. Рассчитаны распределение плотностей при комбинированном способе заполнения камеры и педение их во времени. При использовании различных газов для стационарного заполнения и импульсной инъекции определена ширина границы перемешивания, которая не превышает толщины ТПО

1.5–2.0 см в большинстве экспериментов. Проведены опыты с генерацией нейтронов в дейтериевом пинче, обжимаемом гелиевой ТПО. Из полученных результатов следует, что заметное количество примеси гелия в составе дейтериевого пинча отсутствует. Обоснована перспективность такого комбинированного способа заполнения камеры ПФ с использованием ксенона на установках с большими токами свыше 2–3 МА. При этом возможность сохранения достаточно низкой плотности газа у изолятора позволит организовать начальную стадию пробоя и образования ТПО с хорошей аксиальной симметрией. Расчет начальных условий разряда особенно важен для работ, проводимых на крупных установках, с большими разрядными токами (более 2 МА), эксперименты на которых достаточно дорогие, в отличие от приведенного выше примера установки с максимальным запасом энергии до 100 кДж.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филиппов Н.В. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 1. С. 25.
2. Вихрев В.В., Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1980. Т. 10. С. 243.
3. Кис В., Деккер Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 20. С. 5.
4. Jacek Stanislawski, Jaroslaw Baranovski et al. // Nukleonika. 2001. V. 46. С. 73.
5. Войтенко Д.А., Ананьев С.С., Астапенко Г.И., Басулая А.Д., Марколия А.И., Митрофанов К.Н., Мятон В.В., Тимошенко А.П., Харрасов А.М., Крауз В.И. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 967.
6. Kubes P., Paduch M., Cikhardt J., Cikhardtova B., Rezac K., Klir D., Kravarik J., Kortanek J., Zieli'nska E. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 062705.
7. Аретов Г.Н., Васильев В.И., Хамидуллин Ф.Р. // ПТЭ. 1972. № 3. С. 219.
8. Kraposhin M., Bovtrikova A., Strijhak S. // Procedia Computer Science. 2015. V. 66. P. 43.
9. Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Крылов М.К., Ефремов М.Н., Ильичева М.В., Лотоцкий А.П., Лаухин Я.Н., Сулимин Ю.Н., Панфилов Д.Г., Предкова Е.И., Шишлов А.О., Хомутильников Г.Н., Фролов А.Ю., Додулад Э.И., Школьников Э.Я., Вихрев В.В., Лукин В.В. // ВАНТ. Сер.Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. Вып. 1. С. 119.
10. Крауз В.И. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Тематический Т. IX-2. Высокоэнергетичная плазмодинамика. М.: ЯНУС-К, 2007. С. 152.
11. Лотоцкий А.П., Грабовский Е.В., Вихрев В.В., Додулад Э.И., Крылов М.К., Ефремов Н.М., Сулимин Ю.Н., Шишлов А.О., Предкова Е.И., Фролов А.Ю., Лукин В.В. // XLVII Межд. Звенигородская конф. по физике плазмы / Сб. тез. докл. М., Звенигород, 2020. С. 113.

АКСИАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОДОЛЬНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИНДУКТИВНОМ ИСТОЧНИКЕ ПЛАЗМЫ С ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

© 2022 г. А. М. Никонов^а, К. В. Вавилин^а, И. И. Задириев^а, Е. А. Кралькина^{а, *}

^а МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: ekralkina@mail.ru

Поступила в редакцию 11.07.2022 г.

После доработки 19.09.2022 г.

Принята к публикации 20.09.2022 г.

Представлены результаты экспериментального исследования аксиальной структуры продольного ВЧ магнитного поля и параметров плазмы индуктивного источника плазмы малой мощности, помещенного в магнитное поле с индукцией 12–72 Гс. Показано, что уже при магнитном поле 24 Гс начинает отчетливо проявляться немонотонная зависимость продольной составляющей ВЧ магнитного поля от аксиальной координаты. Изменение фазы ВЧ-поля указывает на формирование в разряде частично бегущей волны. Зондовые измерения показывают, что функция распределения электронов по энергиям обогащена быстрыми электронами, скорость которых коррелирует с фазовой скоростью волны.

Ключевые слова: высокочастотный разряд, индуктивный, волна, фазовая скорость, быстрые электроны

DOI: 10.31857/S0367292122700196

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение уже пятидесяти лет индуктивный ВЧ-разряд, помещенный во внешнее магнитное поле (геликонный разряд), является предметом исследования во многих лабораториях мира [1–8]. Старт широкомасштабному изучению разряда положила работа Р. Босвелла [1], опубликованная в 1970 г. Р. Босвеллу и его коллегам [1–3] удалось получить плазму с концентрацией порядка до 10^{13} см^{-3} на оси источника плазмы диаметром 10 см при ВЧ-мощности, не превосходящей 1 кВт. Обнаруженный эффект стимулировал значительный интерес к разряду и его практическим применениям. Уже первые работы по систематическому изучению разряда показали, что в разряде происходят сложные, многообразные физические процессы, полное понимание которых не достигнуто до сих пор [6, 7].

Одним из важнейших вопросов физики геликонного разряда является вопрос о механизме поглощения ВЧ мощности плазмой – механизме, обеспечивающим получение плотной плазмы при сравнительно небольшой ВЧ-мощности. Значительный вклад в теоретический анализ процессов, происходящих в ограниченной плазме при условиях экспериментов Р. Босвелла, внес Ф. Чен [8]. Он исследовал спектр возбуждаемых

волн и получил дисперсионное уравнение, описывающее прохождение геликонов через плазму. Оценки, выполненные Ф. Ченом, показали, что фазовая скорость волны в источниках плазмы с типичными для экспериментов размерами близка к скорости электронов, при которой электроны эффективно ионизируют нейтральный газ. Основываясь на оценках, Ф. Чен в 1991 г. [8] предположил, что в плазме формируется группа быстрых электронов со скоростью, близкой к фазовой скорости волны. Энергия волны расходуется на ускорение электронов, и диссипация мощности происходит даже в отсутствие столкновений.

Вслед за теоретической работой Ф. Чена [8] последовала серия экспериментальных работ, посвященных поиску быстрых электронов в геликонной плазме. Авторы работ [9–16] на основании прямых или косвенных данных подтвердили гипотезу о генерации быстрых электронов в геликонной плазме. Однако в работах [17, 18], включая экспериментальную работу [18], выполненную при участии Ф. Чена, отклонений энергетического распределения электронов от функции распределения Максвелла найдено не было.

В 90-х гг. XX века картина ВЧ-полей, возбуждаемых в разряде, была уточнена. В работах [19–23] было показано, что одновременно с геликонами в ограниченной плазме, помещенной в маг-

нитное поле, возбуждаются более медленные волны Трайвелписа–Голда, энергия которых эффективно поглощается плазмой вследствие бесстолкновительного черенковского механизма. Позднее [24] однако было получено, что рост частоты электрон-атомных или электрон-ионных столкновений приводит к понижению роли волны Трайвелписа–Голда вследствие того, что ее амплитуда значительно понижается при продвижении от стенок источника плазмы (ИП) к его оси.

В 2009 г. К. Чарльз предложила использовать геликонный разряд, расширяющийся в вакуум, в качестве космического плазменного двигателя [25]. Основанием для такого предложения стал обнаруженный в [26] скачок потенциала в области истечения плазмы, ускоряющий ионы в направлении из источника плазмы. Природа скачка потенциала была связана с образованием двойного слоя [27–32], являющимся интерфейсом между плазмой в ИП и плазмой в камере расширения: интерфейсом, уравнивающим потоки заряженных частиц, движущихся из ИП в камеру расширения и в обратном направлении. В работах [31, 32] было показано, что основополагающим параметром, определяющим энергию ионов, является наличие расходящегося магнитного поля (магнитного сопла) в области истечения плазмы. В работах [31–33] было обнаружено, что энергетическое распределение ионов в струе расширяющейся плазмы при увеличении магнитного поля содержит два максимума – энергия первой группы тепловых ионов определяется ускорением в слое, возникающем вблизи энергоанализатора, энергия второй – ускорением в двойном слое.

В работе [34] были подробно исследованы аксиальное распределение параметров плазмы и ВЧ магнитных полей, возбуждаемых в “геликонном” источнике плазмы мощностью 20 кВт, работающем на водороде. Рассмотрены случаи, как однородного, так и “сходящегося” магнитного поля. Показано, что максимальная достигнутая концентрация плазмы составляет $(2-3) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В работе представлены результаты измерения температуры электронов, однако, сообщения о наличии группы быстрых электронов в статье отсутствуют.

В работе [35] были изучены свойства ВЧ индуктивного разряда, помещенного в магнитное поле, имеющее максимум в области среза источника плазмы и расходящееся по мере продвижения в вакуумную камеру. Особенностью ИП было наличие сужения в области истечения плазмы в камеру расширения, а также низкие значения индукции магнитного поля (менее 100 Гс). В работе [35] помимо ускоренных ионов с энергией 40–60 эВ был зафиксирован выходящий из источника направленный поток быстрых электронов. Ве-

личина потока электронов немонотонно зависела от магнитного поля, а энергия электронов росла с увеличением магнитного поля и достигала величин около 40 эВ. Вероятную причину появления быстрых электронов авторы связали со структурой электрического поля, возникающей в камере расширения. Еще одной причиной появления потока электронов может быть генерация быстрых электронов в разряде, способных преодолеть скачок потенциала в области двойного слоя. В связи с этим в настоящей работе основное внимание было уделено исследованию аксиального изменения функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) вдоль оси внутри источника. Параллельно с измерениями ФРЭЭ были выполнены измерения распределения продольного ВЧ магнитного поля.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Основой источника плазмы является кварцевый цилиндр диаметром 20 см и длиной 52 см. Кварцевый цилиндр крепится на верхнем фланце вакуумной камеры так, что его верхняя часть длиной 22 см находится вне вакуумной камеры при атмосферном давлении, а часть длиной 30 см находится внутри вакуумной камеры (см. рис. 1). Сверху кварцевый цилиндр закрыт металлическим фланцем, на котором размещены газопровод и ввод для магнитного зонда и зонда Ленгмюра.

Длина разряда в кварцевом цилиндре (длина ИП) регулируется с помощью металлического ограничителя – электрода, который может пере-

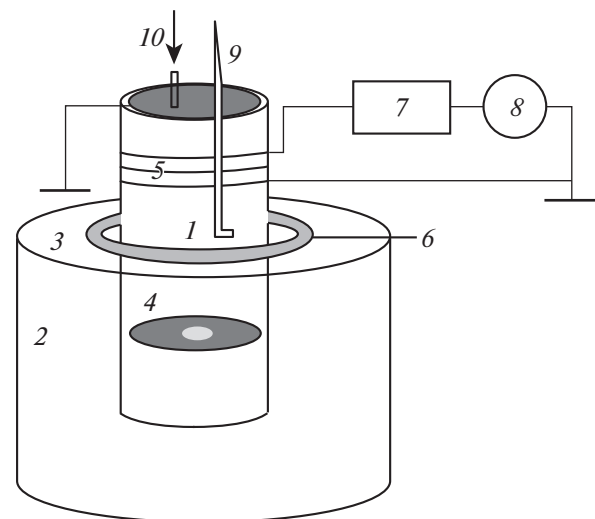


Рис. 1. Схема источника плазмы: 1 – кварцевый цилиндр, 2 – вакуумная камера, 3 – металлический фланец, 4 – нижний электрод с отверстием, 5 – спиральная антенна, 6 – электромагнит; 7 – система согласования; 8 – ВЧ-генератор, 9 – зонд, 10 – газопровод.

мещаться вдоль оси цилиндра. В настоящей работе эксперименты были выполнены с ИП длиной 30 см. Для изучения потока плазмы, истекающего из ИП, в нижнем металлическом фланце было выполнено отверстие диаметром 4 см. Для создания слабо расходящегося в области истечения внешнего магнитного поля использовался электромагнит, расположенный на верхнем фланце вакуумной камеры.

Откачка вакуумной камеры осуществлялась с помощью турбомолекулярного и форвакуумного насосов. Контроль давления осуществлялся с помощью датчиков WRG-S-NW25 S/S 4.

Ввод ВЧ-мощности в разряд осуществлялся с помощью спиральной антенны, расположенной вокруг газоразрядной камеры на расстоянии $z = 8-12$ см от верхнего фланца источника плазмы. Антенна подключалась к системе согласования, связанной с генератором, работающим на частоте 13.56 МГц. Мощность генератора P_{gen} могла плавно изменяться от 10 до 1000 Вт.

Величина мощности, поглощаемая плазмой P_{pl} , а также эффективность вложения ВЧ мощности $- P_{pl}/P_{gen}$ находились с помощью методики, основанной на измерении значений мощности ВЧ-генератора P_{gen} , отдаваемой во внешнюю цепь, и тока, текущего через антенну без разряда и при конкретных условиях экспериментов [36].

Аксиальное распределение продольного ВЧ магнитного поля B_z , возбуждаемого в разряде, измерялось с помощью магнитного зонда, который мог перемещаться вдоль оси и по радиусу источника плазмы. Магнитный зонд представлял собой небольшую катушку диаметром 1 см, помещенную внутрь плазмы так, чтобы ось катушки совпадала с единичным вектором измеряемой ВЧ магнитной компоненты. Для подавления ВЧ-наводок использовались сбалансированные зонды с трансформатором 1:1 на ферритовом сердечнике [37]. Для оценки корректности работы магнитного зонда было выполнено сравнение экспериментальных и расчетных радиальных распределений B_z в разряде без внешнего магнитного поля [37].

Параметры плазмы были измерены с помощью зондов Ленгмюра. Цилиндрический зонд имел длину 10 мм, диаметр 0.38 мм. Для минимизации влияния ВЧ-колебаний на зондовую характеристику в цепь зонда включались 2 резонансных фильтра-пробки, настроенных на частоты 13.56 и 27 МГц. ВЧ скомпенсированный зонд мог перемещаться вдоль оси и по радиусу ИП. По значениям электронного тока на зонд i_e , измеренного вблизи потенциала пространства рассчитывались потенциал плазмы, концентрация и температура электронов ФРЭЭ, исходя из интеграль-

ного уравнения [38], связывающего электронный ток i_e с ФРЭЭ $f(\epsilon)$:

$$i_e(V) = \frac{en_e S}{2\sqrt{2m}} \int_{eV}^{\infty} \frac{\epsilon - eV}{\sqrt{\epsilon}} f(\epsilon) d\epsilon, \quad (1)$$

где S – площадь поверхности зонда, e , m – заряд и масса электрона, n_e – концентрация электронов, V – потенциал зонда относительно плазмы, ϵ – энергия электронов.

Здесь функция распределения нормирована на единицу

$$\int_0^{\infty} f(\epsilon) d\epsilon = 1. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) находилось с помощью метода регуляризации А.Н. Тихонова [39, 40].

Параллельно с зондовыми измерениями были выполнены исследования спектров свечения плазмы. С помощью специальной линейки, расположенной вдоль образующей ИП, световод крепился на заданном расстоянии от верхнего фланца z . Интенсивность свечения плазмы измерялась вдоль диаметра ИП на расстояниях $z = 1, 9$ и 35 см. Излучение плазмы с помощью световода направлялось на входную щель монохроматора МДР-41, ширина входной и выходной щелей которого составляла 50 мкм. На выходе монохроматора был установлен фотоэлектронный умножитель ФЭУ-100. Сигнал с выхода фотоумножителя регистрировался с помощью АЦП. Сканирование спектра проводилось в диапазоне 400–500 нм. При интерпретации результатов спектральных измерений предполагалось, что заселенности возбужденных уровней атома и иона аргона описываются корональной моделью [40].

Эксперименты были выполнены в аргоновой плазме при давлении 0.06 мТорр при мощностях ВЧ-генератора 300, 500 и 800 Вт. Индукция внешнего магнитного поля изменялась в пределах от 0 до 72 Гс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 2 показана зависимость эффективности вложения ВЧ-мощности в ИП при различных значениях индукции внешнего магнитного поля B . Отличительной особенностью полученных результатов является немонотонная зависимость P_{pl}/P_{gen} от B . Рост мощности ВЧ-генератора сопровождается смещением положения максимума поглощения в область больших магнитных полей. Ранее аналогичное поведение P_{pl}/P_{gen} наблюдалось в работах [37, 42].

В работах [37, 42, 43] немонотонный характер эффективности поглощения ВЧ-мощности связывался с возбуждением волн в разряде. Настоя-

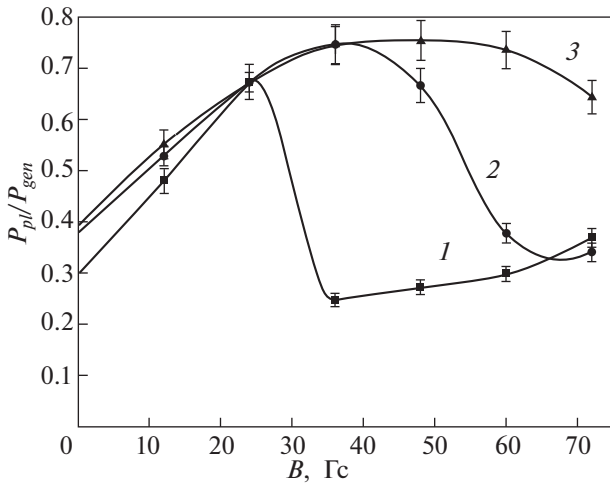


Рис. 2. Эффективность вложения ВЧ-мощности в разряд в зависимости от индукции магнитного поля при мощностях ВЧ-генератора 300 (1), 500 (2) и 800 Вт (3).

шие эксперименты показали, что при достижении ВЧ-генератором мощности 300 Вт даже при наименьшем из рассмотренных значений магнитного поля – 24 Гс, начинает отчетливо проявляться немонотонная зависимость продольной составляющей ВЧ магнитного поля B_z от аксиальной координаты z . На рис. 3 показаны аксиальные зависимости B_z , измеренные при $B = 36$ и 72 Гс. Как видно, наблюдается немонотонная зависимость продольной компоненты ВЧ-поля от координаты z , причем структура поля существенно зависит от величины внешнего постоянного магнитного поля. При $B = 36$ Гс первый локальный максимум B_z находится в области расположения антенны, а второй, меньший по величине, лежит в области $z = 13$ –23 см. Изменение фазы ВЧ-поля указывает на формирование в разряде частично бегущей волны. При поле $B = 72$ Гс длина возбуждаемой волны увеличивается, и на длине ИП наблюдается только один максимум поля, положение которого не связано с положением антенны. Также, как и при $B = 36$ Гс, изменение фазы ВЧ-поля фиксирует возбуждение частично бегущей волны. На рис. 4 показаны изменения максимального значения поля B_z и длины возбуждаемой волны от V .

Амплитуда волны при мощностях ВЧ-генератора более 300 Вт немонотонно зависит от величины магнитного поля. Первый локальный максимум лежит в области 36 Гс, а второй – в области 60 Гс. В области $B \sim 48$ Гс, соответствующей минимуму амплитуды ВЧ-поля, происходит изменение длины возбуждаемой волны λ . Длина волны также немонотонно зависит от B . Максимальные значения длины волны при $P_{gen} > 300$ Вт

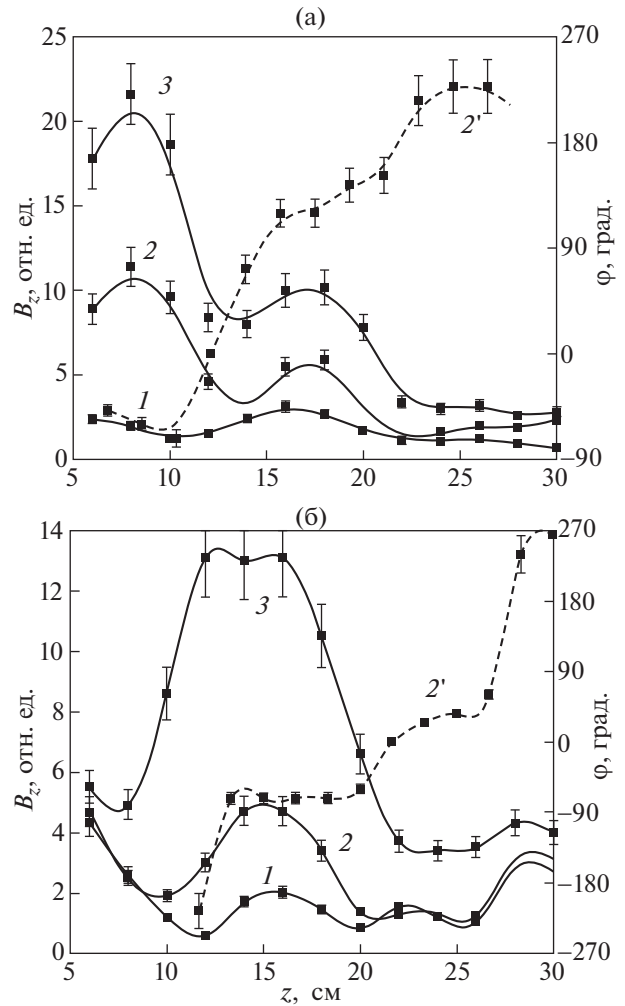


Рис. 3. Зависимость амплитуды поля B_z от аксиальной координаты при мощностях ВЧ-генератора 300 – 1, 500 – 2 и 800 – 3 Вт: $B = 37$ Гс (а), $B = 72$ Гс (б). Кривая 2' показывает изменение фазы поля B_z при мощности ВЧ-генератора 500 Вт.

лежат в области 60 Гс. Видно, что здесь рост мощности P_{gen} сопровождается увеличением длины волны.

Рассмотрим далее, как изменяются локальные параметры плазмы при изменении величины магнитного поля. На рис. 5 показаны изменения аксиального распределения концентрации n_e и температуры T_e электронов, потенциала плазмы V_{pl} , определенные по участку электронной ветви зондовой кривой, прилегающей к потенциалу пространства. Наибольшие значения концентрации электронов n_e достигаются в центральной части ИП при магнитном поле 24 Гс. Увеличение магнитного поля в диапазоне 36–48 Гс, в котором происходит уменьшение амплитуды B_z , сопровождается понижением максимальных значений n_e и выравниванием значений концентрации по

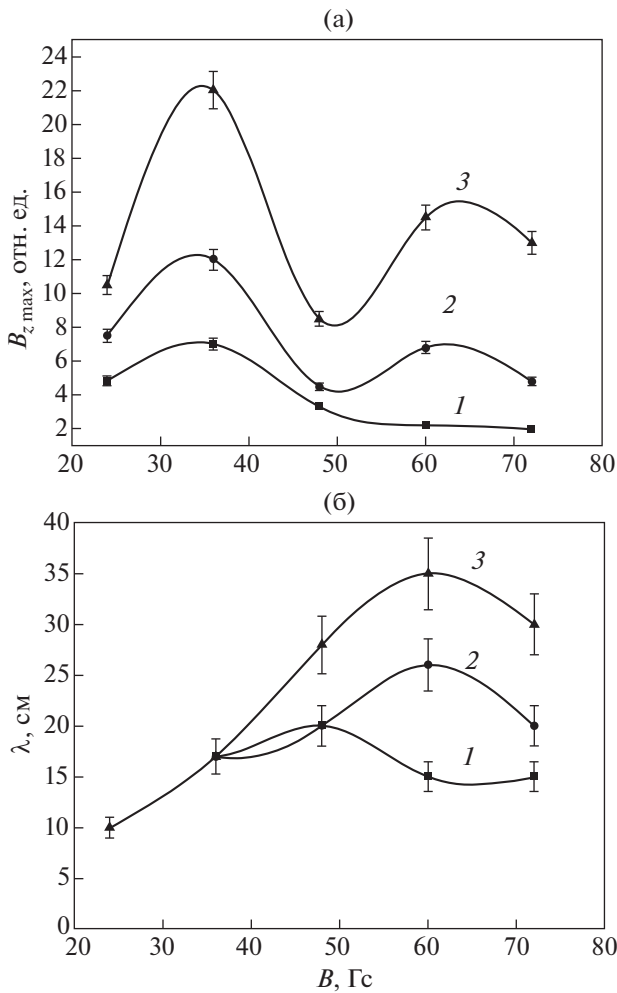


Рис. 4. Зависимость амплитуды (а) и длины волны (б) поля B_z от индукции магнитного поля при мощностях ВЧ-генератора 300 – 1, 500 – 2 и 800 – 3 Вт.

оси ИП. При увеличении B до 60 Гс концентрация плазмы возрастает. Температура электронов при $B > 24$ Гс достигает локального максимума при $z \sim 15$ см (в центре ИП), затем падает и, наконец, начинает быстро возрастать при $z > 20$ см. Потенциал плазмы достигает максимума в центральной части ИП и падает при приближении к верхнему и нижнему фланцу. Абсолютные значения V_{pl} максимальны при $B = 48$ Гс, когда концентрация электронов минимальна, а температура электронов – максимальна.

Причина увеличения температуры электронов, определенной по участку зондовой кривой, прилегающей к потенциалу пространства, понятна из рассмотрения семейства кривых зависимости электронного тока i_e от потенциала зонда V_p , измеренных на различных расстояниях от верхнего фланца (см. рис. 6). На оси источника плазмы внешнее магнитное поле имеет преимуще-

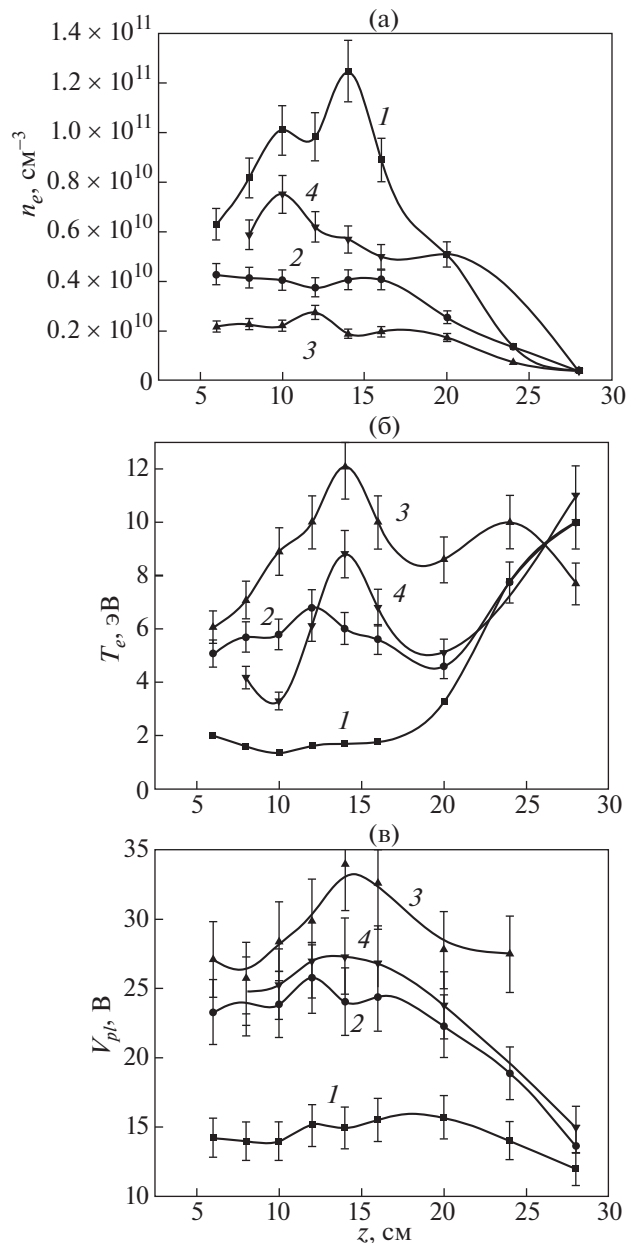


Рис. 5. Аксиальные распределения концентрации (а), температуры (б) электронов, потенциала плазмы (в): 1 – 24 Гс, 2 – 36 Гс, 3 – 48 Гс, 4 – 60 Гс. $P_{gen} = 500$ Вт.

ственную продольную составляющую. Принимая во внимание, что длина свободного пробега электронов вдоль поля велика, можно сделать вывод, что движение электронов вдоль оси описывается нелокальной кинетикой электронов. Рассмотрим более внимательно $i_e(V_p)$. В центральных частях ИП на его оси наблюдается линейное изменение $\ln(i_e)$ от V_p вблизи потенциала пространства. Это свидетельствует о близости функции распределения медленных электронов к максвелловской. Однако при продвижении в область электронов

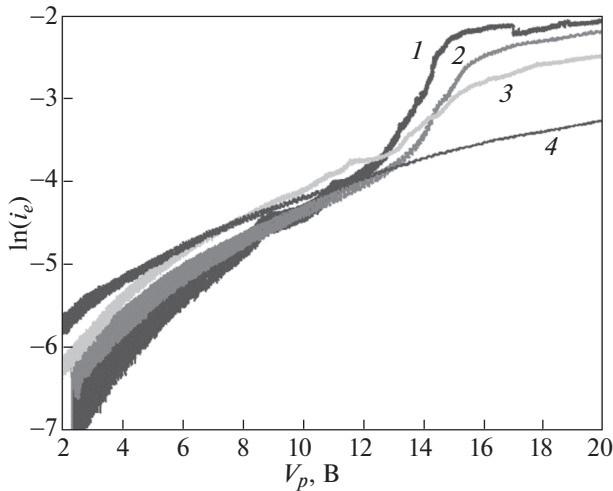


Рис. 6. Зависимость электронного тока на зонд от потенциала зонда, измеренная на различных расстояниях от верхнего фланца z : 1 – 10 см, 2 – 14 см, 3 – 20 см, 4 – 24 см; $P_{gen} = 500$ Вт.

бóльших энергий линейное изменение $\ln(i_e)$ с V_p утрачивается. Форма $i_e(V_p)$ свидетельствует об обогащении ФРЭЭ быстрыми электронами, т. е. в целом $f(\epsilon)$ в разряде является немаксвелловской. По мере продвижения к нижнему фланцу медленные электроны задерживаются тормозящим электрическим полем (см. рис. 5в), и при $z > 20$ см остаются только быстрые электроны, средняя энергия которых выше, чем у медленных.

Рассмотрим далее, как влияет индукция внешнего магнитного поля на вид $i_e(V_p)$ и $f(\epsilon)$. На рис. 7 показаны зависимости электронного тока на зонд от разности между напряжением зонда и потенциалом пространства. Как видно, в диапазоне 24–60 Гс характер изменения i_e от $V_p - V_{pl}$ качественно одинаков. Вблизи потенциала пространства наблюдается группа медленных электронов с распределением, близким к максвелловскому, что подтверждается линейной зависимостью $\ln(i_e(V_p - V_{pl}))$ от $V_p - V_{pl}$. При уменьшении $V_p - V_{pl}$ характер изменения электронного тока меняется, указывая на появление быстрых электронов в разряде. Результаты расчета ФРЭЭ, исходя из уравнения (1), показаны на рис. 8. На рис. 8а одновременно с $f(\epsilon)$ показана функция $\ln(f(\epsilon)/\epsilon^{0.5})$, зависимость которой при $\epsilon < 10$ эВ близка к линейной. Надо отметить, что в настоящей работе использовался метод и программа [40], которая использует условие, что на границах отрезка энергий, где ищется ФРЭЭ, ее производная равна нулю. В связи с этим первые несколько точек $f(\epsilon)$ вблизи границ заглажены, а на $\ln(f(\epsilon)/\epsilon^{0.5})$ заметна некоторая “раскачка” решения.

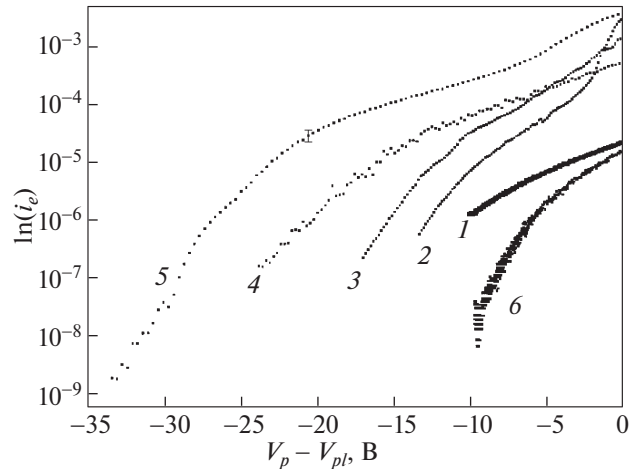


Рис. 7. Зависимость электронного тока на зонд от разности потенциалов между потенциалом плазмы и потенциалом зонда: 1 – 0 Гс, 2 – 24 Гс, 3 – 36 Гс, 4 – 48 Гс, 5 – 60 Гс, 6 – 72 Гс; $P_{gen} = 500$ Вт.

Результаты спектральных измерений качественно подтвердили и дополнили результаты зондовых измерений. На рис. 9 показаны зависимости интенсивности свечения атомарной и ионной линий аргона 420.0 нм и 480.6 нм от индукции магнитного поля, измеренные на различных расстояниях от верхнего фланца. Напомним, что потенциал возбуждения атомарной линии аргона 440.0 нм составляет 11.55 эВ, а ионной 480.6 нм – 32.4 эВ, т. е. интенсивность спектральных линий несет в себе информацию об электронах средних и больших энергий.

Как видно, в области антенны ($z = 9$ см) изменение магнитного поля сопровождается медленным увеличением интенсивности свечения атомарной линии $I_{420.0}$ вплоть до $B = 60$ Гс, затем интенсивность линии начинает уменьшаться. Такое же поведение характерно для атомарных линий 419.8, 419.1, 425.9 нм: значения их интенсивности, нормированные на максимальные значения, совпадают с зависимостью $I_{420.0}(B)/I_{max}$ в пределах погрешности эксперимента. Вблизи верхнего фланца поведение $I_{420.0}$ более сложное: сначала при наложении на разряд магнитного поля интенсивность свечения падает, а затем начинает расти вплоть до $B = 60$ Гс, указывая на рост количества электронов с энергией более 11 эВ. Начальное падение $I_{420.0}$ при $z = 1$ см связано с эффектом “перекачки” плотности плазмы, возникающем в областях разряда, где существует расходящееся магнитное поле [41].

Для зависимости интенсивности ионной линии от магнитного поля характерно более сильное влияние B . Наибольшие значения интенсивности наблюдаются при полях порядка 40 Гс, что согласуется с результатами зондовых измерений,

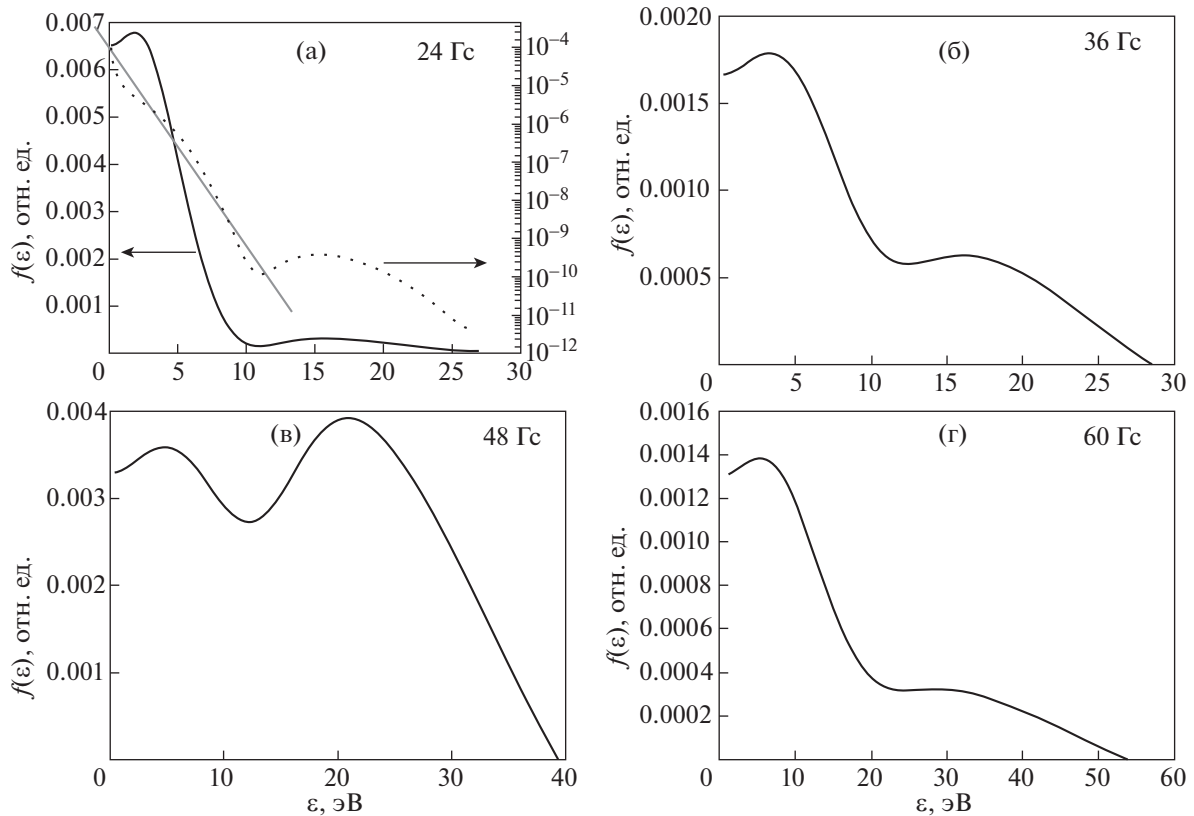


Рис. 8. ФРЭЭ: 24 Гц (а), 36 Гц (б), 48 Гц (в), 60 Гц (г); $P_{gen} = 500$ Вт.

демонстрирующими, что здесь доля быстрых электронов максимальна.

В области истечения плазмы при $z = 35$ см интенсивность свечения ионной линии исчезающе мала, поэтому была измерена только зависимость $I_{420,0}(B)$. Как видно, в этой области разряда интенсивность атомарной линии резко зависит от магнитного поля, причем область максимальных значений $I_{420,0}$ близка к области максимальных значений $I_{480,6}$, измеренных в центральных частях источника плазмы. Это может свидетельствовать о том, что быстрые электроны преодолевают потенциальный барьер, возникающий у нижнего фланца ИП, и проникают в область истечения плазмы.

Данные, представленные на рис. 5–9, соответствуют мощности ВЧ-генератора 500 Вт. Рисунок 10 иллюстрирует, что происходит с ФРЭЭ при изменении мощности ВЧ-генератора. Можно видеть, что с ростом P_{gen} существенно увеличивается доля медленных электронов по сравнению с долей быстрых электронов. Это неудивительно, так как с ростом мощности ВЧ-генератора растет концентрация плазмы, а, следовательно, и частота электрон-электронных столкновений. Последнее сопровождается максвеллизацией функции распределения электронов, что может затруднять

обнаружение группы быстрых электронов при концентрации плазмы более 10^{11} см $^{-3}$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценки, выполненные на основе полученных данных, показывают, что при условиях настоящих экспериментов выполняется неравенство

$$\omega_{Li} \ll \omega \ll \Omega_c \ll \omega_{Le}, \quad (3)$$

где ω_{Li} , ω_{Le} – ионная и электронная ленгмюровские частоты, Ω_c – ларморовская частота и ω – рабочая круговая частота. Как известно [44], неравенство (3) определяет область существования в плазме геликонов и волн Трайвелписа–Голда. Для анализа условий возбуждения волн в рассматриваемом источнике плазмы была использована теоретическая и численная модели, развитые в работах [19–21]. В рамках модели ИП рассматривается как резонатор, где возбуждаются стоячие волны с продольным волновым числом $k_z = l\pi/L$, где L – длина источника плазмы, а $l = 1, 2, 3, \dots$ – число, характеризующее возбуждаемую моду. Электродинамическая задача решалась в [19–21] с использованием тензора диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы с учетом как столкновительного, так и бесстолкно-

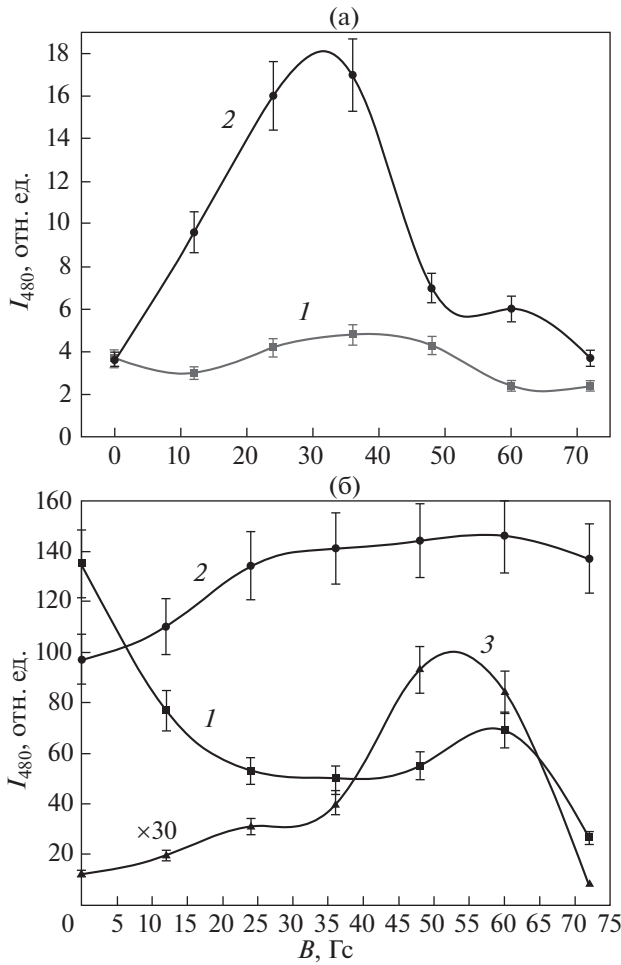


Рис. 9. Зависимости интенсивности свечения атомарной (а) и ионной (б) линий аргона 420.0 и 480.6 нм от индукции магнитного поля, измеренные на расстояниях от верхнего фланца 1: 1, 2 – 9 и 3 – 35 см; $P_{gen} = 500$ Вт.

вительного поглощения. Расчеты были выполнены для цилиндрического источника плазмы диаметром 20 и длиной 30 см, помещенного в продольное магнитное поле, без учета области истечения плазмы. Предполагалось, что магнитное поле и концентрация плазмы однородны в объеме ИП, а магнитное поле имеет преимущественную аксиальную составляющую. В настоящей работе при проведении расчетов были выполнены расчеты для $l = 1, 2, 3$ и 4.

В соответствии с работами [19, 20] рассчитанные ВЧ-поля могут быть представлены как суперпозиция двух решений. Одно из решений может быть сопоставлено с квазипродольной волной (волной Трайвелписа–Голда), второе – с квазипоперечной (геликоном).

Результаты расчетов показаны на рис. 11. Можно видеть, что при значениях концентрации

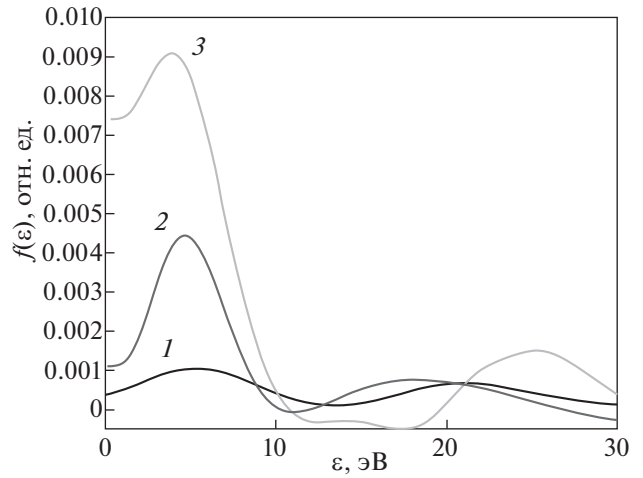


Рис. 10. ФРЭЭ при мощности ВЧ-генератора 300 (1), 500 (2) и 800 (3) Вт.

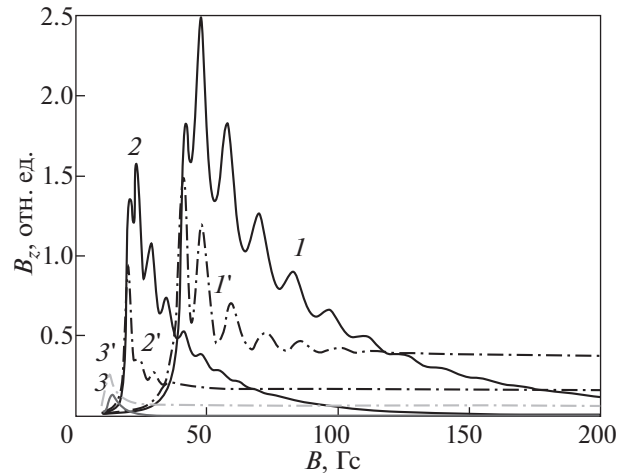


Рис. 11. Зависимость амплитуды поля B_z от индукции внешнего магнитного поля: 1, 1' – $l = 1$, 2, 2' – $l = 2$, 3, 3' – $l = 3$. Сплошная линия – амплитуда первого решения (волны Трайвелписа–Голда) штрихпунктир – амплитуда второго решения (геликона); $n_e = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

плазмы, характерных для настоящего эксперимента, основной вклад в величины амплитуды ВЧ-поля B_z вносит первое решение электродинамической задачи. Чем меньше величина индукции внешнего магнитного поля, тем больше амплитуда волны с малой длиной волны (большим l). Качественно близкий результат наблюдался в настоящих экспериментах (см. рис. 3, 4б). При малых магнитных полях длина возбуждаемой волны была примерно в 2 раза ниже, чем при $B \geq 60$ Гс.

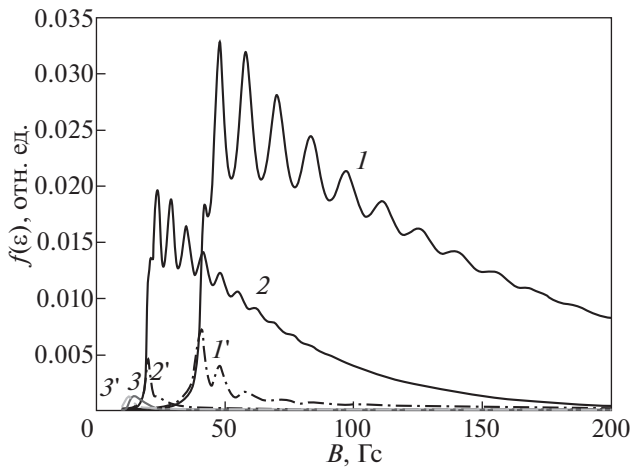


Рис. 12. Зависимость амплитуды поля E_z от индукции внешнего магнитного поля: 1, 1' – $l = 1$, 2, 2' – $l = 2$, 3, 3' – $l = 3$. Сплошная линия – амплитуда первого решения (волны Трайвелписа–Голда) штрихпунктир – амплитуда второго решения (геликона); $n_e = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

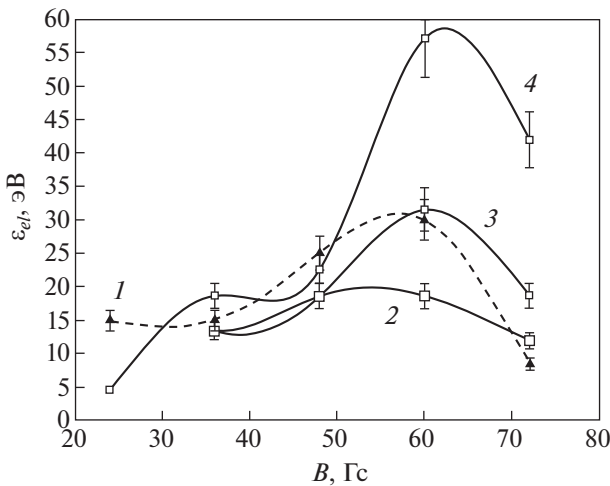


Рис. 13. Зависимость ϵ_f (кривая 1) для $P_{gen} = 500$ Вт и ϵ_ϕ от индукции магнитного поля при $P_{gen} = 300 - 2$, $500 - 3$ и $800 - 4$ Вт.

На рис. 12 показана зависимость продольной компоненты ВЧ электрического поля E_z от индукции магнитного поля. Можно видеть, что здесь амплитуда квазипродольной волны существенно превосходит амплитуду квазипоперечной. Полученный результат соответствует принятой в литературе точке зрения, что при концентрациях электронов менее $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ волна Трайвелписа–Голда является объемной и доминирующей. Рост концентрации плазмы, как показали расчеты [37], сопровождается пониже-

нием амплитуды квазипродольной волны по сравнению с квазипоперечной.

Эксперименты показали, что при наличии внешнего магнитного поля в разряде появляются частично-бегущие волны. В соответствии с [8] возбуждение частично-бегущей продольной волны может сопровождаться появлением ускоренных “резонансных” электронов со скоростью, близкой к фазовой скорости волны, и движущихся вдоль направления распространения волны. Сопоставим энергию, соответствующую положению второго максимума ФРЭЭ ϵ_f , определенного с помощью зондовых измерений с энергией ϵ_ϕ , рассчитанной по фазовой скорости электронов

$$\frac{\omega}{k_z} = \frac{\omega\lambda}{2\pi} = 5.9 \times 10^7 \sqrt{\epsilon_\phi} \left[\frac{\text{см}}{\text{с}} \right]. \quad (4)$$

Результаты расчетов показаны на рис. 13. Можно видеть, что существует корреляция между ϵ_f и ϵ_ϕ . Это свидетельствует в пользу предположения о появлении быстрых электронов в разряде в результате их ускорения электрическим полем бегущей волны, возбуждаемой в ИП.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование аксиального распределения продольного ВЧ магнитного поля в индуктивном ВЧ-разряде, помещенном во внешнее магнитное поле, показало, что при магнитных полях 24 Гс и выше в разряде возбуждаются частично-бегущие волны. Количество полуволн, укладывающихся на длине источника плазмы, убывает с ростом магнитного поля, что находится в соответствии с численными расчетами. Внешнее магнитное поле имеет на оси ИП преимущественную продольную компоненту, при этом для аксиального движения электронов характерна нелокальная кинетика. Функция распределения медленных электронов близка к максвелловской, однако для электронов с энергией более 5–10 эВ наблюдаются сильные отклонения ФРЭЭ от равновесной функции распределения. В области энергий 20–30 эВ появляются локальные максимумы ФРЭЭ, положение которых коррелирует с энергией, которые имели бы электроны, движущиеся с фазовой скоростью волны. Спектральные измерения подтверждают наличие быстрых электронов не только в объеме ИП, но и в истекающей из него струе плазмы. Рост мощности ВЧ-генератора сопровождается ростом доли медленных электронов по сравнению с долей быстрых.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00642 <https://rscf.ru/project/22-29-00642/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boswell R.W.* // Phys. Lett. A. 1970. V. 33 P. 457.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(70\)90606-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(70)90606-7)
2. *Boswell R.W.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1984. V. 26. P. 1147.
3. *Boswell R.W.* // Plasma Phys. 1984. V. 31 P. 197.
4. *Chen F.F.* // High Density Plasma Sources // Ed. by O.A. Popov. NY: Noyes publications. 1996.
5. *Chen F.F.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. V. 24. 014001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/1/014001>
6. *Shinohara Sh.* // Adv. Phys.: X. 2018. V. 3. P. 1420424.
<https://doi.org/10.1080/23746149.2017.1420424>
7. *Isayama S., Hada T., Shinohara Sh.* // Plasma Fusion Res. 2018. V. 13. P. 1101014.
<https://doi.org/10.1585/pfr.13.1101014>
8. *Chen F.F.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1991. V. 33 P. 339.
9. *Zhu P., Boswell R.W.* // Phys. Fluids. 1991. V. 3. P. 869.
<https://doi.org/10.1063/1.859843>
10. *Chen F.F., Decker C.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1992. V. 34. P. 635.
11. *Loewenhardt P.K., Blackwell B.D., Hamberger S.M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1995. V. 37. P. 229.
<https://doi.org/10.1063/1.870746>
12. *Shoji T., Mieno T., Kadota K.* // Proc. Int. Sem. Reactive Plasmas, Nagoya, Japan. 1991. P. 337.
13. *Chen R.T.S., Breun R.A., Gross S., Hershkowitz N., Hsien M.J., Jacobs J.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 4. P. 337.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/4/3/003>
14. *Ellingboe A.R., Boswell R.W., Booth J.P. and Sadeghi N.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 1807.
<https://doi.org/10.1063/1.871334>
15. *Ellingboe A.R., Boswell R.W., Booth J.P. and Sadeghi N.* // Gaseous Electronics Conf., Monreal, Canada, 1993. Abstract CA-5.
16. *Molvic A.W., Ellingboe A.R. and Rognlien T.D.* // Phys. Rev. Lett. A. 1997. V. 79. P. 233.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.233>
17. *Blackwell D.D. and Chen F.F.* // Bull. Amer. Phys. Soc. 1995. V. 40. P. 1771.
18. *Chen F.F.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1997. V. 39. P. 1533.
19. *Вавилин К.В., Рухадзе А.А., Ри М.Х., Плаксин В.Ю.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 29.
20. *Вавилин К.В., Рухадзе А.А., Ри М.Х., Плаксин В.Ю.* // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 739.
21. *Александров А.Ф., Воробьев Н.Ф., С.Г., Кралькина Е.А., Обухов В.А., Рухадзе А.А.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 53.
22. *Shamrai K.P., Taranov V.B.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. P. 474.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/5/3/015>
23. *Shamrai K.P., Taranov V.B.* // Phys. Lett. A. 1995. V. 204. P. 139.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(95\)00435-6](https://doi.org/10.1016/0375-9601(95)00435-6)
24. *Kralkina E.A., Rukhadze A.A., Nekliudova P.A., Pavlov V.B., Petrov A.K., Vavilin K.V.* // AIP Advances. 2018. V.8. 035217.
<https://doi.org/10.1063/1.5023631>
25. *Charles C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 163001.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/16/163001>
26. *Charles C., Boswell R.W.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1356.
<https://doi.org/10.1063/1.1557319>
27. *Charles C., Boswell R.W.* // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1706.
<https://doi.org/10.1063/1.1652058>
28. *Charles C., Boswell R.W.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 201505.
<https://doi.org/10.1063/1.2814877>
29. *Hairapetian G., Stenzel R.L.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 175.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.175>
30. *Hairapetian G., Stenzel R.L.* // Phys. Rev. Letters. 1988. V. 61. P. 1607.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.1607>
31. *Takahashi K., Charles C., Boswell R., Ando A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 044004.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/4/044004>
32. *Takahashi K.* // Rev. Modern Plasma Phys. 2019. V. 3.
<https://doi.org/10.1007/s41614-019-0024-2>
33. *Yang K., Cui R., Zhu W., Wu Z., Ouyang J.* // High Voltage. 2021. V. 6. P. 358.
<https://doi.org/10.1049/hve2.12018>
34. *Canses Marin J.F.* Helicon wave propagation and plasma equilibrium in high-density hydrogen plasma in converging magnetic fields, Ph.D. thesis, Australian National University, 2015.
35. *Задирьев И.И., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Никонов А.М., Швыдкий Г.В.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 823.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122600388>
36. *Кралькина Е.* // УФН. 2008. Т. 178. С. 519.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200805f.0519>
37. *Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I.* // Plasma Sci. Technol. 2020. V. 22. P. 115404.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/abb0dc>
38. *Фриш С.Э.* Спектроскопия газоразрядной плазмы Л.: Наука, 1970.
39. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Н.* Методы решения некорректно поставленных задач. М.: Наука, 1974.
40. *Волкова Л.М., Девятов А.М., Меченов А.С., Седов Н.Н., Шериф М.А.* // Вестник МГУ. Сер. Физика, астр. 1975. Вып. 3. С. 371.
41. *Хаддлстоун Р., Леонард С.* Диагностика плазмы. М.: Мир, 1967.
42. *Petrov A.K., Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I.* // Vacuum. 2019. V. 169. P. 108927.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2019.108927>
43. *Petrov A.K., Kralkina E.A., Nikonov A.M., Vavilin K.V., Zadiriev I.I.* // Vacuum. 2020. V. 181. P. 109634.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109634>
44. *Гунзбург В.Л., Рухадзе А.А.* Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1970.

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДРЕЙФОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОБЛАСТЯХ ЛУННЫХ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

© 2022 г. Ю. Н. Извекова^а, *, С. И. Попель^а

^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: besedina_yn@mail.ru

Поступила в редакцию 29.04.2022 г.

После доработки 07.07.2022 г.

Принята к публикации 07.08.2022 г.

Околосолнечная среда представляет собой пылевую плазму, состоящую из мелких частиц лунного реголита, фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра. При движении вокруг Земли часть траектории Луны проходит через магнитосферу Земли. Кроме того, для некоторых областей на Луне, так называемых, лунных магнитных аномалий, характерно наличие магнитного поля. Значения магнитных полей над этими участками могут превышать значения магнитного поля магнитосферы Земли в районе траектории Луны на один-два порядка. Наличие магнитного поля наряду с градиентами концентрации фотоэлектронов может приводить к развитию дрейфовой турбулентности. Условия, приводящие к этому, обсуждаются в данной статье.

Ключевые слова: пылевая плазма, экзосфера Луны, лунные магнитные аномалии, дрейфовые волны, дрейфовая турбулентность

DOI: 10.31857/S0367292122600364

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования Луны как ближайшего к Земле космического тела продолжаются десятилетия, все новые государства включаются в международные исследования и готовят собственные миссии. Наличие в непосредственной близости от Луны пыли было замечено еще во времена миссий Аполлон [1, 2]. На данный момент ученые располагают широким набором сведений о спутнике Земли, в частности, о характеристиках лунного грунта и условиях над поверхностью Луны. Проводимые теоретические исследования [3–12] подтверждают, что в околосолнечной среде находятся взвешенные пылевые частицы, источником которых является лунная поверхность, электроны и ионы солнечного ветра. На освещенной Солнцем стороне Луны присутствуют также фотоэлектроны, эмитируемые как с лунной поверхности, так и с поверхности левитирующих пылевых частиц. Планируемые российские миссии Луна-25, Луна-26 и Луна-27 предполагают также исследование пылевой плазмы над поверхностью и на орбите вокруг Луны.

Собственного дипольного магнитного поля, подобного земному, Луна не имеет, однако четверть траектории Луны проходит через хвост магнитосферы Земли, характерные значения магнитных полей в котором имеют порядок 10^{-5} – 10^{-4} Гс. Кроме того, над поверхностью Луны

имеются области магнитных аномалий, т.е. областей, над которыми присутствуют магнитные поля, связанные с магнитным веществом в лунной коре. Значения магнитных полей над этими участками могут достигать величин, в десятки раз превышающих магнитные поля хвоста магнитосферы. Так, измеренные в ходе работы миссии Аполлон 16 значения поля над участком поверхности протяженностью более 7 км на видимой стороне Луны варьировались в диапазоне $(1.12 - 3.27) \times 10^{-3}$ Гс [13]. Из спутниковых измерений [14] известно, что наибольшие значения лунных магнитных полей наблюдаются на невидимой стороне Луны. Причиной возникновения магнитных полей в лунной коре посвящены теоретические работы [15–17]. На рис. 1 представлено распределение магнитного поля у поверхности Луны по данным Lunar Prospector Electron Reflector [18].

Характерные параметры плазмы на освещенной стороне Луны: концентрация фотоэлектронов $n_{e0} = 2.9 \times 10^2$ см⁻³ [19], температура фотоэлектронов $T_e = 1.9$ эВ, концентрация пылевых частиц с размерами 0.01–0.1 мкм порядка 1–2 см⁻³, концентрация электронов солнечного ветра порядка 10 см⁻³. Учитывая указанные параметры, можно считать [9], что основными компонентами плазменно-пылевой системы у поверхности Луны

ны являются положительно заряженные пылевые частицы и фотоэлектроны.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН

Относительное движение электронной и ионной (либо пылевой) компонент плазмы приводит к развитию неустойчивостей. Кинетические и гидродинамические неустойчивости разных видов на Луне были рассмотрены ранее [9, 10, 20]. Здесь рассмотрим еще один тип неустойчивости – дрейфовую, которая возникает при наличии градиентов концентрации частиц плазмы в магнитном поле. Дрейфовые волны представляют собой движение электронов преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля, а ионов – поперек. Эти колебания оказываются неустойчивыми практически при сколь угодно малой неоднородности плазмы. В случае плазменно-пылевой системы у поверхности Луны роль ионов будут играть заряженные пылевые частицы.

Пусть магнитное поле \mathbf{B} однородно и направлено по оси z . Рассмотрим плоский слой плазмы, в котором при отсутствии возмущений концентрация $n(x)$ плавно меняется вдоль оси x . Рассмотрим случай, когда температуру в невозмущенном состоянии можно считать постоянной по всему объему. Для описания дрейфовых волн запишем уравнения движения электронной и пылевой компоненты, а также уравнение непрерывности для пылевой компоненты:

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e \mathbf{E} - \frac{en_e}{c} [\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] + n_e m_e (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) v_{ed}, \quad (1)$$

$$n_d m_d \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\nabla p_d + Z_d e n_d \mathbf{E} + \frac{Z_d e}{c} n_d [\mathbf{u}_d \times \mathbf{B}] - n_e m_e (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) v_{ed}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla \cdot (n_d \mathbf{u}_d) = 0, \quad (3)$$

где $n_e(n_d)$ – концентрации электронов (частиц пыли), $m_e(m_d)$ – массы электронов (частиц пыли), $p_e(p_d)$ – давления в электронной и пылевой компонентах, \mathbf{E} – напряженность электрического поля, \mathbf{B} – индукция магнитного поля, $\mathbf{u}_e(\mathbf{u}_d)$ – скорости электронной (пылевой) компонент, $e = 4.8 \times 10^{-10}$ ед. СГСЭ – элементарный заряд, $Z_d e$ – заряд пылевой частицы, c – скорость света, v_{ed} – частота, характеризующая взаимодействие электронов с частицами пыли.

Будем рассматривать возмущения в виде плоской волны $\exp(ik_y y + ik_z z - i\omega t)$. Движение пылевых частиц, обусловленное электрическим дрей-

фом, происходит со скоростью $u_{ix} = E_y/B_0 = -ik_y \phi_1/B_0$, где ϕ_1 – возмущение электрического потенциала. Пренебрегая движением ионов вдоль магнитного поля и учитывая, что поперечное движение обусловлено электрическим дрейфом, можно записать уравнение (3) в виде

$$-i\omega n_d - ik_y \frac{c\phi_1}{B_0} \frac{dn_0}{dx} = 0, \quad (4)$$

Учтем условие квазинейтральности $Z_d n_d = n_e$, плотность тока в первом приближении $\mathbf{j}_1 = en_{d0}(\mathbf{u}_{d1} - \mathbf{u}_{e1})$. Тогда, домножив уравнение (1) векторно на \mathbf{B} , получим составляющую плотности тока, перпендикулярную \mathbf{B} :

$$\mathbf{j}_{1\perp} = \frac{c}{B^2} [\mathbf{B} \times (-i\omega n_d m_d \mathbf{u}_{d1} + \nabla p_{d1})]. \quad (5)$$

Здесь учтено, что электроны движутся преимущественно вдоль \mathbf{B} .

Преобразуем выражение (5)

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_{1\perp} = \frac{i\omega m_d c}{B^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \times (n_d \mathbf{u}_{d1}). \quad (6)$$

Учитывая условие $\nabla \cdot \mathbf{j}_1 = 0$, находим проекцию плотности тока на направление магнитного поля

$$j_z = \frac{i}{k_z} \nabla \cdot \mathbf{j}_{1\perp}. \quad (7)$$

Далее, учитывая, что движение ионов в первом приближении определяется электрическим дрейфом, из (6) и (7) получим

$$j_{1z} = \frac{k_y^2}{k_z} \frac{c}{H^2} \omega n_{d0} m_d \phi_1. \quad (8)$$

Проецируя уравнение движения электронов (2) на направление магнитного поля, получим

$$ik_z n_e k T_e = en_{0e} ik_z \phi_1 + \frac{m_e v_{ed}}{e} j_{1z}. \quad (9)$$

Частоту, характеризующую взаимодействие электронов с частицами пыли, запишем по аналогии с выражением для электронов и ионов [21]

$$v_{ed} = \frac{4\pi Z_d e^4 n_e L}{m_d^2 v_{Te}^3}, \quad (10)$$

где v_{Te} – тепловая скорость электронов, $L = \ln(\lambda_D T_e / Z_d e^2)$ – кулоновский логарифм, λ_D – дебаевский радиус.

Решая систему уравнений (4), (8) и (9), получим дисперсионное уравнение для дрейфовых волн

$$\omega^2 + i\omega^* \omega - i\omega^* \omega_d = 0, \quad (11)$$

где

$$\omega^* = \frac{k_z^2 Z_d e^2 B^2}{k_y^2 v_{ed} m_e m_d c^2}, \quad (12)$$

$$\omega_d = \frac{k_y c T_e}{e B \lambda}, \quad (13)$$

где T_e – температура электронов, а

$$\lambda = \left(\frac{1}{n_{e0}} \frac{dn_{e0}}{dx} \right)^{-1} \quad (14)$$

– характерный масштаб неоднородности.

Следует отметить, что фазовая скорость в продольном направлении ω/k_z должна лежать в интервале, определяемом неравенствами

$$v_{Te} \sqrt{\frac{m_d}{m_e}} < \frac{\omega}{k_z} < v_{Te}. \quad (15)$$

Пределы применимости полученного дисперсионного уравнения обусловлены тем, что при приближении к правой границе двойного неравенства (15) необходимо учитывать инерционный член в уравнении для электронов, а при приближении к левой границе существенное значение приобретает продольное движение ионов.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН

Исходя из данных, приведенных на рис. 1, можно заключить, что области магнитных аномалий с относительно однородным полем имеют размеры не более 10 км, а магнитные поля в этих областях на один-два порядка превышают фоновые. Рассмотрим ситуацию, когда индукция магнитного поля составляет 3.27×10^{-2} Гс, что соответствует максимальным измеренным на поверхности Луны значениям [13]. Характерные размеры пылевых частиц в окололунной среде лежат в диапазоне 10–100 нм. Будем проводить расчеты для пылевой частицы размерами 50 нм, для которой заряд $Z_d = 150$, см. рис. 2. Концентрация фотоэлектронов $n_{e0} = 2.9 \times 10^2$ см⁻³, температура фотоэлектронов $T_e = 1.9$ эВ. Для этих параметров $v_{ed} = 2.7$ с⁻¹. Фотоны выбивают фотоэлектроны с поверхности безатмосферных космических тел, в частности, с лунной поверхности, а также с поверхностей левитирующих пылевых частиц. Учитывая влияние заряженной поверхности Луны, оказывается, что пылевые частицы над ней распределены неоднородно по высоте с характерным пространственным масштабом неоднородности равным дебаевскому радиусу. Распределения фотоэлектронов над лунной поверхностью с учетом особенностей спектра солнечного излучения у поверхности Луны были получены в работах [6,

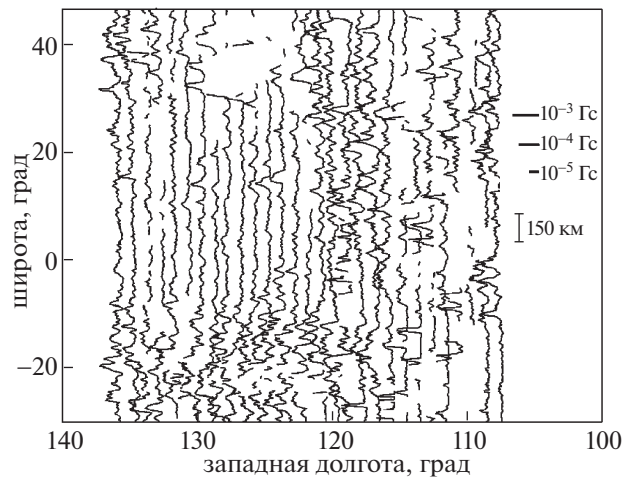


Рис. 1. Значения магнитного поля на поверхности Луны, измеренные Lunar Prospector Electron Reflectorometer в 1999 году [18]. Индукция магнитного поля B достигает значений порядка 10^{-3} Гс в областях магнитных аномалий.

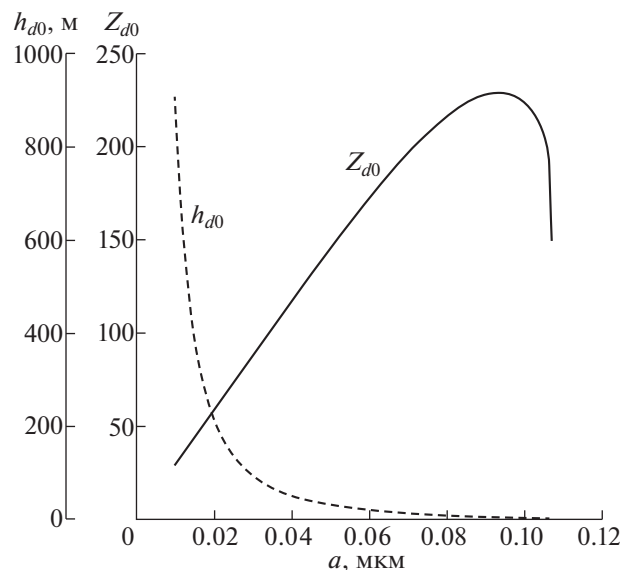


Рис. 2. Зависимости высоты подъема h_{d0} и зарядового числа Z_{d0} от размера левитирующей частицы [22, 23] над поверхностью Луны для $n_{e0} = 2.9 \times 10^2$ см⁻³, $T_e = 1.9$ эВ.

19]. Характерный масштаб неоднородности окололунной плазмы согласно развитой теории [3, 6] можно для оценки принять равным дебаевскому радиусу $\lambda \sim \lambda_D$, что для рассматриваемых параметров составляет около 60 см. В данной работе мы не учитываем неоднородность магнитного поля, поскольку в рассматриваемой ситуации при-

поверхностной пылевой плазмы у Луны магнитное поле практически не меняется по вертикали, а характерный масштаб изменения магнитного поля по горизонтали составляет десятки километров, что существенно превышает характерный масштаб неоднородности для концентрации электронов.

Для случая $\omega^* \ll \omega_d$ дисперсионное уравнение (11) приобретает вид

$$\omega \approx \pm i \sqrt{\omega_d \omega^*}, \quad (16)$$

что соответствует дрейфово-диссипативной неустойчивости. Максимальный инкремент этой неустойчивости не превышает ω_d и достигается при условии приближения частоты ω^* к дрейфовой частоте ω_d . Из соотношения (15) для рассматриваемых параметров плазмы с учетом ограничения на размеры рассматриваемой области следует ограничение на k_y

$$10^{-5} \text{ см}^{-1} < k_y < 5 \times 10^4 \text{ см}^{-1}. \quad (17)$$

При этом для k_z из $\omega^* \ll \omega_d$ для рассматриваемых параметров плазмы следует ограничение

$$k_z^2 \ll 10^9 \text{ см} \cdot k_y^3. \quad (18)$$

Переписывая (18) в виде $k_z^2 = \varepsilon \times 10^9 \text{ см} \cdot k_y^3$, где ε — малая величина, получим для инкремента

$$\gamma \approx 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \sqrt{\varepsilon} k_y. \quad (19)$$

Например, при $k_y = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $k_z = 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ для пылевой частицы размерами 50 нм инкремент неустойчивости составит $\gamma \sim 10^2 \text{ с}^{-1}$, соответственно время развития неустойчивости $\tau \sim 10^{-2} \text{ с}$. Для этих параметров дрейфовая частота составляет $\omega_d \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$. Из (19) следует, что скорость роста неустойчивости будет максимальной для минимальных размеров возмущения.

В противоположном случае $\omega_d \ll \omega^*$ дисперсионное уравнение (11) приобретает вид

$$\omega = \omega_d + i \omega_d^2 / \omega^*. \quad (20)$$

При этом должно выполняться

$$k_z^2 \gg 10^9 \text{ см} \cdot k_y^3. \quad (21)$$

Из условия (15) при рассматриваемых параметрах плазмы следует

$$10^{-7} < \frac{k_y}{k_z} < 6 \times 10^{-2}. \quad (22)$$

Из (21) имеем $k_z^2 = \varepsilon^{-1} \times 10^9 \text{ см} \cdot k_y^3$. Тогда выражение для инкремента принимает вид

$$\gamma \approx 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \varepsilon k_y.$$

Этот случай реализуется, когда k_z превышает k_y на несколько порядков, и максимальное значение инкремента не превышает величину дрейфовой частоты ω_d .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, рассмотрена возможность развития дрейфовой неустойчивости в приповерхностной пылевой плазме у Луны. Показано, что наибольший эффект достигается в областях лунных магнитных аномалий. Причиной развития неустойчивости является наличие градиентов концентрации фотоэлектронов в магнитном поле. Таким образом, в областях лунных магнитных аномалий ожидается эффективная дрейфовая турбулентность, формируемая в результате развития дрейфово-диссипативной неустойчивости. Характерное время развития турбулентности существенно меньше длительности светового дня на Луне. В рамках миссий Луна-25 и Луна-27 планируется исследование плазменно-пылевой системы в окололунной среде, в частности, исследование волн в плазме с помощью электростатического сенсора [19]. Таким образом, возможно наблюдение эффектов, в том числе, связанных с дрейфовыми волнами. Стоит также отметить, что интерес к дрейфовым волнам в плазме вызван их вкладом в перенос энергии и вещества, что может также привести к возможным наблюдаемым проявлениям на Луне. Понимание этих процессов в условиях окололунной плазмы требует дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Berg O.E., Richardson F.F., Burton H.* // Apollo 17 preliminary science report. NASA Spec. Publ. 16-1—16-9. SP-330. 1973.
2. *Berg O.E., Wolf H., Rhee J.* // Interplanetary Dust and Zodiacal Light / Eds. H. Elsasser, H. Fechtig. New York: Springer, 1976. P. 233.
3. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu.* // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
4. *Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
5. *Colwell J.E., Batiste S., Horanyi M., Robertson S., Sture S.* // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006.
6. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. С. 455
7. *Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H.* // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. P. 1071.
8. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.
9. *Попель С.И., Морозова Т.И.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.

10. *Izyekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 731.
11. *Попель С.И., Голубь А.П., Лисин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманюк Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 641.
12. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. С. 393.
13. *Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D.* // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
14. *Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R.* // Moon. 1972. V. 4. P. 419.
15. *Le Bars M., Wicczorek M.A., Karatekin O., Cebron D., Laneuville M.* // Nature. 2011. V. 479. P. 215.
16. *Wicczorek M.A., Weiss B.P., Stewart S.T.* // Science. 2012. V. 335. P. 1212.
17. *Wicczorek M.A.* // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 291.
18. *Mitchell D.L., Halekas J.S., Lin R.P., Frey S., Hood L.L., Acuña M.H., Binder A.* // Icarus. 2008. V. 194. P. 401.
19. *Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
20. *Popel S.I., Kassem A.I., Izyekova Yu.N., Zelenyi L.M.* // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
21. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. В 10 т. Т. X. / *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. 536 с.
22. *Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
23. *Попель С.И., Голубь А.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 629.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ
КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ© 2022 г. Р. У. Машеева^а *, К. Н. Джумагулова^а, М. Мырзали^а^а Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
НАО “КазНУ им. аль-Фараби”, Алматы, Казахстан

*e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Поступила в редакцию 26.07.2022 г.

После доработки 20.08.2022 г.

Принята к публикации 01.09.2022 г.

Исследован процесс зарядки пылевых частиц, находящихся в неравновесной космической плазме, в приближении ограниченного орбитального движения (orbit motion limited – OML). Исследование процесса зарядки пылевых частиц было проведено с учетом различных механизмов для широкого диапазона параметров космической плазмы. Получены выражения для потоков ионов и электронов в условиях немаксвелловского распределения частиц плазмы. Показано, что при малых энергиях частиц эти формулы переходят в выражения, полученные на основе максвелловского распределения. При балансе потоков ионов и электронов на поверхность пылевых частиц получены зависимости приведенного заряда от отношения температур и соотношения масс электронов и ионов. Также была получена и построена зависимость приведенного заряда от времени зарядки. Характерное время зарядки пылевых частиц в случае неравновесного каппа-распределения увеличивается по сравнению с характерным временем зарядки частиц для максвелловского распределения.

Ключевые слова: космическая пылевая плазма, вторичная электронная эмиссия, фотоэлектронная эмиссия, каппа-распределение, поток частиц

DOI: 10.31857/S0367292122601059

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что большая часть космической плазмы представляет собой плазму с конденсированной дисперсной фазой. Такую плазму часто называют пылевой плазмой [1]. В межзвездном пространстве пыль везде встречается вместе с газом. На ее долю приходится примерно один процент от массы газа. Интерес к изучению непосредственно космических пылевых частиц растет. Межпланетная пыль регулярно собирается бортовыми коллекторами в стратосфере Земли [2]. В 2006 г. была организована миссия НАСА Stardust (“Звездная пыль”), осуществившая сбор и доставку капсулы с образцами частиц из окрестностей ядра кометы 81P/Wild 2 на Землю [3]. Примером повышенного интереса к пылевой плазме в космосе может также служить история исследования лунной пыли. В недавней американской миссии LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer – “исследователь лунной атмосферы и пылевой среды”) [4] проводились наблюдения за лунной пылью с орбиты космического модуля. Следует также упомянуть, что на протяжении уже почти двадцати лет международной группой исследователей, в которую входят и

казахстанские ученые, проводятся эксперименты с пылевой плазмой в условиях микрогравитации на борту Международной космической станции (МКС) [5].

Измерения, выполненные космическими аппаратами, показали, что отклонение от равновесного распределения частиц часто обнаруживается в солнечном ветре, в плазме планетарных магнитосфер и некоторых других астрофизических объектах из-за присутствия частиц с высокими энергиями [6, 7]. В большинстве случаев распределение частиц имеет степенной “хвост” в области высоких энергий, и по имеющимся эмпирическим данным лучше всего такое распределение соответствует так называемому семейству каппа-распределений (к-распределений) [8]. В настоящее время оно уже нашло интересные применения в пылевой космической плазме. Например, в работе [9] были исследованы пыле-акустические солитоны в пылевой плазме с к-распределенными ионами.

Одной из важных задач в области космической пылевой плазмы является исследование зарядки пылевых частиц. Размеры пылевых частиц, входящих в состав космической плазмы, составляют

от десятых и сотых долей микрометра до нескольких микрометров, благодаря чему частицы могут приобретать очень большие статические электрические заряды за счет потоков ионов и электронов на их поверхность. В случае учета вторично-электронных ионно-электронных эмиссионных процессов пылинки могут заряжаться положительно. Целью данной работы является исследование процесса зарядки пылевых частиц в космической неравновесной плазме с учетом различных механизмов зарядки. Для описания процесса зарядки пылинок широко применяется метод ограниченного орбитального движения, так называемое приближение OML (orbit motion limited). В уравнениях, полученных на основе этого метода, было использовано равновесное распределение Максвелла. Мы использовали приближение OML с учетом каппа-распределения. Получены выражения для потоков электронов и ионов на основе каппа-распределения, получена зависимость приведенного заряда пылевой частицы от параметров системы.

2. ТЕОРИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Модель приближения OML [10] позволяет из законов сохранения энергии и момента импульса определить сечения поглощения электронов и ионов пылевой частицей. Применимость метода обычно выражается следующим условием:

$$a \ll \lambda_D \ll l_{e(i)}, \quad (1)$$

где λ_D – длина экранирования плазмы (радиус Дебая), $l_{e(i)}$ – длина свободного пробега электронов (ионов), a – радиус пылевой частицы. Также подразумевается, что другие пылевые частицы не оказывают влияния на движение электронов и ионов в ее окрестности.

В приближении OML считается, что электроны и ионы поглощаются в том случае, если их траектории пересекают поверхность пылевой частицы или касаются ее. Тогда сечения поглощения, зависящие от их скоростей, имеют следующий вид:

$$\sigma_e(v) = \begin{cases} \pi a^2 \left(1 + \frac{2e\phi_s}{m_e v^2} \right), & \frac{2e\phi_s}{m_e v^2} > -1, \\ 0, & \frac{2e\phi_s}{m_e v^2} < -1, \end{cases} \quad (2)$$

$$\sigma_i(v) = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e\phi_s}{m_i v^2} \right),$$

где $m_{e(i)}$ – масса электронов (ионов), а v – скорости электронов и ионов относительно пылевой частицы, ϕ_s – связанный с зарядом стационарный потенциал поверхности пылевой частицы. В рамках приближения ограниченного орбиталь-

ного движения $\sigma_e(v)$ и $\sigma_i(v)$ не зависят от конкретной формы распределения электрического потенциала в окрестности пылевой частицы. Потоки электронов и ионов на поверхность частицы определяются интегрированием соответствующего сечения с функциями распределения частиц по скоростям $f_{e(i)}(v)$

$$I_{e(i)} = n_{e(i)} \int v \sigma_{e(i)}(v) f_{e(i)}(v) d^3 v, \quad (3)$$

где $n_{e(i)}$ – концентрация электронов (ионов). Выражение для максвелловского распределения плазменных частиц по скоростям

$$f_{e(i)}(v) = (2\pi v_{Te(i)}^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te(i)}^2}\right), \quad (4)$$

Каппа-распределение плазменных частиц по скоростям записывается следующим образом:

$$f_{e(i)}(v) = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\pi^{3/2} \theta^3} \frac{1}{\kappa^{3/2} \Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa \theta^2}\right)^{-\kappa-1}, \quad (5)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{2\kappa - 1}{\kappa}} v_{Te(i)},$$

где $v_{Te(i)} = \sqrt{k_B T_{e(i)} / m_{e(i)}}$ обозначает тепловую скорость электронов (ионов), κ – спектральный индекс, k_B – постоянная Больцман, $T_{e(i)}$ – температура электронов (ионов).

Стоит отметить, что при $\kappa \rightarrow \infty$ каппа-распределение стремится к распределению Максвелла, что и можно наблюдать из рис. 1. Распределения скоростей представлены в безразмерном виде

$$f[v^*] = f_e\left(v^* = \frac{v}{v_{Te}}\right) v_{Te}^3.$$

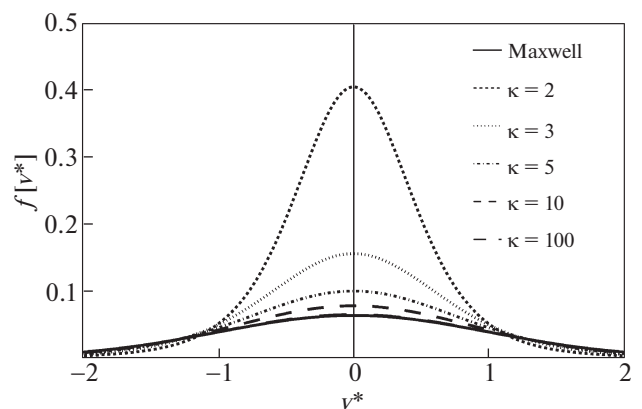


Рис. 1. Максвелловское и κ -распределения при различных значениях κ .

Таблица 1. Параметры астрофизической пылевой плазмы

В межзвездном пространстве						
	$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{К}$	$n_d, \text{см}^{-3}$	$a, \text{мкм}$	$\mu = \frac{m_e}{m_i}$	$\tau = \frac{T_e}{T_i}$
Межзвездное облако	$10^{-4}-10^{-3}$	10–20	$10^{-7}-10^{-6}$	0.1–0.5	$10^{-5}-10^{-4}$	1–100
Зодиакальный пылевой диск	1–10	10^4-10^5	$10^{-12}-10^{-11}$	1–10		
Комета Хейли	10^2-10^4	10^3-10^4	$10^{-8}-10^{-3}$	0.1–10		
в Е кольце, F кольце и в спице Сатурна						
Е кольцо	10–20	10^5-10^6	$10^{-7}-10^{-6}$	0.1–0.5	$10^{-5}-10^{-4}$	1–100
F кольцо	10–20	10^5-10^6	1–10	1–10		
Спицы Сатурна	0.1–100	10^4-10^5	0.5–1.5	0.5–1.5		

Интегрирование (3) с учетом (2) и (4) дает следующие выражения для потоков ионов и электронов

$$I_e = \sqrt{8\pi} n_e a^2 v_{Te} \exp\left(-\frac{e|\Phi_s|}{k_B T_e}\right), \quad (6)$$

$$I_i = \sqrt{8\pi} n_i a^2 v_{Ti} \exp\left(1 + \frac{e|\Phi_s|}{k_B T_i}\right). \quad (7)$$

В настоящей работе получены выражения для потоков электронов и ионов на основе κ -распределения, которые записываются следующим образом:

$$I_{\kappa e} = \sqrt{8\pi} n_e a^2 v_{Te} \times \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \frac{e|\Phi_s|}{k_B T_e}\right)^{\kappa-1}}, \quad (8)$$

$$I_{\kappa i} = \sqrt{8\pi} n_i a^2 v_{Ti} \times \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \frac{e|\Phi_s|}{k_B T_i}(\kappa-1)\right)}. \quad (9)$$

Стационарный потенциал поверхности и заряд пылевой частицы определяется равенством потоков ионов и электронов, поглощаемых частицей

$$I_e = I_i. \quad (10)$$

Вводим следующие безразмерные параметры, которые широко используются в разных работах [11, 12]

$$z = \frac{|Z_d| e^2}{a k_B T_e}, \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}, \quad \mu = \frac{m_e}{m_i}, \quad (11)$$

здесь z – абсолютная величина заряда частицы в единицах $a k_B T_e / e$ (в дальнейшем просто приведенный заряд), Z_d – зарядовое число пылевой частицы (заряд, выраженный в единицах элементарного заряда e), τ и μ – отношения температур и масс электронов и ионов, соответственно. Надо отметить, что в обычной газоразрядной плазме отношение температур $\tau \gg 1$ ($\tau \sim 10-100$), абсолютная величина заряда $z \geq 1$ и конечно, $\mu \ll 1$. В табл. 1 представлены параметры реальных плазм в космосе и в экспериментальных установках, приведенные в работе [13].

Выражения (6), (7) для потоков электронов и ионов распределения Максвелла в безразмерном виде записываются как

$$I_e[z] = \frac{I_e a_0}{v_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} a^{*2} \exp(-z), \quad (12)$$

$$I_i[z] = \frac{I_i a_0}{v_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} \frac{a^{*2}}{n^*} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + z\tau), \quad (13)$$

для каппа-распределения

$$I_e[z] = \frac{I_{\kappa e} a_0}{v_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} a^{*2} \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa-1}}, \quad (14)$$

$$I_i[z] = \frac{I_{\kappa i} a_0}{v_{Te}} = \sqrt{\frac{9}{2\pi}} \frac{a^{*2}}{n^*} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\tau(\kappa-1)\right)}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (15)$$

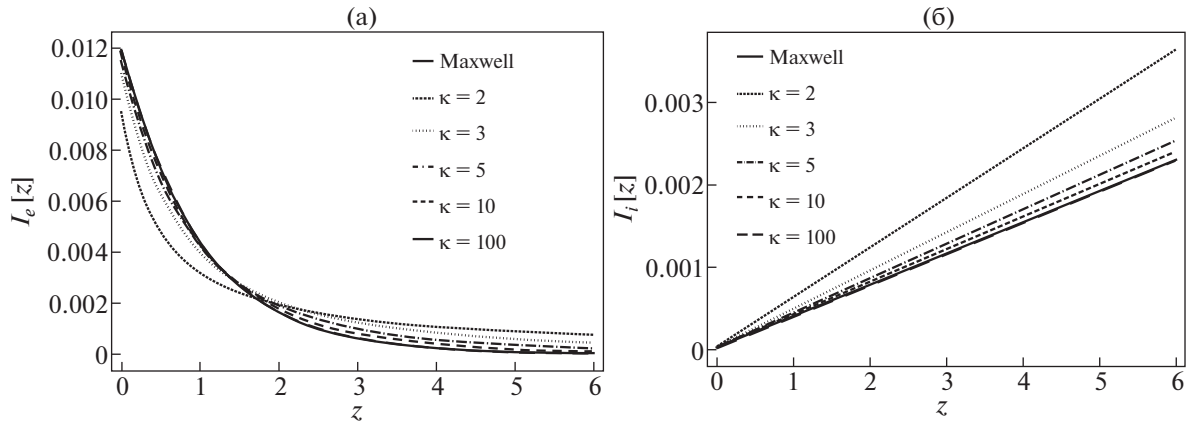


Рис. 2. Зависимость потоков электронов (а) и ионов (б) от приведенного заряда z для разных значений параметра кап-па (κ).

где $a^* = \frac{a}{a_0}$ – отношение радиуса пылевых частиц к среднему расстоянию между частицами $a_0 = \left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)^{1/3}$. Для частицы с радиусом $a = 1$ мкм и $n_e \approx 10^9$ см⁻³, $a^* \approx 10^{-1}$, а параметр $n^* = \frac{n_e}{n_i}$ является отношением концентраций электронов и ионов. На рис. 2 представлена зависимость потоков электронов и ионов от параметра z . Результаты показывают схожее поведение с результатами, полученными на основе максвелловского распределения при $\kappa \rightarrow \infty$.

С учетом безразмерных переменных и выражений для потоков ионов и электронов уравнение (10) для распределения Максвелла может быть переписано в виде

$$\exp(-z) = \frac{n_e}{n_i} \left(\frac{\mu}{\tau}\right)^{1/2} (1 + z\tau). \quad (16)$$

Если переписать уравнение (10) для потоков электронов и ионов с учетом каппа-распределения, получим следующее выражение:

$$\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa-1} \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \tau z(\kappa - 1)\right) = \frac{n_e}{n_i} \sqrt{\frac{\tau}{\mu}} \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^\kappa. \quad (17)$$

Для уединенной частицы условие квазинейтральности имеет вид $n_i = n_e$. Тем самым величину приведенного параметра z определяют фактически отношения температур электронов и ионов плазмы, а также род газа (отношение масс электронов и ионов).

Абсолютная величина безразмерного заряда уединенной сферической пылевой частицы как функция отношения температур электронов и

ионов τ и как функция отношения масс электронов и ионов μ представлена на рис. 3. Данные результаты получены с помощью выражений (16) и (17), на основе распределения Максвелла и каппа-распределения, соответственно. Приведенный заряд частицы z уменьшается с увеличением как отношения температур τ , так и отношения масс электронов и ионов μ .

Выражения (16) и (17) получены для уединенных частиц в плазме. Однако концентрация пылевых частиц может сильно влиять на их заряд. За счет ухода заметной части свободных электронов на соседние пылевые частицы, уменьшается их потенциал и заряд по абсолютной величине. Для учета данного обстоятельства и считая условие (1) выполненным, используя выражения для потоков электронов и ионов (12)–(15), принимая во внимание вклад пылевой компоненты в зарядовый состав плазмы, условие квазинейтральности записывается

$$n_e = n_i + Z_d n_d \quad (18)$$

И вместо уравнений (16) и (17) выражения для определения равновесного потенциала записываются для максвелловского и каппа-распределения следующим образом:

$$\exp(-z) = (1 + P) \left(\frac{\mu}{\tau}\right)^{1/2} (1 + z\tau). \quad (19)$$

$$\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa-1} \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + \tau z(\kappa - 1)\right) (1 + P) = \sqrt{\frac{\tau}{\mu}} \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^\kappa, \quad (20)$$

где параметр $P = |Z_d| \frac{n_d}{n_e}$ – определяет отношение плотностей заряда пылевой и электронной компонент и называется параметром Хавнеса [14].

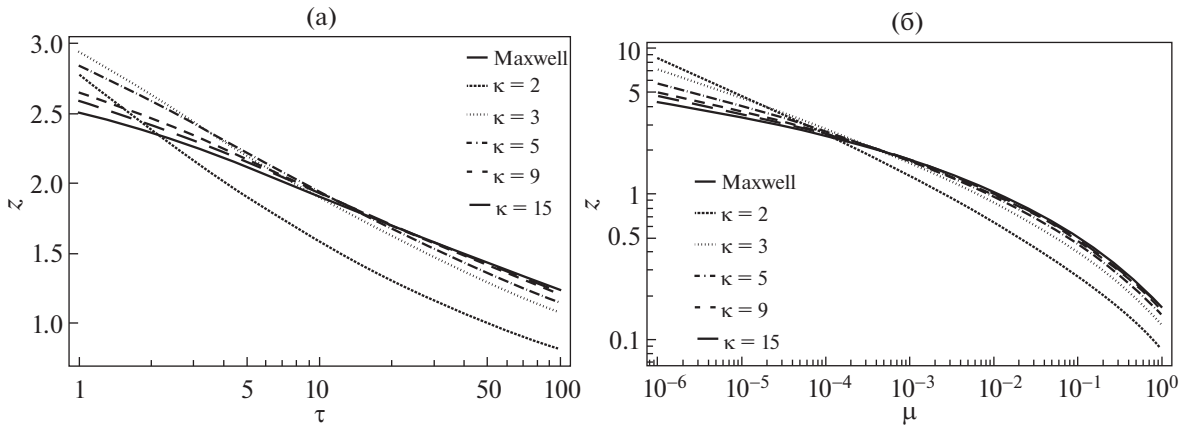


Рис. 3. Величина приведенного заряда z уединенной сферической пылевой частицы как функция отношения температур электронов и ионов τ (а) при значении отношения масс электронов и ионов $\mu = 10^{-4}$; (б) – величина приведенного заряда z в зависимости от отношения масс электрона и иона μ при отношения температур электронов и ионов $\tau = 10$.

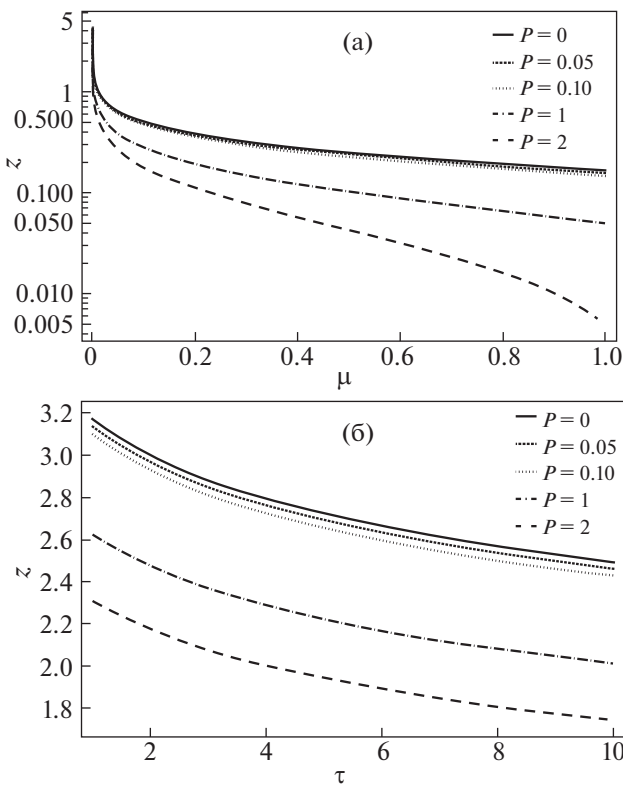


Рис. 4. Абсолютная величина безразмерного приведенного заряда z как функция отношения масс μ (а) при отношении температур электронов и ионов $\tau = 10$; (б) – величина безразмерного приведенного заряда z как функция отношения температур электронов и ионов τ при отношения масс электронов и ионов $\mu = 10^{-4}$ с учетом параметра Хавнеса P для каппа-распределения.

Вычисленный при $P \ll 1$ заряд соответствует заряду уединенной частицы, а при $P > 1$ он существенно уменьшается по абсолютной величине, что и можно наблюдать из рис. 4, построенного на основе уравнений (19) и (20) для параметра каппа $\kappa = 5$. Более подробно данную зависимость для разных значений параметра каппа можно видеть на рис. 5.

Для получения зависимости заряда z от времени используется уравнение [12]

$$\frac{dz}{dt^*} = \sum_j I_j(t), \tag{21}$$

где суммирование производится по всем потокам заряженных частиц I_j , поглощаемых либо эмитируемых пылевой частицей, взятым с соответствующим

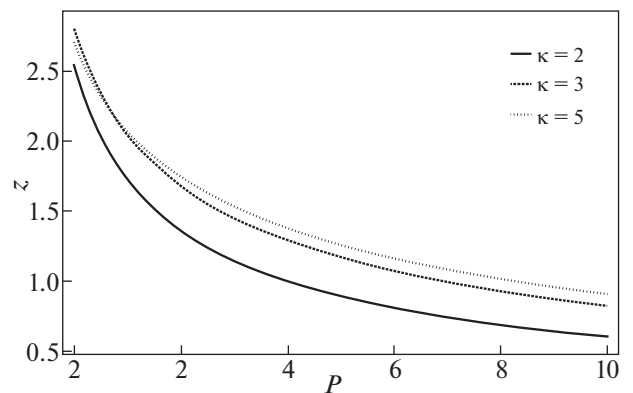


Рис. 5. Абсолютная величина безразмерного приведенного заряда в зависимости от параметра Хавнеса P при значении параметров $\mu = 10^{-4}$, $\tau = 10$.

ющим знаком. Стационарный заряд пылевых частиц определяется выражением

$$\frac{dz}{dt^*} = 0. \quad (22)$$

При рассмотрении зарядки пылевых частиц в отсутствие эмиссионных процессов за счет потоков ионов и электронов для максвелловского распределения скоростей частиц используем выражения для потоков электронов (6) и ионов (7) на поверхность заряженной уединенной сферической частицы в приближении OML. Введем безразмерное время: $t^* \rightarrow \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{a}{\lambda_{Di}} \right) t$, $\lambda_{Di} = \sqrt{k_B T_i / 4\pi e^2 n_i}$ –

ионный дебаевский радиус, $\omega_{pi} = \frac{v_{Ti}}{\lambda_{Di}}$ – ионная плазменная частота, и перепишем уравнение (21) для максвелловского распределения скоростей частиц

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \left[\exp(-z) - \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + \tau z) \right], \quad (23)$$

для каппа-распределения скоростей частиц

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)} \times \left(\frac{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa - 1}} - \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}} \right). \quad (24)$$

Вместе с начальным условием $z(t^* = 0) = 0$ уравнение позволяет определить стационарный приведенный заряд $z = z(\tau, \mu)$ при $t^* \rightarrow \infty$ и характерное время $t_{ch}^*(\tau, \mu)$ зарядки пылевой частицы от незаряженного состояния. В работе [11] характерное время зарядки определено как

$t_{ch} = \frac{|Z_d|}{I_0}$, где $I_0 = I_{e0} = I_{i0}$ – потоки электронов и ионов в стационарном состоянии. А частота зарядки Ω_{ch} как частота релаксации малых возмущений заряда к стационарному значению,

$\Omega_{ch} = \frac{dI_0}{dZ_d} \Big|_{Z_{d0}}$, где значение производной вычисляется для стационарного заряда.

На рис. 6 представлены результаты вычисления зарядки пылевых частиц в отсутствие эмиссионных процессов за счет потоков ионов и электронов при соотношении температур электронов и ионов $\tau = 50$ для плазмы с ионами аргона. Также, на рисунке безразмерные величины Ω_{ch}^{-1} и t_{ch} указаны вертикальными штриховыми линиями.

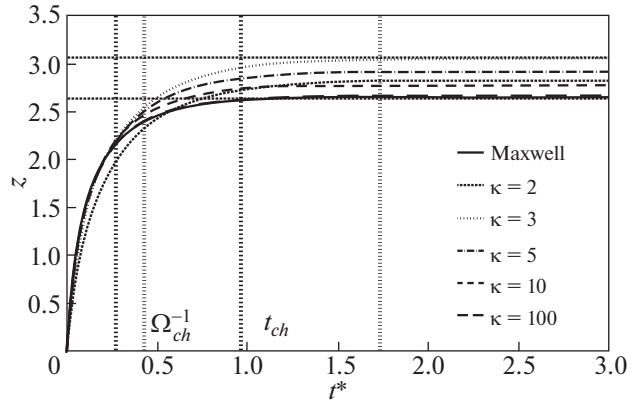


Рис. 6. Абсолютная величина безразмерного заряда как функция безразмерного времени t^* для плазмы аргона при $\tau = \frac{T_e}{T_i} = 50$.

Вертикальные линии (первые две слева) соответствуют значениям величины Ω_{ch}^{-1} для максвелловского и каппа-распределения (слева направо), а две другие вертикальные линии соответствуют значениям величины t_{ch} . То есть результаты показывают, что для немаксвелловского распределения скоростей частиц характерное время зарядки пылевых частиц увеличивается почти в два раза по сравнению с характерным временем зарядки частиц для максвелловского распределения частиц. Отметим, что горизонтальная линия показывает стационарный приведенный заряд пылевых частиц. Результаты показывают хорошее согласие с результатами работы для максвелловского распределения [11]. Для плазмы с ионами гелия, которая более широко распространена в космосе чем плазма аргона, результаты ведут себя аналогично.

При вторичной электронной эмиссии поток вторичных эмитированных электронов I_{se} связан с потоком первичных электронов I_e через коэффициент вторичной электронной эмиссии δ , определяющего отношение потока выбитых вторичных электронов I_{se} с поверхности пылевой частицы к потоку I_e падающих электронов $I_{se} = \delta I_e$. Коэффициент δ зависит как от энергии первичных электронов E , так и от материала пылевой частицы. Зависимость $\delta(E)$ оказывается почти универсальной для различных материалов, если нормировать δ на величину максимального значения коэффициента вторичной электронной эмиссии δ_m , а текущую энергию падающих электронов E на энергию E_m , при которой этот максимум δ_m достигается. Для некоторых материалов, из которых состоит пылевая частица величины параметров δ_m , и E_m составляют $\delta_m \sim (1-4)$, $E_m \sim (0.2-0.4)$

кэВ. Таким образом для вычисления зарядки пылевых частиц за счет вторичной электронной эмиссии выражение (21) перезаписывается следующим образом:

$$\frac{dZ_d}{dt} = -(I_e + I_i + I_s), \quad (25)$$

где I_e, I_i – потоки электронов и ионов соответствующей функции распределения скоростей частиц, тогда как поток вторичной электронной эмиссии определяется выражением

$$I_s = 3.7\delta_m 2\sqrt{2}\pi a^2 n_e v_{Te} \exp\left(\frac{\Phi_s e}{k_B T_e}\right) F_{5,B}\left(\frac{E_m}{4k_B T_e}\right), \quad (26)$$

здесь функция $F_{5,B} = F_{5,B}(x)$ задана в интегральном виде

$$F_{5,B}(x) = x^2 \int_B^\infty u^5 \exp(-xu^2 - u) du, \quad (27)$$

и нижний предел определяется положительным квадратом $B^2 = 4e\phi_s/E_m$. Надо отметить, что так как объектом исследования является космическая пылевая плазма, мы рассматриваем случай, когда $\phi_s < 0$.

Таким образом выражение (25) для максвелловского распределения имеет вид

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{n_e}{n_i} \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \times \left[\exp(-z) - \frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} (1 + z\tau) - \beta \exp(-z) \right], \quad (28)$$

для каппа-распределения

$$\frac{dz}{dt^*} = \frac{n_e}{n_i} \frac{1}{\sqrt{\mu\tau}} \times \left[A \left(B - \frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{\mu}{\tau}} \frac{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2} \right) + z\tau(\kappa - 1) \right)}{\left(\kappa - \frac{3}{2} \right)^{\frac{1}{2}}} \right) - \beta \exp(-z) \right], \quad (29)$$

$$A = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)},$$

$$B = \frac{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa - \frac{1}{2}}}{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa - 1}},$$

здесь $\beta = 3.7\delta_m F_{5,B}\left(\frac{E_m}{4k_B T_e}\right)$. В работах [15], где исследуется зарядка пылевых частиц в результате вторичной электронной эмиссии, значение коэффициента вторичной эмиссии берется $\delta_m = 15$,

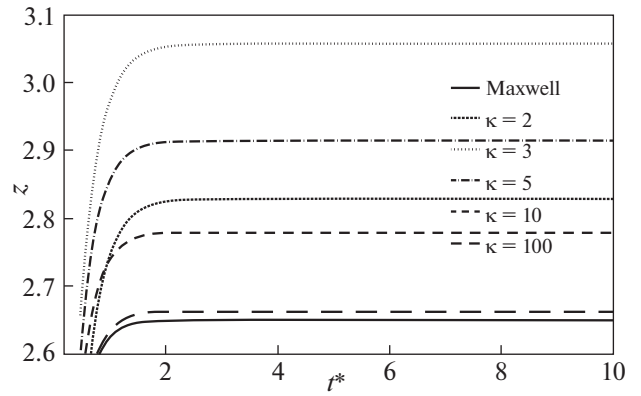


Рис. 7. Абсолютная величина безразмерного приведенного заряда с учетом вторичной электронной эмиссии как функция безразмерного времени t^* для плазмы с ионами гелия при соотношении температур электронов и ионов $\tau = \frac{T_e}{T_i} = 2$.

а отношение $\frac{E_m}{k_B T_e} \approx 180$, данные значения были использованы и в данной статье.

Результаты учета вторичной электронной эмиссии показывают (рис. 7), что время зарядки не меняется с увеличением параметра каппа, а величина приведенного заряда уменьшается с увеличением параметра каппа.

За счет эффекта фотоэмиссии при облучении пылевых частиц в плазме потоком фотонов с энергией, превосходящей работу выхода фотоэлектрона с их поверхности, пылевые частицы могут приобретать положительный заряд [16, 17]. Так как характерная величина работы выхода фотоэлектрона для большинства веществ не превышает 6 эВ, фотоны с энергией меньше 12 эВ могут зарядить частицы, не ионизируя при этом буферный газ (как правило водород). От свойств источника излучения, материала частиц, а также знака их заряда зависит величина потока эмитированных электронов, которая выражается следующим образом [17]:

$$I_{pe} = 4\pi a^2 Y_p J_p \begin{cases} 1, & \phi_s < 0 \\ \exp\left(-\frac{e\phi_s}{k_B T_p}\right), & \phi_s > 0 \end{cases} \quad (30)$$

здесь J_p – плотность потока фотонов, Y_p – квантовый выход материала пылевых частиц. А выражение (21) с учетом потока фотонов для максвелловского распределения записывается следующим образом:

$$\frac{dz}{dt'} = \left[(1 - z\tau) - \alpha \exp\left(z \frac{T_e}{T_p}\right) \right], \quad (31)$$

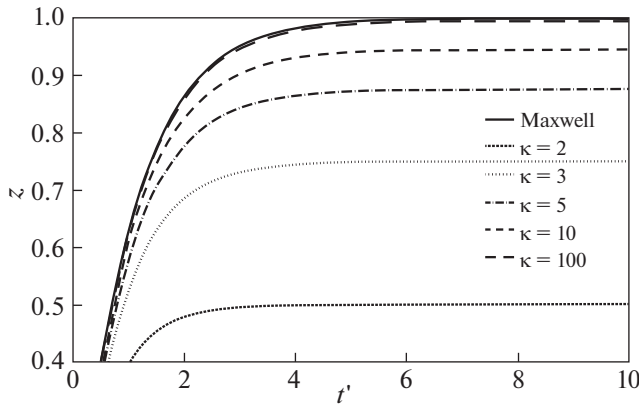


Рис. 8. Абсолютная величина безразмерного приведенного заряда с учетом фотоэлектронной эмиссии как функция безразмерного времени t' .

для каппа-распределения

$$\frac{dz}{dt'} = \left[\frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right)} \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)} \times \frac{\left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) - z\tau(\kappa - 1)\right)}{\left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{2}}} - \alpha \exp\left(z \frac{T_e}{T_p}\right) \right], \quad (32)$$

где $\alpha = \sqrt{2\pi} \frac{Y_p J_p}{n_e v_{Te}}$, здесь безразмерное время уже другое, связанное с электронной плазменной частотой $t' \rightarrow \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{a}{\lambda_{De}}\right) t$, $\lambda_{De} = \sqrt{k_B T_e / 4\pi e^2 n_e}$ – электронный дебаевский радиус, $\omega_{pe} = \frac{v_{Te}}{\lambda_{De}}$ – электронная плазменная частота.

На рис. 8 представлены результаты исследования зарядки пылевых частиц за счет фотоэлектронной эмиссии частиц для плазмы с ионами аргона. Параметр квантового выхода материала брался как $Y_p = 0.5$, а концентрация электронов $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$. Безразмерное время зарядки увеличивается с увеличением параметра каппа, и, наоборот, с увеличением параметра каппа уменьшается абсолютная величина безразмерного приведенного заряда z .

3. ВЫВОДЫ

В работе исследован процесс зарядки пылевой частицы в космической плазме. Для исследования был использован метод орбитального огра-

ниченного движения. Уравнения данного метода решались на основе каппа-распределения, определяемое параметром κ , значение которого в расчетах может изменяться от 2 до 100. В результате исследования получена зависимость приведенного заряда пылевой частицы от параметров системы. Получены выражения для потоков электронов и ионов на основе каппа-распределения. Показано, что при параметре $\kappa \rightarrow \infty$ эти формулы переходят в выражения, полученные на основе максвелловского распределения. Исследование процесса зарядки пылевых частиц с учетом различных механизмов было проведено для широкого диапазона значений параметров системы: соотношения масс электронов и ионов, соотношения температуры электронов и ионов. Зависимость приведенного заряда от времени зарядки без учета эмиссионных процессов показала, что характерное время зарядки для каппа-распределения увеличивается по сравнению с характерным временем зарядки частиц для максвелловского распределения частиц. Результаты учета вторичной электронной эмиссии показывают, что время зарядки не меняется с увеличением параметра каппа, а величина приведенного заряда уменьшается с увеличением этого параметра. В то же время при учете фотоэлектронной эмиссии безразмерное время зарядки увеличивается с увеличением параметра каппа, и, наоборот, с увеличением параметра каппа уменьшается абсолютная величина приведенного заряда. В дальнейшем результаты исследований планируем применить для исследования зарядки пылевых части в реальных астрофизических объектах.

Настоящая работа была выполнена при поддержке гранта АР09058005 МОН РК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goertz C.K. // Rev. Geophys. 1989. V. 27. № 2. P. 271.
2. Taylor S., Lever J.H., Burgess K., Stroud R.M., Brownlee D.E., Nittler L., Bardyn A., Conel M., Alexander O.D., Farley K.A., Treffkorn J., Messenger S., Wozniakiewicz P.J. // Meteoritics and Planetary Science. 2020. V. 55 (5). P. 1128.
3. Gainsforth Z., Westphal A.J., Butterworth A.L., Jilly-Rehak C.E., Brownlee D.E., Joswiak D.J., Ogliore R.C., Zolensky M.E., Bechtel H.A., Ebel D.S., Huss G.R., Sandford S.A., White A.J. // Meteoritics and Planetary Science. 2019. V. 54(5). P. 1069–1091.
4. Elphic R.C., Delory G.T., Butler P. H., Mahaffy P.R., Horanyi M., Colaprete A., Benna M., Noble S.K. // Space Sci. Rev. 2014. V. 185. P. 3.
5. Fortov V.E., Nefedov A.P., Vaulina O.S., Petrov O.F., Dranzhevski I.E., Lipaev A.M., Semenov Y.P. // New J. Phys. 2003. V. 5. 102.
6. Hellberg M.A., Mace R.L., Baluku T.K., Kourakis I., Saini N.S. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 094701.

7. Ziebell L.F., Gaelzer R., Simões Jr. F.J.R. // J. Plasma Phys. 2017. V. 83. P. 905830503.
8. Livadiotis G., Geophys J. // Res. Space Physics. 2015. V. 120. P. 1607.
9. Baluku T.K., Hellberg M.A. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 012106.
10. Tang X., Delzanno G. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 123708.
11. Фортков В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495.
12. Морфилл Г.Е., Цытович В.Н., Томас Х. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 1. С. 3.
13. Mamun A.A., Shukla P.K. // Journal of Plasma Physics. 1994. V. 77 (04). P. 437–455.
14. Havnes O. // Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 2281.
15. Christoph L., Nazish R., Owen W.R., Justin C.H., Klaus T., Rumi N. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 103704.
16. Rosenberg M., Mendis D.A., Sheehan D.P. // IEEE Trans. Plasma Series. 1996. V. 24. 1422.
17. Goree J. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. P. 400–406.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ВЗРЫВА ТОНКИХ ФОЛЬГ С ИСКУССТВЕННО НАНЕСЕННОЙ НА ПОВЕРХНОСТЬ СТРУКТУРОЙ

© 2022 г. Т. А. Шелковенко^а, И. Н. Тиликин^а, А. В. Огинов^а, К. С. Перваков^а,
А. Р. Мингалеев^а, В. М. Романова^{а,*}, С. А. Пикуз^а

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: vmr@inbox.ru

Поступила в редакцию 25.05.2022 г.

После доработки 01.07.2022 г.

Принята к публикации 08.07.2022 г.

Представлены первые результаты исследования электрического взрыва тонких алюминиевых фольг разной толщины с искусственным рельефом, созданным методом лазерного гравирования. Эксперименты проводились на импульсном сильноточном генераторе БИН (270 кА, 300 кВ, 100 нс). Изображения взорванных фольг, помещаемых в цепь обратного тока (амплитуда 80 кА), получены методом проекционной рентгенографии в излучении гибридного X-пинча, основной нагрузки генератора. Исследовалось влияние искусственного рельефа на результирующую картину взрыва — как у фольг, обладающих выраженной собственной структурой, так и без нее. Показано, что искусственная структура в виде канавок, перпендикулярных собственной структуре фольги и параллельных току, может заметно замедлить развитие неустойчивостей во взорванной фольге.

Ключевые слова: электрический взрыв проводников, рентгенография, структура фольги, неустойчивости

DOI: 10.31857/S0367292122600510

1. ВВЕДЕНИЕ

Взрываемые плоские фольги различной толщины используются в качестве быстрых размыкателей в мощных генераторах высоковольтных импульсов [1–3], для генерации ударных волн [4, 5] и УФ-излучения [6], создания детонаторов [7, 8] и других устройств. При этом данные о процессах в самих фольгах при протекании больших импульсных токов явно недостаточны для оптимального решения задач их практического применения. Необходимы систематические исследования процессов преобразования энергии, фазовых переходов, характера и скоростей развития неустойчивостей (т.н. электрических взрывных структур, или ЭВ-структур), возникающих при взрыве. Это позволит продвинуться в традиционных и найти новые области применения взрывающихся фольг — например, производство наночастиц заданного размера.

Ранее наблюдалось, что многие тонкие фольги исходно периодически структурированы в одном или двух направлениях. Например, бытовая алюминиевая (85%) фольга толщиной 16 мкм имеет одномерную структуру с шагом 30 мкм [9], а фольга толщиной 4 мкм — двумерную с периодами 25 и 35 мкм в перпендикулярных направлениях [10]. Это обстоятельство может оказывать су-

щественное влияние на характер ЭВ-структур и на скорость распада фольги. Важным фактором, определяющим вложенную в фольгу энергию и характер возникающих неустойчивостей, является взаимная ориентация собственной структуры и направления разрядного тока [10, 11]. Само наличие у фольги собственной структуры (СС) связано, очевидно, с технологией ее изготовления, о чем, в частности, свидетельствуют рентгенографические изображения фольг из одного и того же материала, но произведенных разными изготовителями или существенно отличающихся по толщине.

Рентгенограммы, демонстрирующие собственную структуру в фольгах толщиной 16 и 4 мкм, которые использовались в наших экспериментах, показаны на рис. 1; там же приведены профили пропускания для отмеченных участков. Поскольку почернение на рентгенографическом изображении пропорционально как плотности исследуемого образца, так и длине пути излучения, регистрируемые структуры могут представлять собой периодическое изменение либо толщины фольги, либо ее плотности (в принципе может быть и то, и другое). Обозначения направлений X и Y на рисунке введены таким образом, чтобы одномерная собственная структура фольги

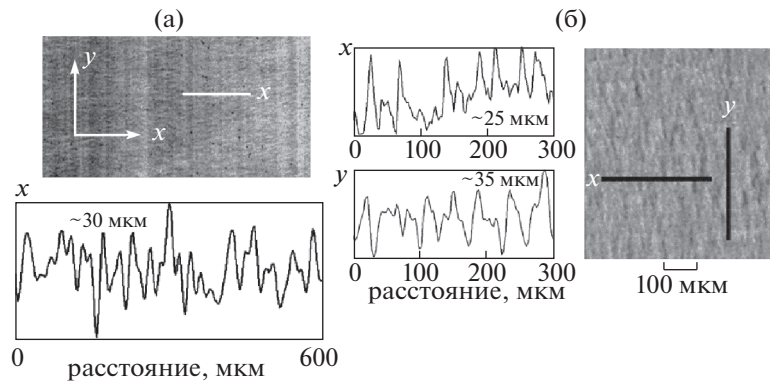


Рис. 1. Рентгенограммы ($2.5 < E < 4.8$ кэВ) алюминиевых фольг толщиной (а) 16 мкм и (б) 4 мкм. Профили пропускания, сделанные в местах, отмеченных белыми и черными отрезками, демонстрируют наличие у фольги собственной одномерной (а, X) и двумерной (б, X и Y) структур. На рисунках указано среднее значение расстояния между пиками (шаг периодической структуры).

была расположена вдоль Y – так, как это показано на рис. 1а; в случае двумерной СС вдоль Y ориентирована более длинная сторона отдельного элемента структуры (рис. 1б). Далее везде на рисунках собственная структура (единственная или ее наиболее выраженный элемент) также ориентирована по направлению Y .

В используемой нами фольге толщиной 12 мкм зафиксировать какую-либо структуру методом проекционной рентгенографии не удалось. Однако, как будет показано ниже, в процессе электро-взрыва в керне образуются неустойчивости, характерные для фольг с одномерной собственной структурой. Это позволило предположить, что подобная структура там все-таки присутствует, только с более сглаженным профилем, из-за чего теньевая рентгенография – диагностика, в которой важную роль играет эффект фазового контраста, – не может ее зарегистрировать.

В связи с ограниченностью набора доступных для использования тонких фольг из разных материалов различной толщины выбор вариантов собственных структур также достаточно небольшой. Его удастся расширить с помощью дополнительного нанесения на поверхность фольги искусственной периодической структуры (ИС) произвольного направления и шага. Изучив, как подобные структуры влияют на режим взрыва, можно подобрать оптимальный вариант фольговой нагрузки для той или иной прикладной задачи. При использовании металлических лайнеров для УТС, например, такой задачей является замедление развития неустойчивостей в процессе взрыва [12–14], а при создании мощных генераторов высоковольтных импульсов, генерации ударных волн и детонаторов наиболее важным фактором является скорость дезинтеграции взорванных фольг [1, 2, 7, 8, 15]. Подобных применений, для каждого из которых потребуются специ-

фические условия взрыва и соответствующая им структура фольги, может быть много.

В представленной работе приводятся данные первых экспериментов, полученные при взрыве на генераторе БИН плоских алюминиевых фольг различной толщины с нанесенной на них лазером гравировкой (канавками). Исследовалось совместное влияние на результирующий взрыв фольги собственной и искусственной структур при их различной ориентации по отношению друг к другу и к направлению протекания тока. Заметим, что до проведения экспериментов влияние искусственно нанесенной структуры на структуру керны взорванной фольги не было очевидным, поскольку гравировка не затрагивала всю толщину фольги. Искусственные структуры другого вида будут рассмотрены в последующих работах.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ДИАГНОСТИКА

В экспериментах использовался импульсный высоковольтный генератор БИН с максимальным током в режиме короткого замыкания 270 кА с временем нарастания 100 нс и максимальным напряжением 350 кВ. Исследовались алюминиевые фольги толщиной 4, 12 и 16 мкм, шириной 1.2–2 мм и длиной 6–10 мм. В данной экспериментальной схеме фольга помещалась в цепь обратного тока [9, 10]. Ток через фольгу, измеряемый поясом Роговского, равнялся примерно 80 кА и почти не менялся от выстрела к выстрелу по амплитуде и форме импульса. Его величина определяется общей индуктивностью контура и практически не зависит от толщины, длины и ширины фольги. На рис. 2 приведен ток генератора БИН и характерный ток через фольгу.

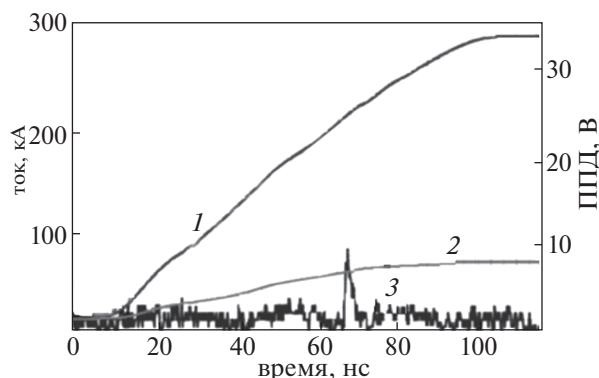


Рис. 2. Характерные сигналы тока генератора БИН (1), тока через алюминиевую фольгу толщиной 4 мкм (2) и сигнала алмазного детектора с фотопроводимостью (ППД) (3).

Нагрузкой основной цепи генератора служил гибридный X-пинч (ГХП) с молибденовой проволокой диаметром 25 мкм. Излучение горячей точки X-пинча использовалось для получения рентгенографических изображений взрывающейся нагрузки. Проекционная рентгенография является основной диагностикой при взрыве фольг, поскольку только она обеспечивает высокое временное и пространственное разрешение при практически неограниченном поле зрения [16, 17]. Изображения регистрировались рентгеновскими запоминающими пластинами Fuji BAS TR с фильтром из титановой фольги толщиной 12.5 мкм. Для защиты от распыленного материала электродов и нагрузки они были дополнительно закрыты лавсаном толщиной 6 мкм. Изображения регистрировались в диапазоне энергий квантов от 2.5 до 4.8 кэВ, который определяется пропусканием фильтров. С учетом геометрии эксперимента (увеличение в 8 раз), разрешения изображающих пластин (12.5 мкм) и размера горячей точки X-пинча пространственное разрешение диагностики во всех выстрелах не превышало 5 мкм. Отметим, что фоновое излучение на рентгенограммах не всегда получалось однородным (со стороны анода изображение более темное), что несколько усложняло сравнение амплитуд неустойчивостей в разных частях фольги. Для анализа профилей пропускания по возможности выбирались выстрелы с наиболее однородной фоновой засветкой. Когда это было существенно, фоновая засветка вычиталась. Качество и количество источников излучения ГХП контролировалось при помощи алмазного полупроводникового детектора (ППД) [18]. Характерный сигнал ППД относительно тока через фольгу и тока генератора показан на рис. 2. Подробное описание диагностик и схемы эксперимента приведено в работе [19].

Искусственные структуры, наносимые на фольгу лазерным гравировальным аппаратом, представляют собой продольные канавки на ее поверхности. Обработка металлической фольги производилась в воздухе с использованием коммерчески доступного аппарата на базе высококонтрастного иттербиевого импульсного волоконного лазера с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм, который генерировал импульсы длительностью $\tau = 120$ нс с частотой повторения в диапазоне $f = 30\text{--}200$ кГц; диаметр фокусного пятна лазера $d = 40$ мкм. Металл облучали на 45% уровне от максимальной мощности лазера. Серия импульсов сканировала поверхность построчно, с настраиваемым шагом [20, 21]. В данных экспериментах использовалась частота лазера 50 кГц, что давало интервал между импульсами 20 мкс.

Гравировка производилась в двух взаимно перпендикулярных направлениях — параллельно и перпендикулярно собственной структуре фольги; режим облучения мог быть однократным или многократным (десять или сорок проходов лазера). Канавки одного направления гравировались по всей ширине фольги на участках образца длиной 1 мм. Результаты обработки контролировались с помощью сканирующего электронного микроскопа JEOL 7001F (SEM) с полевой эмиссионной пушкой. При однократном воздействии лазера толщина канавки равна фокусному пятну лазера — 40 мкм. При многократном воздействии ширина канавок увеличивалась до 50–55 мкм. На приведенных в работе рисунках расстояние между канавками составляет 50 мкм. В отдельных случаях это расстояние было увеличено до 100 мкм, что не привело к существенно отличающимся результатам.

Глубина гравировки оценивалась следующим образом. На практике при 45% мощности лазера после двух проходов аппарата фольга толщиной 4 мкм частично прожигалась насквозь. Исходя из этого, можно считать, что за один проход аппарата снимается около 1–2 мкм материала фольги, что является весьма существенным воздействием. При многопроходном воздействии такая оценка не годится, поскольку в этом случае глубина канавки не кратна количеству проходов аппарата. Прежде всего, луч мог смещаться в обе стороны от места первого прохода лазера, и канавка получается шире, чем при однократном воздействии. Кроме того, материал фольги, интенсивно нагреваясь, частично расплавляется и затекает обратно в канавку или же остается на ее краях над поверхностью фольги. Визуальная оценка поверхности фольги с помощью обычного микроскопа при 10-кратном увеличении дает значение глубины канавки, образованной в результате многократного воздействия, от 2 до 4 мкм.

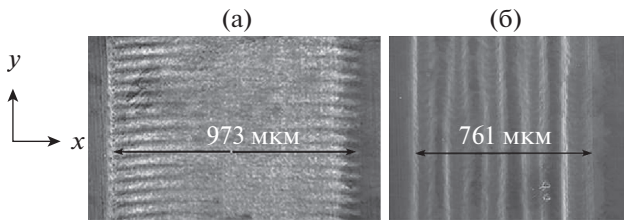


Рис. 3. Фотографии фольг с канавками, нанесенными на алюминиевую фольгу толщиной 16 мкм за сорок проходов лазера в направлении X (а) с шагом 50 мкм и Y (б) с шагом 100 мкм. Обозначенные на рисунке поперечные размеры фольги определялись после обработки гравировальным аппаратом. Фотографии сделаны сканирующим электронным микроскопом JEOL 7001F (SEM) с увеличением в 100 раз.

Кроме того, выяснилось, что при многократной обработке фольги лазером в направлении собственной структуры происходит объемная деформация материала: металл как бы “стягивается” в область воздействия. В то же время перпендикулярные по отношению к СС канавки гравировались без существенных дефектов. Однократное воздействие лазера на фольгу любой толщины не приводит к ее деформации — независимо от взаимной ориентации первоначальной структуры и направления гравировки.

Фотографии разнонаправленных искусственных структур (ИС), выгравированных в фольге толщиной 16 мкм с одномерной собственной структурой, приведены на рис. 3. Канавки, перпендикулярные СС (направление X), сделаны с шагом 50 мкм, а параллельные (направление Y) — с шагом 100 мкм. Видно, что в первом случае с правой стороны у ИС нет четкого края (эта особенность заметна и на некоторых рентгенограммах); вероятно, не во всех проходах лазер доходил до конца канавки. Нечеткая средняя часть объясняется особенностями фотографирования. Из рис. 3а следует, что длина обработанного участка фольги (почти 1 мм с учетом неточности измерения) практически не изменилась, что говорит о том, что при нанесении канавок, перпендикулярных СС, существенной деформации материала не произошло. При направлении гравировки, параллельном собственной структуре, миллиметровый участок с канавками сократился до 761 мкм (рис. 3б), то есть в процессе нанесения ИС произошла деформация фольги (стягивание).

На рис. 4 приведена рентгенограмма алюминиевой фольги толщиной 12 мкм (без выраженной собственной структуры), на двух участках которой за сорок проходов лазера были нанесены канавки вдоль направлений X и Y . Профиль пропускания для фрагмента участка 1 показывает, что в направлении X образовалась хорошо выраженная периодическая структура с шагом 50 мкм.

Средний уровень поглощения мягкого рентгеновского излучения на этом участке не отличается от поглощения в фольге между участками 1 и 2, где гравировки не было (сравнивались близко расположенные участки, чтобы не учитывать разницу в уровне фона). В направлении Y , совпадающем с направлением собственной структуры (участок 2), канавки не имеют четких границ, а фольга в этом месте сжалась до 770 мкм. Соответствующий провал на общем профиле пропускания говорит о том, что поглощение МРИ в области лазерного гравирования, производимого в направлении Y , было заметно сильнее, чем поглощение на других участках фольги. Различие результатов гравировки по двум перпендикулярным направлениям при одинаковом режиме лазерного воздействия подтверждает предположение о наличии у данной фольги собственной структуры в направлении Y . При отсутствии СС такое различие труднообъяснимо.

Чтобы обеспечить максимальную корректность оценки поглощения, потребовалось ответить на вопрос о возможном окислении фольги в процессе многократного воздействия лазера. Присутствие большого количества кислорода в принципе могло привести к изменению в поглощении фольги (безотносительно к возникающим структурам). Чтобы выяснить это, с помощью метода энергодисперсионной спектроскопии (EDS, EDX) было проведено спектральное исследование обработанного образца; при этом использовалось приложение INCA X-act к сканирующему электронному микроскопу JEOL 7001F. Данные из нескольких точек усреднялись для повышения точности. Измерения показали, что окисления материала фольги в местах лазерной обработки не происходит. Во всех зарегистрированных спектрах содержание кислорода составляло около 1%, что не влияет на поглощение рентгеновского излучения в фольге.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Искусственная структура фольги должна оказывать примерно такое же влияние на возникающие в процессе взрыва неустойчивости, как и ее собственная структура. Тогда логично предположить, что направление протекания тока относительно ИС может являться столь же существенным параметром, как и в случае наличия у фольги собственной структуры (что было подробно рассмотрено в работах [9–11]). Для учета этого фактора взрываеемые образцы (нагрузка) вырезались так, чтобы разрядный ток протекал либо вдоль направления X (поперек СС), либо вдоль Y (параллельно СС). Способ, позволяющий обнаружить влияние искусственной структуры на результат взрыва фольги, состоял в сравнении частоты (шага), а также амплитуд развивающихся

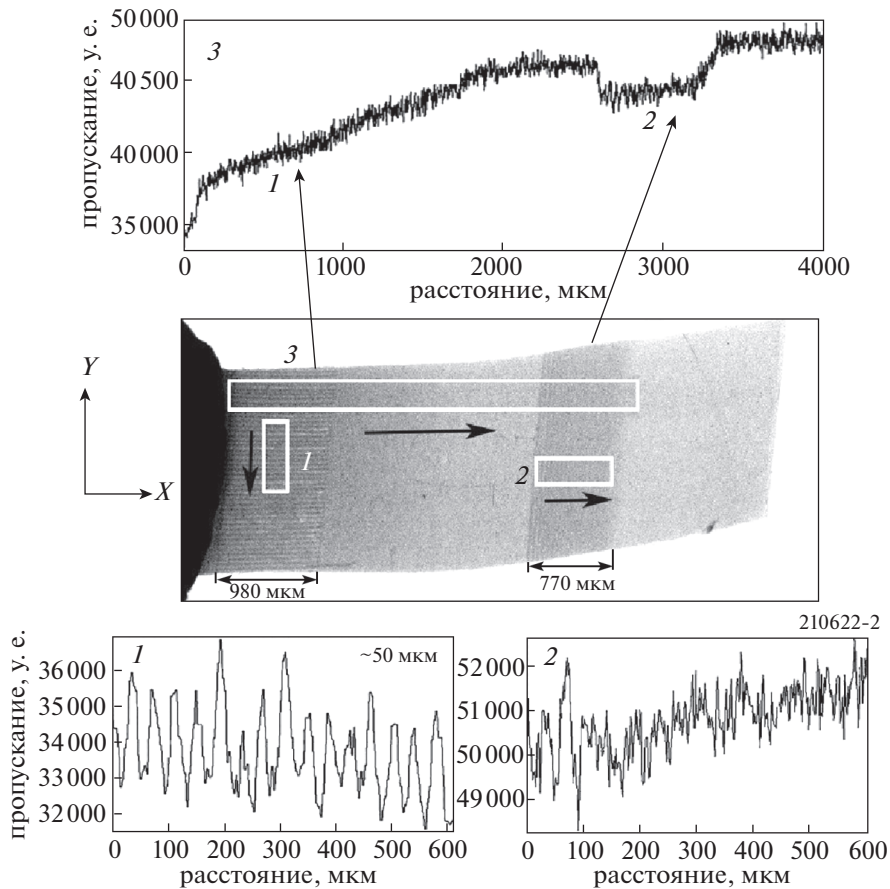


Рис. 4. Рентгенограмма ($2.5 < E < 4.8$ кэВ) алюминиевой фольги толщиной 12 мкм с участками ИС, нанесенной в направлениях X (1) и Y (2) за сорок проходов лазера с шагом 50 мкм; длинный участок (3) включает обе области с лазерной гравировкой, а также фольгу без обработки. Белыми прямоугольниками отмечены фрагменты, для которых приведены профили пропускания; стрелками показано направление прописи. На фрагменте (1) указан шаг образованных канавок.

неустойчивостей на разных участках образующегося зерна — предварительно обработанных лазером и без обработки. В экспериментах применялось как однократное, так и многократное облуживание образцов.

Взрыв фольг с гравировкой, созданной при однократном воздействии лазера

В данной серии экспериментов канавки на поверхности фольг гравировались за один проход лазера на участках длиной 1 мм с шагом 50 мкм в двух перпендикулярных направлениях X и Y (вдоль и поперек собственной структуры). Фольговая нагрузка вырезалась таким образом, чтобы ток в разряде также протекал вдоль одного из этих направлений.

Алюминиевые фольги толщиной 12 мкм. Рентгенограмма, приведенная на рис. 5, получена при взрыве горячей точки ГХП в момент $t = 46$ нс после начала тока. Собственная структура фольги в

данном случае была ориентирована вдоль тока. Кривая профиля пропускания, построенная для фрагмента а, демонстрирует, что в фольге без гравировки (участок 1) среднее поглощение больше, чем на обоих участках с нанесенной структурой — как параллельной току 2, так и перпендикулярной ему 3. Возможно, это объясняется частичным распылением материала при лазерном воздействии — фольга в таких местах становится тоньше. Характер выявляемой с помощью рентгенограмм ЭВ-структуры зерна на участках с ИС также отличается от структуры на необработанном участке 1. Это хорошо видно на рис. 6, на котором все три области представлены в увеличенном масштабе. Там же приводятся кривые пропускания, построенные для отмеченных фрагментов. Шаг неустойчивостей на обработанных лазером участках 2 и 3 меньше, чем на участке фольги без гравировки 1, и примерно совпадает с шагом ИС — для обоих направлений канавок. Отметим, что кривые пропускания строились для центральной части фольги, примерно на трети ее ширины. Со-

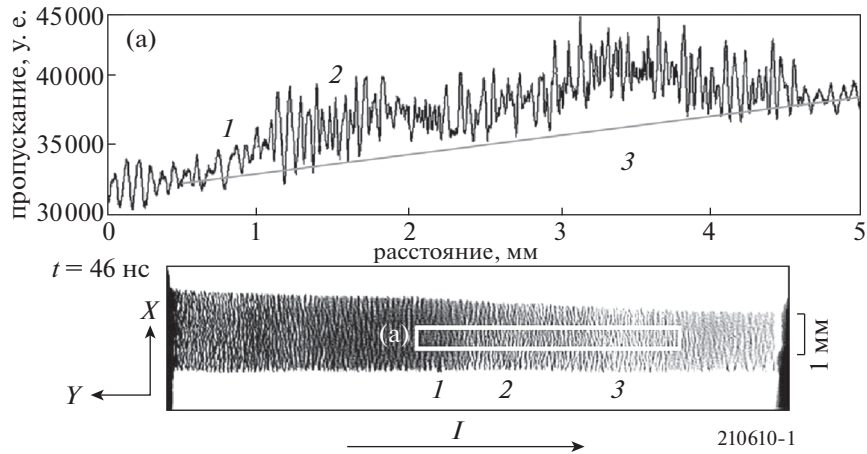


Рис. 5. Рентгенограмма ($2.5 < E < 4.8$ кэВ) взрывающейся Al фольги толщиной 12 мкм ($t = 46$ нс) и кривая пропускания, построенная для фрагмента **а**, отмеченного белым прямоугольником. (1) – участок без гравировки, (2) – участок с ИС, параллельной направлению тока, (3) – участок с ИС, перпендикулярной направлению тока (показано стрелкой). Канавки шириной 40 мкм нанесены за один проход лазера с шагом 50 мкм. Ток через фольгу в момент получения изображения ~ 58 кА.

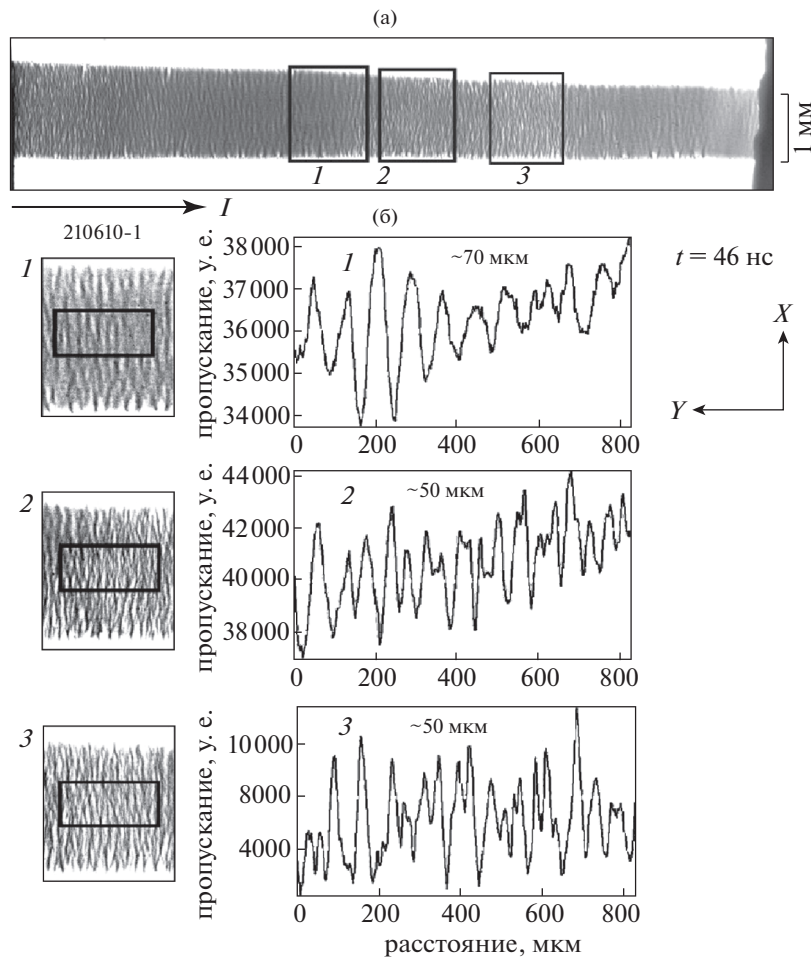


Рис. 6. а) – рентгенограмма взрывающейся Al фольги толщиной 12 мкм (та же, что на рис. 5). Черными прямоугольниками выделены области: 1 без ИС, 2 с ИС, параллельной направлению тока (показано стрелкой), 3 с ИС, перпендикулярной направлению тока; б) – увеличенные участки рентгенограммы и соответствующие кривые пропускания для выделенных фрагментов с указанием шага неустойчивости в данном месте.

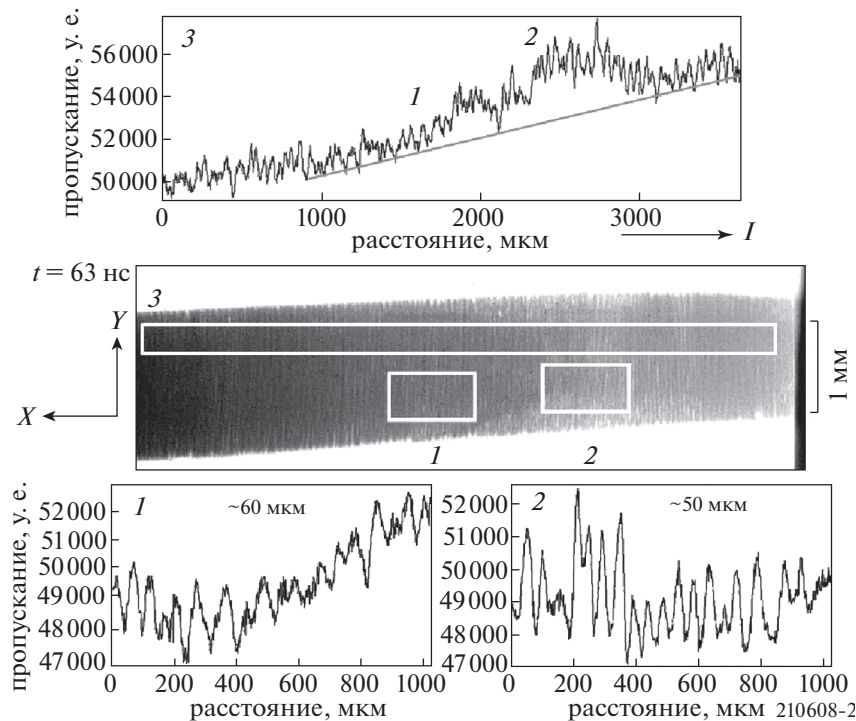


Рис. 7. Рентгенограмма ($2.5 < E < 4.8$ кэВ) взрывающейся Al фольги толщиной 12 мкм ($t = 63$ нс) и кривые пропускания, построенные для выделенных фрагментов (показаны белыми прямоугольниками). 1 – участок фольги без ИС, 2 – участок с ИС, перпендикулярной направлению тока (показано стрелкой), 3 – большой фрагмент рентгенограммы, включающий участки с нанесенной ИС и без нее. Канавки шириной 40 мкм нанесены за один проход лазера с шагом 50 мкм. Ток через фольгу в момент получения изображения ~ 73 кА.

стояние краев взорванной фольги в данной работе не рассматривается.

На рис. 7 представлена рентгенограмма взорванной ($t = 63$ нс) фольги, вырезанной в перпендикулярном, по сравнению с предыдущим случаем, направлении: предполагаемая собственная структура Y теперь направлена перпендикулярно току. Сопоставление профилей пропускания для областей без гравировки 1 на рис. 6 и рис. 7 показывает, что возникающие в керне ЭВ-структуры для разных направлений тока сильно различаются. Как уже отмечалось выше, это характерно для фольг с выраженной одномерной собственной структурой. У таких фольг перпендикулярная току ориентация СС приводит к формированию в том же направлении одномерной ЭВ-структуры, тогда как при параллельной ориентации тока и СС – двух взаимно перпендикулярных ЭВ-структур, которые накладываются друг на друга [9]. Именно такая ситуация наблюдалась во всех экспериментах серии по взрыву алюминиевой фольги толщиной 12 мкм. Отсюда можно сделать вывод, что у данной фольги, действительно, есть одномерная собственная структура – несмотря на то, что она не видна на рентгенограммах, сделанных до взрыва.

Тем не менее, из-за недостаточной выраженности у 12 мкм фольги собственной структуры гораздо более сильное влияние на результат взрыва оказывает искусственный профиль материала. Кривая пропускания, сделанная на всей длине фольги (фрагмент 3 на рис. 7), позволяет сравнить поглощение в области, где была искусственная структура, с соседними, необработанными участками. Видно, что наличие канавок, так же, как и в случае альтернативного направления СС (рис. 5), приводит к уменьшению среднего поглощения. Кроме того, в местах нанесения ИС (при любой ее ориентации по отношению к собственной структуре) амплитуда развивающихся неустойчивостей становится больше, а шаг уменьшается по сравнению с ЭВ-структурой фольги без гравировки (рис. 6, 7). Это происходит, как если бы фольга в местах с нанесенной структурой находилась на более поздней стадии взрыва, чем соседние, необработанные участки. Действительно, плотность тока в более тонких (частично испаренных во время лазерного сканирования) участках фольги выше, поэтому процесс развития неустойчивостей в таких местах должен протекать быстрее [15]. В результате их структура становится более ярко выраженной, имеет меньший шаг и большую амплитуду колебаний по сравне-

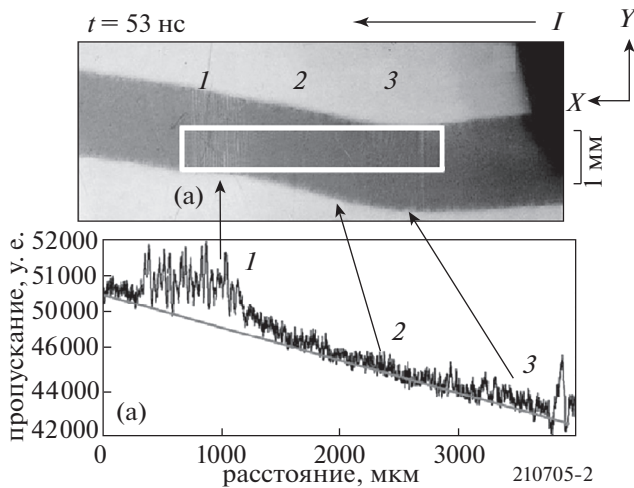


Рис. 8. Рентгенограмма ($2.5 < E < 4.8$ кэВ) взрывающейся Al фольги толщиной 4 мкм ($t = 53$ нс) и кривая пропускания для области (а), отмеченной белым прямоугольником. 1 – участок с ИС, перпендикулярной току; 2 – участок фольги без гравировки; 3 – участок с ИС, параллельной току (направление тока показано стрелкой). Канавки шириной 40 мкм нанесены за один проход лазера с шагом 50 мкм. Ток через фольгу в момент получения изображения ~ 65 кА.

нию с еще не полностью сформированной ЭВ-структурой фольги без ИС. Но если возрастание амплитуды неустойчивостей можно объяснить уменьшенной толщиной фольги в месте лазерной обработки, то изменение шага может быть связано только с внешним периодическим воздействием (в нашем случае это нанесение регулярных канавок).

Алюминиевые фольги толщиной 4 мкм. Собственная структура фольги (более длинная сторона двумерной структуры) в этих экспериментах была ориентирована перпендикулярно току; как показывают рентгенограммы, при взрыве она также не вызвала заметного развития неустойчивостей в керне (рис. 8, 9) – в отличие от ИС. Как и предполагалось, при нанесении на фольгу односторонних искусственных структур (канавок) в направлениях X и Y основным фактором, влияющим на образующиеся ЭВ-структуры, является направление ИС по отношению к току – наиболее эффективное воздействие оказывает гравировка, перпендикулярная току.

Действительно, кривая пропускания на рис. 8 показывает, что параллельная току ИС 3 практически не изменяет поглощение рентгеновского излучения по сравнению с фольгой без гравировки 2: в обоих случаях неустойчивости с регулярной структурой не образуются. В то же время структура, нанесенная перпендикулярно току, уменьшает среднее поглощение и приводит к образованию регулярных неустойчивостей с шагом

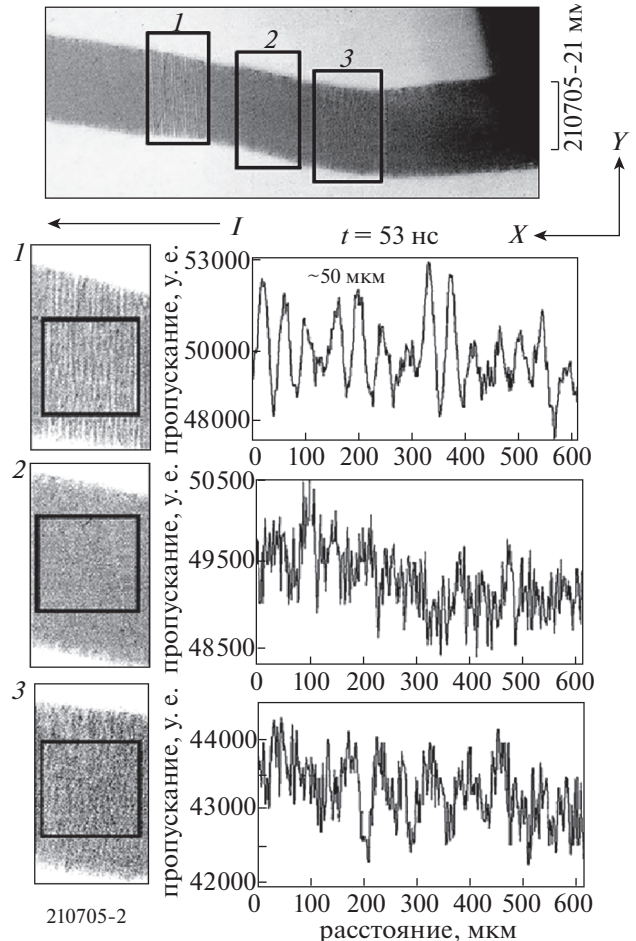


Рис. 9. Рентгенограмма ($2.5 < E < 4.8$ кэВ) взрывающейся Al фольги толщиной 4 мкм (та же, что на рис. 8), а также увеличенные участки рентгенограммы и соответствующие кривые пропускания для выделенных фрагментов: 1 – область с ИС, перпендикулярной току с указанием шага неустойчивости в данном месте; 2 – область без ИС; 3 – область с ИС, параллельной току.

около 50 мкм (участок 1 на рис. 8 и рис. 9). Можно сделать вывод, что периодическое воздействие на поверхность фольги (предварительное нанесение канавок) становится в процессе взрыва катализатором образования и развития неустойчивостей с шагом, который определяется шагом искусственной структуры.

В целом результаты экспериментов по взрыву фольг с маловыраженной собственной структурой показывают, что нанесение на поверхность нагрузки односторонних искусственных структур, не приводящее к видимой деформации фольги, вызывает развитие ЭВ-структур с шагом, совпадающим (или близким) к шагу ИС.

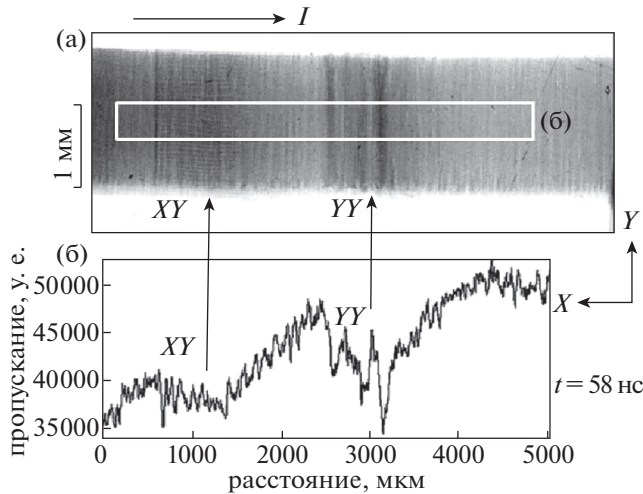


Рис. 10. а – Рентгенограмма ($2.5 < E < 4.8 \text{ кэВ}$) взрываеваемой Al фольги толщиной 16 мкм ($t = 58 \text{ нс}$); б – кривые пропускания для фрагмента, отмеченного белым прямоугольником. XY – участок с ИС, параллельной току; YY – участок с ИС, перпендикулярной току. Канавки шириной 55 мкм нанесены за 40 проходов лазера с шагом 50 мкм, длина каждой из областей обработки 1 мм. Ток через фольгу в момент получения изображения $\sim 70 \text{ кА}$.

Взрыв фольг с гравировкой, созданной при многократном воздействии лазера

Алюминиевая фольга толщиной 16 мкм относится к фольгам с хорошо выраженной одномерной собственной структурой (рис. 1а). Поэтому она была использована для изучения взаимного влияния искусственной и собственной структур в процессе взрыва. Создание более ярко выраженного искусственного профиля у такой фольги потребовало сильного (многократного) воздействия лазера. Канавки искусственной структуры нанесли на двух участках образца за сорок проходов аппарата в двух перпендикулярных направлениях – вдоль оси Y, то есть параллельно собственной структуре (геометрия YY) и перпендикулярно ей, вдоль оси X (геометрия XY). Во всех экспериментах нагрузка располагалась таким образом, чтобы разрядный ток протекал перпендикулярно СС, вдоль направления X.

Рентгенограмма взрываеваемой фольги толщиной 16 мкм ($t = 58 \text{ нс}$) приведена на рис. 10 и рис. 11. Кривая пропускания, представленная на рис. 10б, демонстрирует (при учете неравномерности фоновой засветки), что поглощение на участке YY в среднем значительно больше, чем фольге без гравировки. Это отличает многопроходные структуры от рассмотренных в предыдущем разделе однопроходных ИС, где ситуация обратная. Можно предположить, что причиной является уже упомянутое выше частичное стягивание материала фольги в месте обработки. В

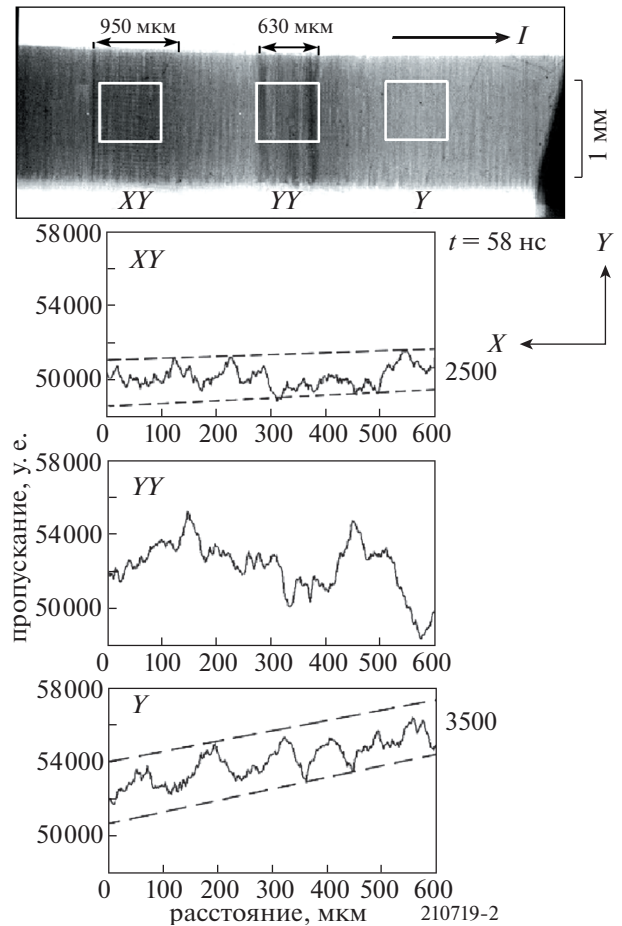


Рис. 11. Рентгенограмма взрываеваемой Al фольги толщиной 16 мкм (та же, что на рис. 10) и кривые пропускания для областей, выделенных белыми прямоугольниками. XY – область с ИС, параллельной току и перпендикулярной СС фольги, YY – область с ИС, перпендикулярной току и параллельной СС фольги, Y – область без ИС.

данном случае произошло уменьшение длины участка YY с 1000 до 630 мкм (рис. 11). На рис. 12 приведена другая рентгенограмма такой же фольги, зарегистрированная в более позднее время (62 нс), которая демонстрирует столь же сильную деформацию материала. С точки зрения возможных применений взрывающихся фольг искусственные структуры, получаемые при многократной гравировке фольги в направлении, параллельном ее собственной структуре, по всей видимости, не представляют интереса.

Искусственная структура, перпендикулярная току и собственной структуре фольги (XY), практически не влияет на поглощение МРИ и при этом вызывает частичное сглаживание неустойчивостей (рис. 11, 12). Пунктирные линии на рисунках, проведенные через максимальные значения пиков, позволяют оценить амплитуду

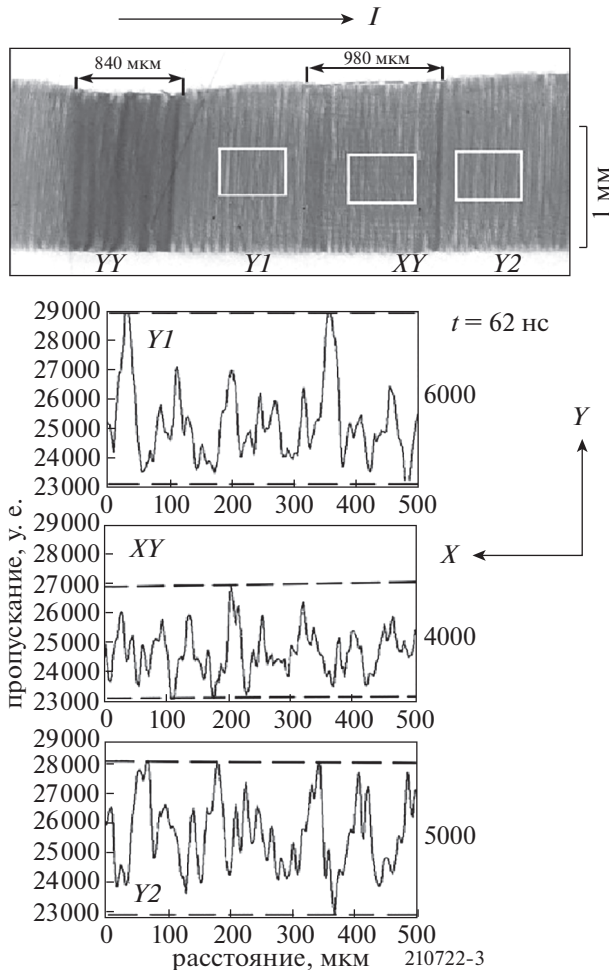


Рис. 12. Рентгенограмма ($2.5 < E < 4.8$ кэВ) взрываемой Al фольги толщиной 16 мкм ($t = 62$ нс) и кривые пропускания для областей, выделенных белыми прямоугольниками. Y1 и Y2 – области без гравировки; XY – область с ИС, параллельной току и перпендикулярной СС фольги. Канавки шириной 55 мкм нанесены за 40 проходов лазера с шагом 50 мкм, длина каждой из областей обработки 1 мм. Ток через фольгу в момент получения изображения ~ 74 кА.

ЭВ-структуры в момент регистрации рентгенограммы. Кривые профиля пропускания фольги на участках Y1 и Y2 (рис. 12) сделаны с обеих сторон от участка с канавками, чтобы исключить случайные флуктуации. Сравнивая пропускание на участках фольги с канавками и без них, можно заметить, что амплитуда неустойчивостей, развивающихся на участке керны фольги с ИС, перпендикулярной собственной структуре фольги (параллельной току), на 15–35% меньше, чем в фольге без гравировки.

Эффект сглаживания неустойчивостей в той или иной степени наблюдался во всех экспериментах с фольгами толщиной 16 мкм со “скрещенной” XY структурой, нанесенной за 10 или

40 проходов лазера. Можно предположить, что в этом случае происходит разрушение исходной структурированности материала. Тем самым, нанесение на фольгу поперечных искусственных структур должно приводить к замедлению роста неустойчивостей в лайнерах любой конфигурации.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты представленных здесь первых экспериментов по изучению влияния искусственных структур на неустойчивости в керне взрываемых фольг позволяют сделать следующие выводы:

1. У фольг без ярко выраженной одномерной собственной структуры, используемых в качестве нагрузки при электрическом взрыве, предварительное искусственное профилирование поверхности может явиться катализатором развития регулярных неустойчивостей в направлении, перпендикулярном току. Шаг неустойчивостей в этом случае будет определяться шагом нанесенных канавок.

2. При наличии у фольги собственной одномерной структуры нанесение искусственного профиля в виде канавок, перпендикулярных ей и параллельных направлению тока, приводит к замедлению развития неустойчивостей на 15–35%.

Работа выполнена при сотрудничестве с Центром коллективного пользования ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Sedoi V.S., Mesyats G.A., Oreshkin V.I., Valevich V.V., Chemezova L.I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. P. 845.
3. Бабыкин М.В., Байгарин К.А., Бартов А.В., Горбулин Ю.М., Махов В.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. P. 415.
4. Takayuki M., Matsuo N., Otsuka M., Itoh S. // Proc. SPIE. 2010. V. 75. P. 75222. <https://doi.org/10.1117/12.851562>
5. Александров В.В., Баско М.М., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 613. <https://doi.org/10.31857/S0367292121070039>
6. Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Tilikin I.N., Bolkhovitinov E.A., Kologrivov A.A., Mingaleev A.R., Romanova V.M., Rupasov A.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. P. 115012. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac3211>
7. Smilowitz L., Remelius D., Suvorova N., Bowlan P., Oswald D., Henson B.F. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. P. 104102. <https://doi.org/10.1063/1.5088606>

8. *Rae P.J., Feagin T.A., Heatwole E.M.* // *J. Appl. Phys.* 2020. V. 128. P. 033301.
<https://doi.org/10.1063/5.0006804>
9. *Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Tilikin I.N., Romanova V.M., Mishin S.N., Atoyán L., Hammer D.A.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2018. V. 46. P. 3741.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2852063>
10. *Shelkovenko T.A., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Pikuz S.A.* // *Phys. Plasmas.* 2020. V. 27. P. 043508.
<https://doi.org/10.1063/1.5133126>
11. *Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Romanova V.M., Hammer D.A.* // *J. Appl. Phys.* 2020. V. 128. P. 205902.
<https://doi.org/10.1063/5.0019330>
12. *Peterson K.J., Sinars D.B., Yu E.P., Herrmann M.C., Cuneo M.E., Slutz S.A., Ian C., Smith I.C., Briggs W., Ather-ton B.W., Marcus D., Knudson M.D., Nakhleh C.* // *Phys. Plasmas.* 2012. V. 19. P. 092701.
<https://doi.org/10.1063/1.4751868>
13. *Awe T.J., Peterson K.J., Yu E.P., McBride R.D., Sinars D.B., Gomez M.R., Jennings C.A., Martin M.R., Rosenthal S.E., Schroen D.G., Sefkow A.B., Slutz S.A., Tomlinson K., Vesey R.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 116. P. 065001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.065001>
14. *Pecover J.D., Chittenden J.P.* // *Phys. Plasmas.* 2015. V. 22. P. 102701.
<https://doi.org/10.1063/1.4932328>
15. *Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Пикуз С.А.* // *ЖЭТФ.* 2019. Т. 155. С. 1115.
<https://doi.org/10.1134/S0044451019060166>
16. *Шелковенко Т.А., Тиликин И.Н., Иваненков Г.В., Степниевски В., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Агафонов А.В., Кахилл А.Д., Хойт К.Л., Гордан П.А., Хаммер Д.А., Пикуз С.А.* // *Физика плазмы.* 2015. Т. 41. С. 54.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115010035>
17. *Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Хаммер Д.А.* // *Физика плазмы.* 2016. Т. 42. С. 234.
<https://doi.org/10.7868/S0367292116030070>
18. *Spielman R.B., Ruggles L.E., Pepping R.E., Breeze S.P., McGurn J.S., Struve K.W.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1997. V. 68. P. 782.
19. *Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Тиликин И.Н., Мингалеев А.Р., Атоян Л., Хаммер Д.А.* // *Физика плазмы.* 2018. Т. 44. С. 193.
<https://doi.org/10.7868/S0367292118020117>
20. *Zhu C., Wan H., Min J., Mei Y., Lin J., Carlson B.E., Maddel S.* // *Optics and Lasers in Engineering.* 2019. V. 119. P. 65.
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2019.03.017>
21. *Veiko V., Karlagina Y., Moskvín M., Mikhailovskii V., Odintsova G., Olshinb P., Pankin D., Romanov V., Yatsuk R.* // *Optics and Lasers in Engineering.* 2017. V. 96. P. 63.
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2017.04.014>

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА НИЗКОИНДУКТИВНОЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ

© 2022 г. П. С. Анциферов^{a,*}, Л. А. Дорохин^{a,**}

^a Институт спектроскопии РАН, Москва, Троицк, Россия

*e-mail: Ants@isan.troitsk.ru

**e-mail: Doroh@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.

После доработки 05.07.2022 г.

Принята к публикации 08.07.2022 г.

Представлены результаты экспериментального изучения разряда низкоиндуктивной вакуумной искры, проведенного с применением диагностических методик, основанных на использовании микроканальных пластин. Изображения плазмы разряда, полученные с помощью камеры-обскуры, а также спектры плазмы были зарегистрированы с наносекундным кадровым временным разрешением. Обнаружено, что в случае Al анода разрядная плазма подвержена филаментации с последующим пинчеванием. В случае разряда с Mo анодом возникает стратификация разрядной плазмы в виде системы слоев, ориентированных преимущественно перпендикулярно оси разряда. Такая разница в структуре разрядной плазмы может быть связана с процессом эрозии анода в фазе роста разрядного тока. Изученные спектры разрядной плазмы на стадии пинчевания показали присутствие ионов Al вплоть до Al VIII (потенциал ионизации 284.6 эВ) и ионов Mo вплоть до Mo XVII (потенциал ионизации 646 эВ)

Ключевые слова: электрические разряды, динамика плазмы, диагностика плазмы, ЭУФ-спектроскопии

DOI: 10.31857/S0367292122600492

1. ВВЕДЕНИЕ

Около 50 лет назад было обнаружено, что 100 кА разряд микросекундной длительности, инициированный в вакуумном диоде, является источником жесткого рентгеновского излучения, что обусловило интерес к его изучению [1–5]. Это свойство низкоиндуктивной вакуумной искры (НВИ) до сих пор привлекает внимание исследователей [6, 7]. Физическая картина основных явлений, происходящих в таком разряде, дана в обзоре [8]. Предложенный механизм возникновения рентгеновского излучения связан с развитием неустойчивостей столба плазмы в условиях сильных радиационных потерь, приводящих к возникновению “горячих точек” — плазменных образований с характерным размером несколько мкм. Электронная температура плазмы “горячих точек” может достигать нескольких кэВ, электронная плотность поднимается до значений порядка 10^{23} см⁻³ [8].

В связи с возросшим интересом к излучению экстремального ультрафиолетового диапазона (ЭУФ, длина волны порядка 10 нм) становится актуальной задача исследования излучения НВИ в этом спектральном диапазоне. Настоящая рабо-

та посвящена ЭУФ-диагностике плазмы НВИ с помощью детектора на основе микроканальной пластины (МКП). Этот инструмент дает возможность регистрации ЭУФ-изображений с наносекундным кадровым временным разрешением [9]. МКП-детектор был применен для изучения эволюции пространственного распределения плазмы разряда и для регистрации спектров, получаемых с помощью спектрометра скользящего падения. Так как изучаемая плазма нестабильна и плохо воспроизводится от разряда к разряду, заключения о ее свойствах делаются на основе статистического анализа большого количества разрядов. В работе сравниваются серии измерений с Al и Mo анодами вакуумного диода. Обнаружены особенности развития пространственного распределения плазмы в этих случаях — разряд с алюминием проявляет филаментацию с образованием плазменных волокон вдоль оси разряда, в то время как в разряде с молибденом наблюдается возникновение слоистой структуры (стратификация).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема разрядного узла приведена на рис. 1. Разрядный контур представляет собой емкост-

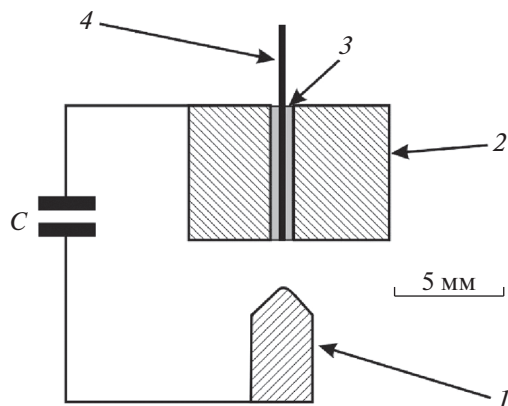


Рис. 1. Схема разрядного узла: 1 – анод, 2 – катод, 3 – изолятор, 4 – триггерный электрод.

ный накопитель на основе конденсатора ИК 50-3 (3 мкФ, 40 нГ), рабочее напряжение – 14 кВ. Полная индуктивность разрядного контура – 80 нГ, энергия разряда – 300 Дж. Катодный узел содержит триггерный электрод, который отделен от катода изоляционной трубкой (см. рис. 1). Иницирование разряда производится с помощью высоковольтного импульса, генерируемого в отдельном контуре и подаваемого на триггерный электрод. Триггерный контур представляет собой емкостный накопитель с конденсатором К41-1а (0.1 мкФ), заряжаемым до напряжения 10 кВ. Основной разряд начинается в момент инъекции триггерной плазмы. Процесс нарастания основного разрядного тока сопровождается эрозией анода. Хотя материал катода – железо, к моменту достижения максимума тока разряда исследуемая

плазма состоит в основном из материала анода, что хорошо видно по ее спектрам излучения. Расстояние анод–катод составляет 2–3 мм, рабочее давление в разрядной камере составляет величину около 10^{-2} Па.

Ток разряда регистрировался с помощью калиброванного магнитного зонда с аналоговым интегратором, пример кривой разрядного тока приведен на рис. 2. Основным инструментом, использованным в настоящих экспериментах, является детектор ЭУФ-излучения на основе МКП. Детектор представляет собой сборку из МКП и люминесцентного экрана, которая позволяет конвертировать ЭУФ-изображение на входе МКП в видимое изображение на люминесцентном экране. Были использованы микроканальные пластины МКП 46-12 компании “Баспик” с диаметром 46 мм и шагом структуры каналов 14 мкм. Видимое изображение регистрируется цифровой камерой. МКП активируется коротким стробирующим импульсом, который синхронизирован с разрядным током (см. рис. 2). Время задержки между началом разрядного тока и стробирующим импульсом можно регулировать. В настоящей работе была изучена временная эволюция пространственного распределения разрядной плазмы с помощью камеры-обскуры с кадровым временным разрешением 10 нс, а также временная зависимость ЭУФ-спектров с временным разрешением 35 нс.

В экспериментах были использованы два варианта камеры-обскуры (рис. 3). В первом варианте (рис. 3а) была использована изображающая диафрагма диаметром 0.1 мм с геометрическим увеличением на входе МКП-детектора 3.5. Во

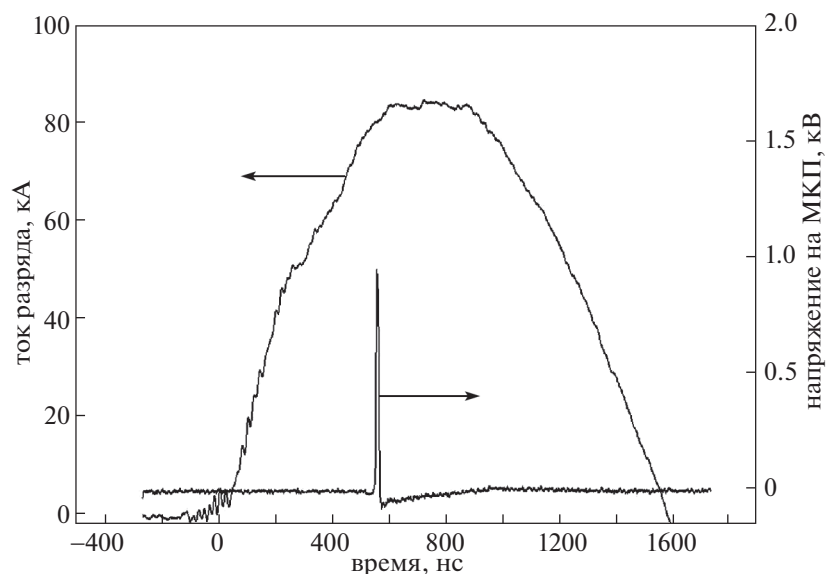


Рис. 2. Кривая разрядного тока и стробирующий импульс для МКП.

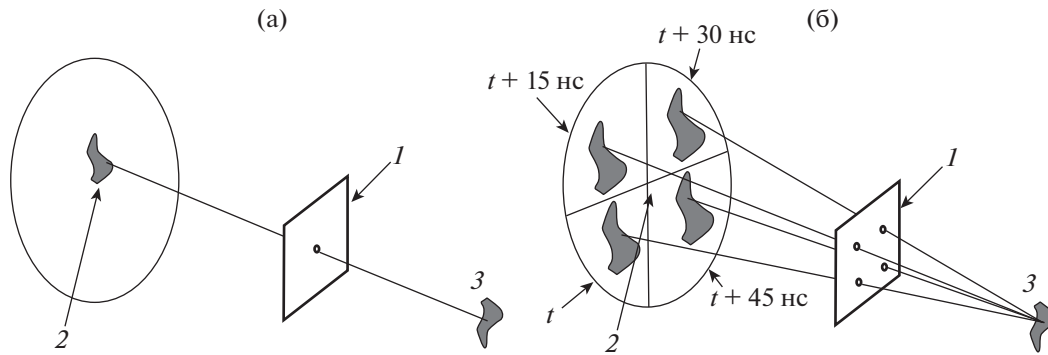


Рис. 3. Схема камеры-обскуры с МКП-регистратором и одной изображающей диафрагмой (а): 1 — изображающая диафрагма, 2 — МКП-детектор, 3 — плазма разряда; (б) схема 4-кадровой камеры-обскуры: 1 — набор изображающих диафрагм, 2 — 4-секторный МКП-детектор, 3 — плазма разряда.

втором варианте (рис. 3б) использовались четыре изображающих диафрагмы и четырехсекторный МКП-детектор. Каждый из четырех секторов поверхности МКП мог активироваться независимо. Временная задержка стробирующих импульсов между соседними секторами составляла 15 нс, она получалась с помощью дополнительных отрезков кабеля, см. рис. 3б. Получение четырех последовательных во времени изображений в течение 45 нс в одном разряде может дать важную информацию о развитии плазменной структуры в случае плохо воспроизводимого процесса разряда.

Для изучения ЭУФ-спектров разрядной плазмы был применен QFF (quasi flat field) спектрометр [10]. В настоящее время стандартным решением схемы спектрометра скользящего падения, в котором поверхность фокусировки спектральных линий перпендикулярна лучу зрения (flat field spectrometer), является использование дифракционных решеток с переменным шагом [11]. Эффект плоского поля в нашей схеме достигается на обычной сферической решетке посредством смещения входной спектральной щели внутрь окружности Роуленда [10]. В данном случае была использована сферическая решетка с радиусом кривизны $R = 1$ м и плотностью штрихов 1200 штрихов/мм. Входной угол скольжения составлял 6° , расстояние между спектральной щелью и центром решетки — 55 мм и расстояние между центром решетки и плоскостью регистрации — 390 мм. При этих параметрах поверхность фокусировки спектральных линий перпендикулярна лучу зрения в центре регистрируемого спектрального диапазона (5–15 нм). Примененная схема спектрометра позволяет регистрировать спектры с помощью плоской МКП, чувствительность которой максимальна в нормальном падении излучения на ее поверхность. Спектральное разрешение спектрометра составляет величину $\lambda/\delta\lambda \sim 100$.

3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

Изображения разрядного промежутка, полученные с помощью камеры-обскуры и МКП-детектора, сформированы наиболее ярко излучающими в ЭУФ-участками плазмы. Наблюдаемая яркость является сложной функцией температуры и плотности плазмы, что представляет некоторую проблему в интерпретации полученных изображений. Серия изображений, полученная для случая Al анода с помощью камеры обскуры с одной формирующей диафрагмой, представлена на рис. 4. Изображения получены в разных разрядах и представляют типичную эволюцию пространственной структуры излучающей плазмы. До 200 нс от начала разрядного тока плазма не имеет определенной структуры (рис. 4а). После 200 нс от начала разряда можно наблюдать развитие филаментной структуры, которая возникает на аноде (рис. 4б–д). Сжатие разрядной плазмы в компактный пинч происходит непредсказуемым образом на временах 400–700 нс от начала разряда. На временах $t > 700$ нс наблюдается распад плазменной структуры.

Более детальную информацию о филаментации можно получить с помощью четырехсекторной камеры обскуры, см. рис. 5. Временные интервалы между последовательными изображениями составляют 15 нс. Можно видеть, что плазма на стадии филаментации относительно стабильна, не наблюдается никаких быстрых движений филаментов на масштабе времени порядка 50 нс. Быстрое движение возникает на стадии пинчевания, что демонстрируется на рис. 6. Здесь представлено развитие змейковой неустойчивости, происходящее на масштабе времени меньшем 15 нс (рис. 6б, в).

Разряды с молибденовым анодом показывают другое поведение плазмы. После начальной фазы (см. рис. 7а) в разрядной плазме в ряде случаев

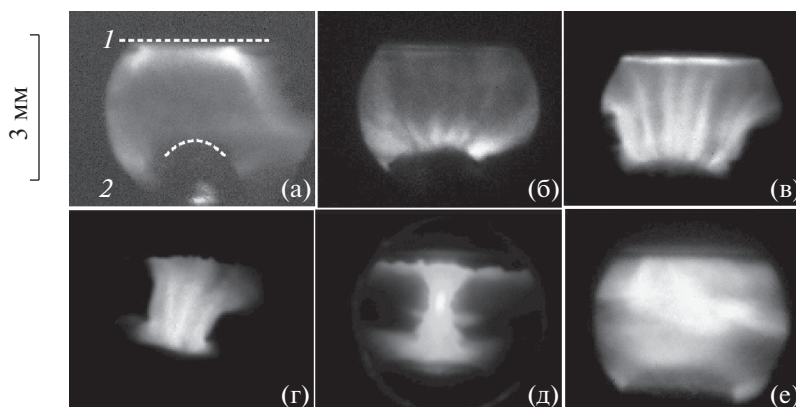


Рис. 4. Эволюция излучающей плазмы в разрядах с Al анодом: 1 – положение катода, 2 – положение анода. Изображения были получены в различных разрядах на следующих временах по отношению к началу разряда: 154 (а), 400 (б), 474 (в), 644 (г), 640 (д), 1014 нс (е). Кадр (д) соответствует стадии пинчевания, кадр (е) – распаду излучающей разрядной плазмы.

возникает стратификация, образуются слои преимущественно перпендикулярно оси разряда. При этом филаментация никогда не наблюдается. Рисунки 7б–д дают типичные структуры, возникающие на временном интервале $200 < t < 700$ нс. Детали этой структуры невоспроизводимы. Пинчевание плазмы, как и в случае Al анода, происходит в промежутке $400 \leq 700$ нс (рис. 7д). Пинчевание происходит не в каждом разряде, во всех зарегистрированных случаях пинчевания нет выраженной структуры страт. Структура страт может проследиваться в распадной стадии, см. рис. 7е. Измерения с четырехсекторной камерой-обскурой показывают отсутствие быстрого движения структуры слоев на масштабе времени 50 нс, см. рис. 8. Как и в случае Al анода, быстрые

изменения пространственной структуры происходят только в момент пинчевания, см. рис. 9. Интенсивность излучения в этот момент более чем на порядок выше интенсивности в остальное время разряда, поэтому амплитуда стробирующего импульса на МКП здесь уменьшена.

4. ЭУФ-СПЕКТРЫ РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

Уровень сигнала в спектрометре ниже, чем в камере-обскуре, поэтому время экспозиции было увеличено с 10 до 35 нс. На начальной стадии разряда $t < 200$ нс в спектральном диапазоне 5–15 нм не удается зарегистрировать никаких спектральных линий для обоих вариантов анода. Эта стадия соответствует заполнению разрядного промежутка относительно холодным паром материала ка-

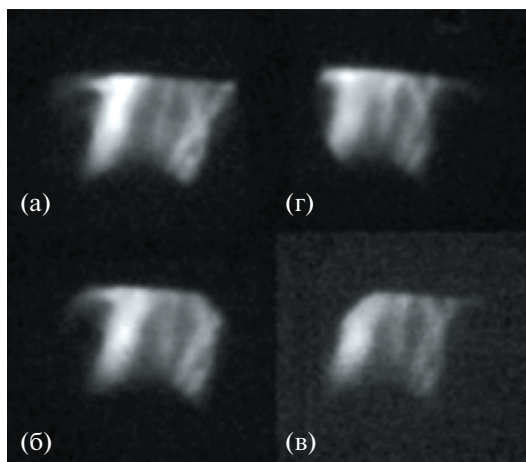


Рис. 5. Серия изображений, полученная с помощью 4-кадровой камеры-обскуры для разряда с Al анодом на стадии филаментации: 550 (а), 565 (б), 580 (в), 595 нс (г).

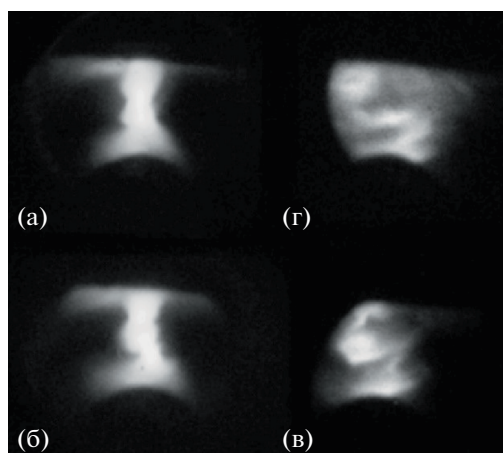


Рис. 6. Серия изображений, полученная с помощью 4-кадровой камеры-обскуры для разряда с Al анодом на стадии пинчевания: 660 (а), 675 (б), 690 (в), 705 нс (г).

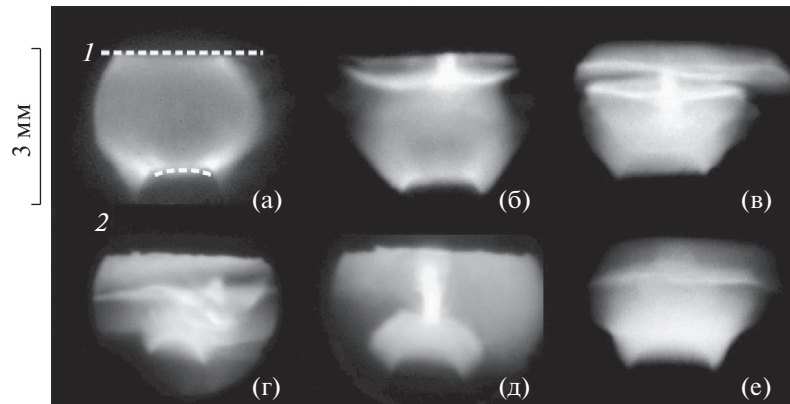


Рис. 7. Эволюция излучающей плазмы в разрядах с Мо анодом: 1 – положение катода, 2 – положение анода. Изображения были получены в различных разрядах на следующих временах по отношению к началу разряда: 178 (а), 234 (б), 439 (в), 400 (г), 660 (д), 840 нс (е).

тода (железо). ЭУФ-спектр разряда с Al анодом на стадии филаментации представлен на рис. 10. Наиболее заселенными ионизационными состояниями здесь являются Al IV, Al V и Al VI (потенциалы ионизации соответственно 120, 153.7 и 190.5 эВ [12]. В момент пинчевания интенсивность спектра возрастает более чем на порядок и необходимо уменьшать амплитуду стробирующего импульса с 800 до 650 В во избежание насыщения детектора. Появляются переходы в Al VII и Al VIII (потенциалы ионизации 241.1 и 284.6 эВ), см. рис. 11. Спектральные линии более низких кратностей здесь также присутствуют (Al IV, Al V, Al VI), их положение соответствует спектру на рис. 10. Средний потенциал ионизации в случае ионизационного равновесия связан с электронной температурой [13]. В зависимости от типа

равновесия плазмы (локально термодинамическое или корональное) электронная температура может быть оценена как 0.1–0.2 от среднего потенциала ионизации ионов плазмы. Это составит величину 20–40 эВ для стадии филаментации и более высокое значение для стадии пинчевания. Эффективность спектрометра падает для длин волн менее 6 нм, поэтому мы не можем судить о наличии в плазме К-ионов Al и соответственно дать определенную оценку температуры для стадии пинчевания. Так как у нас нет прямых свидетельств ионизационного равновесия, приведенная оценка дает нижнюю границу для электронной температуры Al плазмы на стадии филаментации.

В случае разрядов с Мо анодом на стадии спокойной плазмы в рабочем диапазоне спектромет-

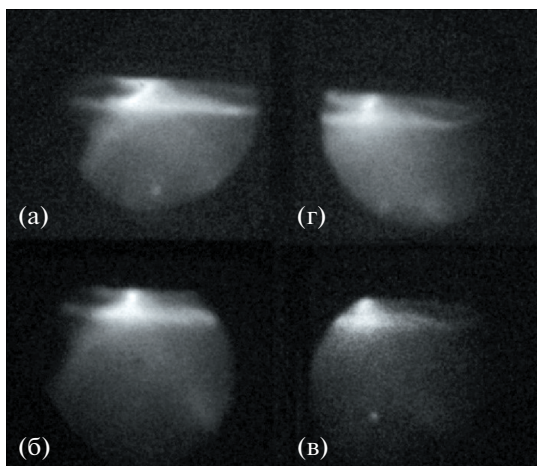


Рис. 8. Серия изображений, полученная с помощью 4-кадровой камеры-обскуры для разряда с Мо анодом на стадии стратификации: 400 (а), 415 (б), 430 (в), 445 нс (г).

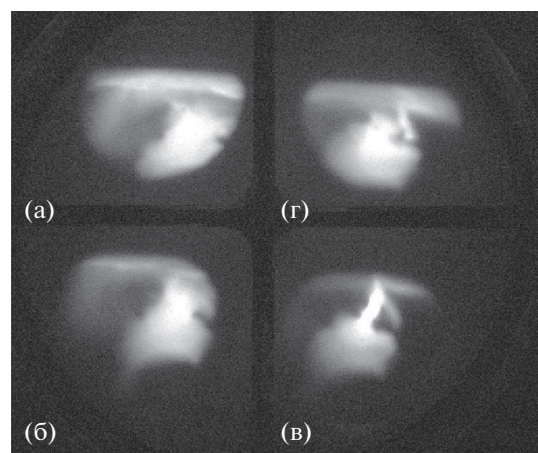


Рис. 9. Серия изображений, полученная с помощью 4-кадровой камеры-обскуры для разряда с Мо анодом на стадии пинчевания: 640 (а), 655 (б), 670 (в), 685 нс (г).

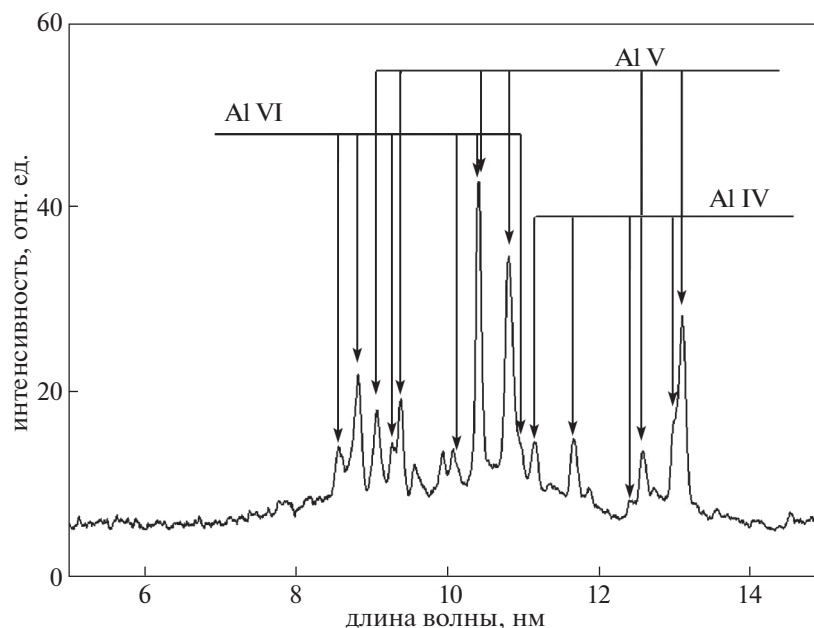


Рис. 10. ЭУФ-спектр излучения плазмы разряда с Al анодом на стадии филаментации (486 нс).

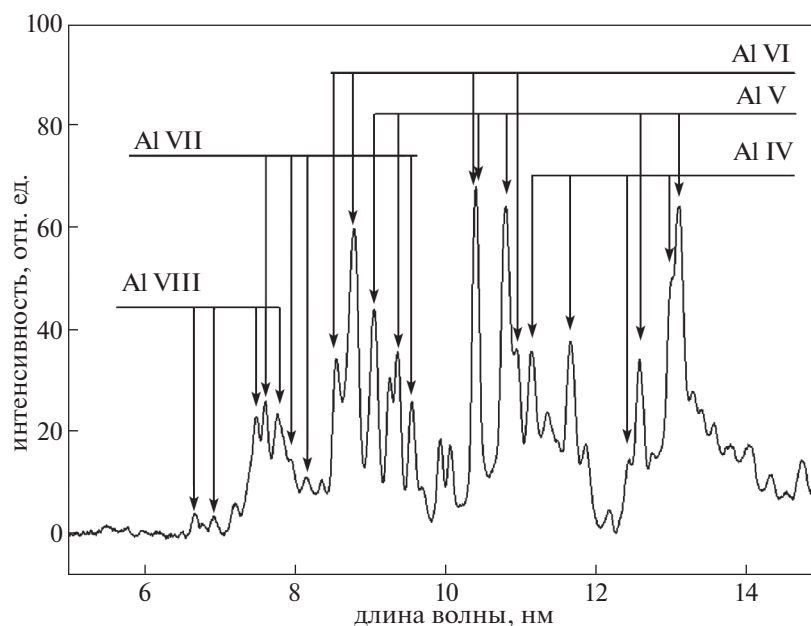


Рис. 11. ЭУФ-спектр излучения плазмы разряда с Al анодом в момент пинчевания (604 нс).

ра наблюдаются линии ионов железа Fe VII и Fe VIII, см. рис. 12. Их потенциалы ионизации составляют 126 и 151.06 эВ соответственно. Линейчатые спектры ионов Mo преобладают только на стадии пинчевания, см. рис. 13. Наиболее интенсивные спектральные линии отождествлены с переходами в ионах Mo согласно [12], но не все зарегистрированные линии удалось идентифицировать с помощью базы данных [12]. Надежно

установлено присутствие в плазме ионов Mo XIV–Mo XVII, имеющих потенциалы ионизации 302.6, 544, 591 и 646 эВ соответственно. Нижняя оценка электронной температуры на стадии пинчевания составляет 50–100 эВ. В рабочий диапазон попадают также переходы в ионах Mo VIII–Mo XIII, но имеющегося спектрального разрешения недостаточно для их надежной идентификации. Отметим, что присутствие в плазме

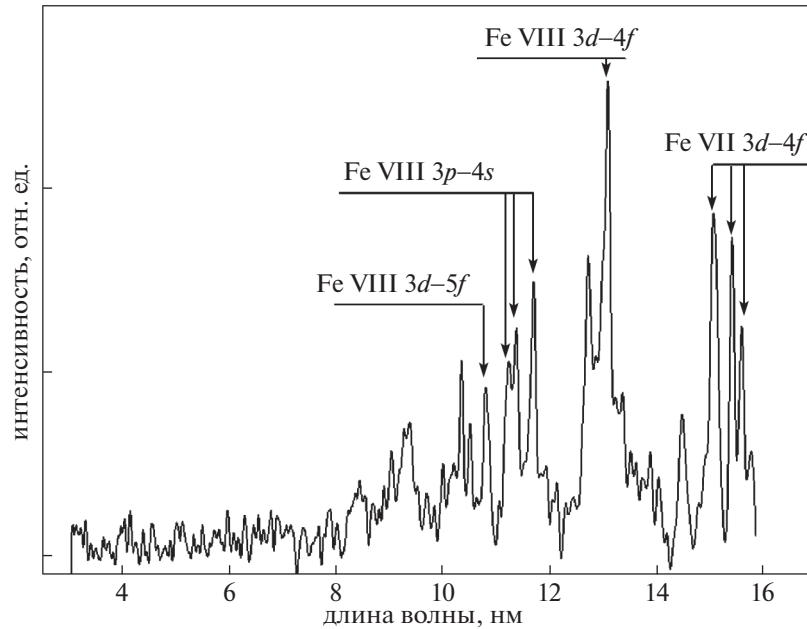


Рис. 12. ЭУФ-спектр излучения плазмы разряда с Мо анодом на стадии стратификации (484 нс).

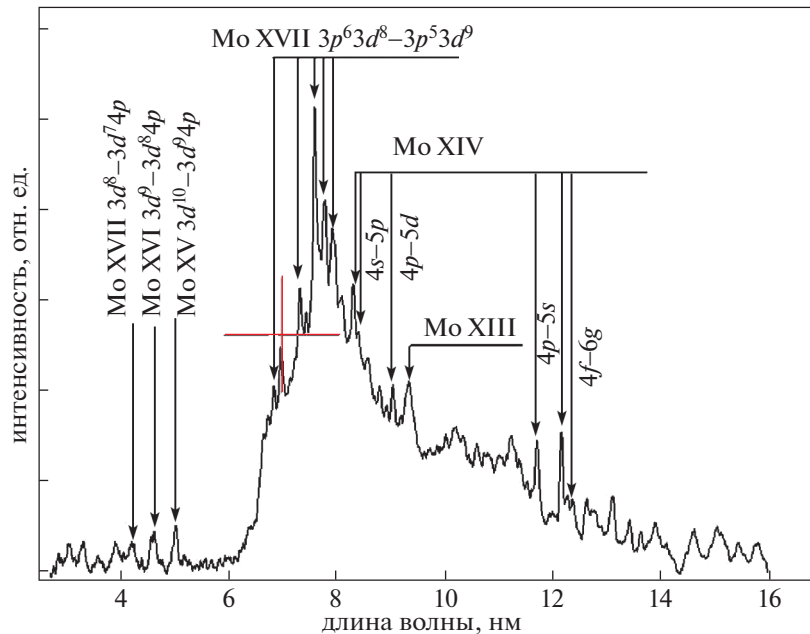


Рис. 13. ЭУФ-спектр излучения плазмы разряда с Мо анодом в момент пинчевания (624 нс).

разрядов линий ионов железа, из которого сделан катод, свидетельствует о меньшей скорости эрозии анода в процессе развития разряда с Мо анодом.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Можно предположить, что процесс эрозии анода оказывает существенное влияние на формирование пространственной структуры разряд-

ной плазмы. Этот момент уже отмечался ранее в литературе [14]. Оценим эффективность эрозии анода разрядным током на начальной стадии разряда. К моменту времени $t \sim 200$ нс от начала разряда разрядный ток достигает значения 40 кА. Изображения камеры-обскуры показывают, что этот ток распределен по поверхности анода площадью порядка 1 мм^2 . Для оценки мощности тепловой нагрузки P на поверхность анода нужна

оценка энергии электронов, приходящих на анод. Она зависит от электронной температуры плазмы, контактирующей с анодом и от структуры плазменного слоя около анода. Возьмем в качестве грубого приближения для этой энергии электронную температуру, оцененную из ЭУФ-спектров $T_e \sim 50$ эВ. Тогда плотность мощности тепловой нагрузки на вершине анода $P \sim 10^8$ Вт/см². Пробег электронов в материале анода меньше, чем 1 мкм [15], но на масштабе времени $t \sim 100$ нс объем анода, поглотивший тепло, будет определяться теплопроводностью. Характерная длина теплопроводности составляет величину $x_k = (4kt/c\rho)^{1/2}$, где k – теплопроводность, c – теплоемкость и ρ – плотность материала анода. Так, для случая Al, $x_k = 6$ мкм для Mo – $x_k = 4$ мкм. Удельное количество выделившегося тепла составит 150 Дж/моль для случая Al и 230 Дж/моль для случая Mo. Эти величины сравнимы с теплотой испарения для Al (294 Дж/моль) и Mo (590 Дж/моль). Учитывая, что сделанная оценка имеет точность порядка величины, можно сделать вывод о возможности испарения анода и возникновения пара в межэлектродном промежутке с плотностью до 10^{19} – 10^{20} атомов в см³ (характерный объем порядка 10 мм³).

Сделанная оценка тепловой нагрузки анода не дает большого запаса, поэтому возможно различие режимов испарения для случаев Al и Mo, которое может быть одной из причин, приводящей к различной пространственной структуре разрядной плазмы для рассматриваемых случаев. Так, причиной филаментации для разрядов с Al анодом может быть неоднородное по поверхности анода испарение. На это обстоятельство указывает наличие процесса роста отдельных филаментов, что можно видеть на рис. 4б. Возможны и другие механизмы, например, филаментация в разрядах плазменного фокуса связывается с тепловой нестабильностью [16, 17]. Во всяком случае, сравнительно медленное движение плазмы в случаях филаментации и стратификации указывает на маловероятность их возникновения вследствие МГД-неустойчивости.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение для диагностики плазмы разряда низкоиндуктивной вакуумной искры детектора на основе МКП, позволяющего регистрировать изображения в ЭУФ-диапазоне с наносекундным временным кадровым разрешением, позволило обнаружить особенности самоорганизации разрядной плазмы на стадии предшествующей пинчеванию. В случае применения алюминиевого анода в разряде возникает филаментация – плазма разбивается на нити (филаменты), ориентиро-

ванные вдоль оси разряда. Если анод изготовлен из молибдена, то в разряде возникают плазменные слои (страты), ориентированные преимущественно перпендикулярно оси разряда. Причиной найденной особенности может быть различие режимов испарения анода под действием разрядного тока. Понимание механизма образования плазмы в разряде низкоиндуктивной вакуумной искры важно для решения проблемы создания источников ЭУФ-излучения, поэтому представляется актуальным теоретическое моделирование разрядной плазмы с учетом процесса эрозии анода, которое может дать адекватное объяснение найденной особенности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cohen L., Feldman U., Schwartz M., Underwood J.H. // J. Optical Soc. America. 1968. V. 56. P. 842.
2. Lie T.N., Elton R.C. // Phys. Rev. 1971. V. A3. P. 865.
3. Schwob J.L., Fraenkel B.S. // Phys. Lett. 1972. V. 40A (1). P. 83.
4. Wong C.S., Lee L. // Rev. Sci. Instrum. 1984. V. 55. P. 1125.
5. Копон Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В. // УФН. 1979. Т. 129. С. 87.
6. Башутин О.А., Савёлов А.С., Вовченко Е.Д. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 883.
7. Raevskiy I.F., Sarantsev S.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 666. P. 012033
8. Koshelev K.N., Pereira N.R. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. R21.
9. Shan B., Yanagidaira T., Shimoda K., Hirano K. // Rev. Sci. Instr. 1999. V. 70. P. 1688.
10. Antsiferov P.S., Dorokhin L.A., Krainov P.V. // Rev. Sci. Instr. 2016. V. 87. P. 053106. <https://doi.org/10.1063/1.4945654>
11. Kita T., Harada T., Nakano N., Kuroda H. // Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 512.
12. Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1), [Online]. <http://physics.nist.gov/asd> [2013, October 24]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2013.
13. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
14. Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Савёлов А.С., Саранцев С.А. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 261.
15. Katz L., Penfold A.S. // Rev. Mod. Phys. 1952. V. 24. P. 28.
16. Soto L., Pavez C., Castillo F., Veloso F., Moreno J., Auluck S.K.H. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 072702. <https://doi.org/10.1063/1.4886135>
17. Kubes P., Paduch M., Cikhardt J., Kortanek J., Cikhardtova B., Rezac K., Klir D., Kravarik J., Zielinska E. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 122706. <https://doi.org/10.1063/1.4903906>

ПОДАВЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ С ПАССИВНЫМ АНОДОМ

© 2022 г. А. И. Пушкарев^{a, b, *}, С. П. Чжу^b, Ю. И. Егорова^a, А. Прима^a,
С. С. Полисадов^a, М. К. Лэй^b

^a Томский политехнический университет, Томск, Россия

^b Surface Engineering Laboratory, School of Materials Science and Engineering, Dalian University of Technology,
Dalian, China

*e-mail: aipush@mail.ru

Поступила в редакцию 06.06.2022 г.

После доработки 12.07.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Представлены результаты моделирования и экспериментального исследования генерации мощного ионного пучка в ионном диоде с пассивным анодом (ускоряющее напряжение 250–300 кВ, длительность импульса 150 нс, энергия пучка в импульсе ≈ 50 Дж). Выполнены исследования диода с анодом из нержавеющей стали при работе в режиме двоекных разнополярных импульсов и формировании плазмы при взрывной эмиссии электронов в течение первого импульса. Получено, что диод с металлческим анодом генерирует ионы азота, содержание более тяжелых ионов материала анода (Fe^+) незначительно. Показано, что подавление генерации тяжелых ионов в ионном диоде с пассивным анодом вызвано более высокой скоростью расширения легкого ионного компонента анодной плазмы. Глубина проникновения электрического поля в анодную плазму меньше толщины слоя более легких ионов на ее эмиссионной границе, поэтому происходит эмиссия из анодной плазмы только легких ионов и их ускорение в А–К зазоре. Подавление генерации тяжелых ионов в диоде с пассивным анодом является положительным эффектом, который обеспечивает увеличение ионного тока при работе в режиме ограничения тока объемным зарядом и снижение концентрации приэмиссионных ионов.

Ключевые слова: мощный ионный пучок, взрывная эмиссия, вакуумный диод с пассивным анодом, подавление генерации тяжелых ионов

DOI: 10.31857/S0367292122700202

1. ВВЕДЕНИЕ

Совершенствование продукции машиностроения затруднено без применения новых технологических процессов, позволяющих повысить ресурс и надежность деталей и узлов в самых жестких условиях эксплуатации. Этим вызвано развитие методов поверхностного упрочнения лазерным излучением, электронным пучком, ионной имплантацией, мощными ионными пучками (МИП) и импульсными потоками плазмы. Воздействие МИП длительностью 100–150 нс и плотностью энергии 1–3 Дж/см² обеспечивает нагрев и охлаждение приповерхностного слоя обрабатываемого изделия со скоростью 10⁸–10⁹ К/с (сверхскоростная закалка), давление при этом достигает (2–6) × 10⁸ Па (сверхмощнаяковка). Толщина такого слоя составляет 1–2 мкм и объемная плотность мощности радиационного воздействия достигает 10¹¹ Вт/см³. Это позволяет получать в поверхностных слоях составы и наноразмерные

структуры, недоступные другими методами. В результате улучшаются свойства материалов: твердость, прочность, износостойкость; повышаются эксплуатационные характеристики изделий из них. Использование сильноточных электронных пучков для модификации материалов требует значительно более высокой плотности энергии из-за большого пробега электронов, превышающего сотни микрон в металлах.

При генерации МИП в вакуумном диоде возникают коллективные эффекты и ионный ток ограничивается объемным зарядом ионов в анод-катодном (А–К) зазоре [1, 2]. При ускоряющем напряжении 250–300 кВ, длительности импульса 0.1 мкс и А–К зазоре 7–8 мм поверхностная плотность энергии МИП (далее плотность энергии МИП) не превышает 0.1–0.2 Дж/см² [3]. Однако для модификации поверхностного слоя металлической мишени (нагрев и плавление), плотность энергии МИП должна превышать 2–3 Дж/см²

при длительности импульса не более 0.1 мкс [4]. Увеличение длительности импульса приводит к увеличению глубины прогрева мишени без существенного роста температуры. Увеличение плотности энергии МИП без изменения длительности импульса можно получить увеличением ускоряющего напряжения. Однако генерация ионов в вакуумном диоде сопровождается генерацией электронов с той же энергией, при этом КПД диода (отношение полной энергии МИП за импульс к энергии, потребленной диодом) не превышает 30%. Интенсивность тормозного рентгеновского излучения при поглощении в металлах электронов с энергией выше 500 кэВ значительно возрастает [5], что требует дополнительной радиационной защиты.

В вакуумном диоде при работе в режиме ограничения тока объемным зарядом плотность ионного тока обратно пропорциональна массе ионов, $j \sim (m_i)^{-0.5}$ [1] и для увеличения ионного тока необходимо ускорять легкие ионы. Состав МИП зависит от состава анодной плазмы и для генерации протонного пучка необходимо использовать диод с газоразрядным источником анодной плазмы. В генераторе RHEPP-1 (1 МэВ, 0.1 мкс) [6] используется ионный диод с внешним магнитным полем, анодная плазма формируется при высокочастотном пробое потока водорода или дейтерия в А–К-зазоре. В работе [7] представлен анодный источник плазмы для генерации МИП (150 кВ, 100 А/см², 1 мкс). Этот источник использует высокочастотный разряд в газовой сверхзвуковой струе. Ионный диод с магнитной изоляцией и конической баллистической фокусировкой ионов представлен в [8]. Источник плазмы расположен внутри анодной полости и включает в себя электродинамический клапан, сопло Лавала для напуска газа и ударную катушку для ионизации газа. Сложные системы напуска в А–К зазор газа со сверхзвуковой скоростью и его ионизации, необходимость синхронизации разных устройств значительно усложняют конструкцию ускорителя с газоразрядным анодом, снижают КПД ускорителя и частоту следования импульсов.

Ионные диоды с пассивным анодом не требуют предварительного формирования анодной плазмы и сложной системы синхронизации, особенно диоды с магнитной самоизоляцией электронов [2]. В ионном диоде с диэлектрическим покрытием на аноде образование плазмы происходит за счет пробоя на поверхности диэлектрика [2, 9]. При работе ионного диода в режиме сдвоенных разнополярных импульсов образование плазмы происходит за счет взрывной электронной эмиссии во время первого импульса отрицательной полярности [10]. Однако ионный диод с пассивным анодом формирует пучок тяжелых

ионов, его состав определяется материалом анода [2, 11]. Даже при использовании полиэтилена (C_nH_{2n+1}) в качестве диэлектрического покрытия на аноде содержание протонов не превышает 50% [9]. Целью работы является моделирование и экспериментальное исследование генерации импульсного ионного пучка сложного состава в диоде с пассивным анодом, анализ условий снижения концентрации тяжелых ионов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Эксперименты проводили на ускорителе ГЕМП-6 [12], который состоит из генератора Аркадьева–Маркса, двойной формирующей линии (ДФЛ) и вакуумного ионного диода с пассивным анодом. Анод полуцилиндрической фокусирующей конфигурации выполнен из нержавеющей стали, имеет радиус изгиба 14 см, длину 20 см и ширину 10 см. Катод изготовлен из металлической полосы шириной 5 см, длиной 25 см и толщиной 2 мм, радиус изгиба 13 см. Катод имеет пазы размером 0.4×2 см и прозрачность 70%. На катоде установлен металлический экран, который устраняет паразитные электромагнитные поля в области дрейфа ионов. А–К-зазор выбран из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением ДФЛ (4.9 Ом), он составлял 8 мм в начале диода и 10 мм в конце диода. На рис. 1 показана схема диодной камеры и фотография диода.

Исследования выполнены при работе ускорителя в режиме формирования двух импульсов: первый (плазмообразующий) отрицательный (200–300 кВ, 450 нс) и второй (генерирующий) положительный (250–300 кВ, 150 нс). Ускоряющее напряжение измеряли с помощью делителя напряжения, который был установлен в переходной камере между ДФЛ и диодной камерой. Полный ток в диоде измеряли поясом Роговского. Электрические сигналы от датчиков регистрировали осциллографом Tektronix DPO 2024В (200 МГц, 5×10^9 отсчетов/с).

Для анализа состава МИП использовали времяпролетную диагностику с коллимированным цилиндром Фарадея (КЦФ) с магнитной отсечкой электронов ($B = 0.2$ Тл) в качестве регистрирующего устройства для ионов, разрешение по времени 1 нс [13]. Распределение плотности энергии МИП по сечению определяли с помощью тепловизионной диагностики, пространственное разрешение 2 мм [13, 14]. Для регистрации теплового изображения МИП на мишени (нержавеющая сталь 125×150 мм², толщина 0.1 мм) использовали тепловизор Fluke Ti400 в режиме видео, 11 кадров в секунду.

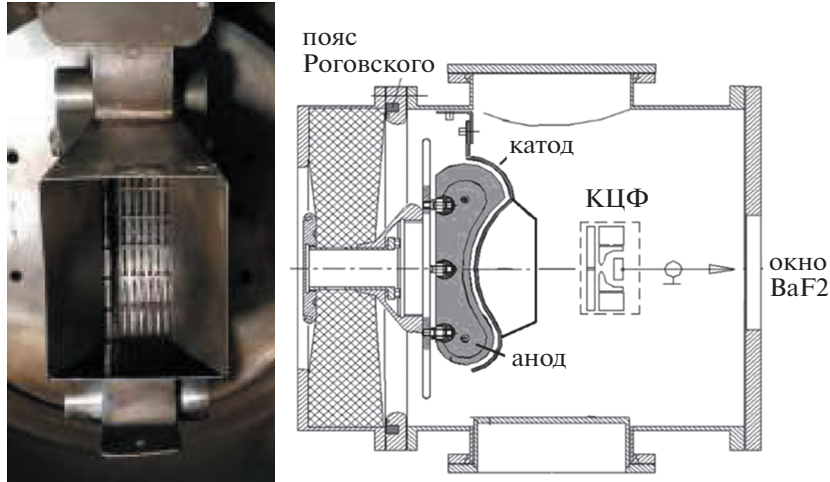


Рис. 1. Фото фокусирующего ионного диода и схема диодной камеры.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА ИОННОГО ПУЧКА

В первой серии экспериментов давление в диодной камере составляло 2–3 мПа и остаточный газ состоял в основном из азота. На рис. 2 показана осциллограмма ускоряющего напряжения и результаты времяпролетной диагностики состава МИП, КЦФ расположен на расстоянии 13 см от катода, в фокусе диода. Цифра перед обозначением иона соответствует коэффициенту усиления плотности ионного тока в соотношении (1).

При времяпролетной диагностике состава МИП для каждого момента времени (шаг 1 нс) рассчитывалась плотность тока определенного типа ионов и задержка поступления этих ионов в КЦФ [13]. Рассчитанные кривые сопоставляли с экспериментальными данными. Такой метод позволяет более точно определять состав МИП, чем по задержке максимальной плотности ионного тока от максимальной амплитуды ускоряющего напряжения [15–18].

В режиме ограничения ионного тока объемным зарядом ионов [1] и в нерелятивистском приближении, принимая во внимание уменьшение А–К-зазора из-за расширения плазмы и эффект плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения [2], плотность ионного тока равна [3, 13]

$$j(t) = \frac{4K\epsilon_0\sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \frac{U^{3/2}}{[d_0 - v(t - t_0)]^2} \text{ А/см}^2, \quad (1)$$

где d_0 – начальный А–К-зазор, ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, m_i и z – масса и заряд иона соответственно, U – ускоряющее напряжение, v – скорость расширения плазмы, t_0 – момент времени изменения полярности ускоря-

ющего напряжения ($t_0 = 500$ нс на рис. 2), K – коэффициент усиления плотности ионного тока.

Коэффициент усиления в уравнении (1) учитывает увеличение плотности ионного тока по сравнению с одномерным соотношением Чайлда–Ленгмюра [1] и фокусировку МИП, его значение в расчетах было постоянным в течение импульса. Коэффициент усиления ионного тока определялся из сравнения расчетной плотности тока с экспериментальными данными (см. рис. 2). Скорость расширения плазмы (1.2 см/мкс) определялась по импедансу диода методом, описанным в [3].

Результаты времяпролетной диагностики можно использовать для расчета плотности энергии МИП, равной интегралу произведения уско-

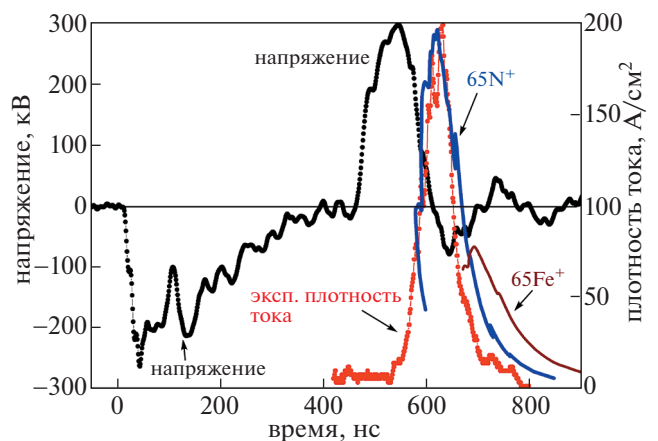


Рис. 2. Осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока (точки). Расчетная плотность ионов (линия).

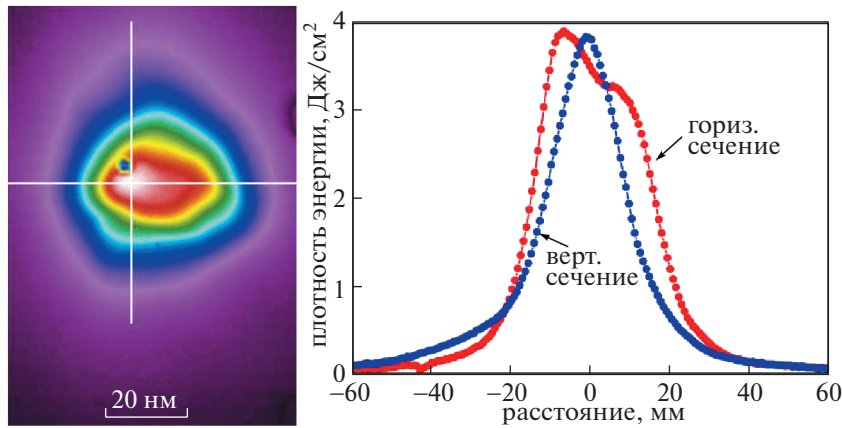


Рис. 3. Термограмма МИП и распределение плотности энергии в фокусе в вертикальном и горизонтальном сечениях.

ряющего напряжения на расчетную плотность ионного тока:

$$q_{расч} = \int_{t_0}^{\infty} U(t)j(t)dt = \frac{4K\epsilon_0\sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \int_{t_0}^{\infty} \frac{U^{5/2}(t)dt}{[d_0 - v(t - t_0)]^2} \text{ Дж/см}^2. \quad (2)$$

Выполненные исследования показали, что ионный диод с анодом из нержавеющей стали генерирует в основном ионы N^+ , содержание ионов материала анода незначительно. Молекулы азота составляют более 80% остаточной газовой атмосферы, поэтому в ионном пучке регистрируются в основном ионы азота, вклад ионов кислорода, водорода и углерода в анодную плазму незначителен и не превышает погрешность времяпролетной диагностики.

Измерение плотности энергии МИП подтверждает корректность времяпролетной диагностики. На рис. 3 показаны результаты тепловизионной диагностики. Мишень помещали на расстоянии 13 см от катода, в фокусе диода. Плотность энергии МИП рассчитывали по соотношению [13]

$$q_{эксн}(x, y) = K_1K_2c_v\Delta\rho[T(x, y) - T_0], \quad (3)$$

где c_v – удельная теплоемкость материала мишени; Δ и ρ – толщина и плотность мишени; T_0 и $T(x, y)$ – температура мишени до и после облучения; K_1 – коэффициент прозрачности оптического окна; K_2 – коэффициент, учитывающий вклад радиационных дефектов [13]. $K_1 = 1.4$ для окна из BaF_2 толщиной 8 мм, $K_2 = 1.22$ для мишени из нержавеющей стали.

Для экспериментальных данных рис. 2 плотность энергии МИП, рассчитанная по соотношению (2) (для ионов N^+ при $K = 65$), составляет

3.4 Дж/см², что на $\approx 10\%$ меньше результатов тепловизионной диагностики (см. рис. 3). Это несоответствие вызвано вкладом в нагрев мишени атомов, полученных в результате перезарядки ускоренных ионов [13].

Наши исследования показали, что с увеличением амплитуды первого импульса кратность ионизации ионов азота в анодной плазме возрастает от N^+ до N^{2+} (см. рис. 4). Плотность энергии МИП, рассчитанная по данным рис. 4 (ионы N^{2+} , $K = 100$), равна 4.3 Дж/см², что на $\approx 18\%$ ниже результатов тепловизионной диагностики, см. рис. 5. Плотность энергии МИП при этом составляла 5.1 Дж/см² при среднеквадратичном отклонении 4%.

В следующей серии экспериментов мы изменили состав остаточного газа в диодной камере. Камеру предварительно откачали до давления 2–3 мПа, а затем напустили аргон с парциальным

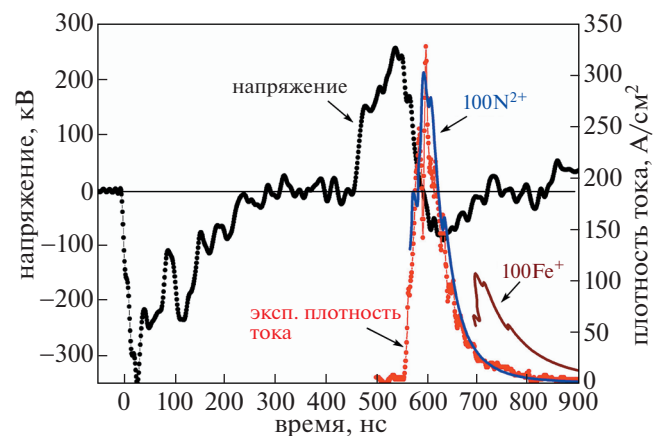


Рис. 4. Осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока (точки). Расчетная плотность ионов (линия).

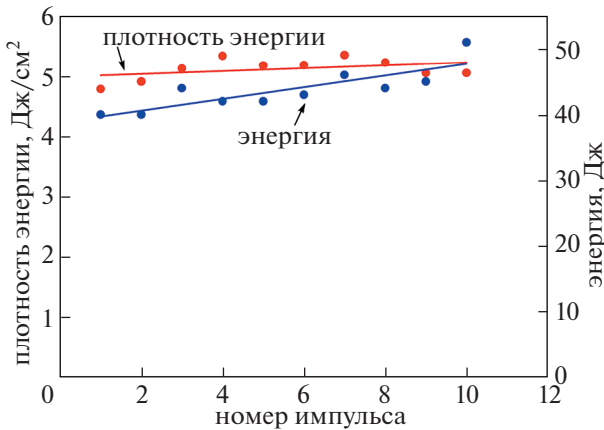


Рис. 5. Изменение в серии импульсов плотности энергии МИП в фокусе и полной энергии.

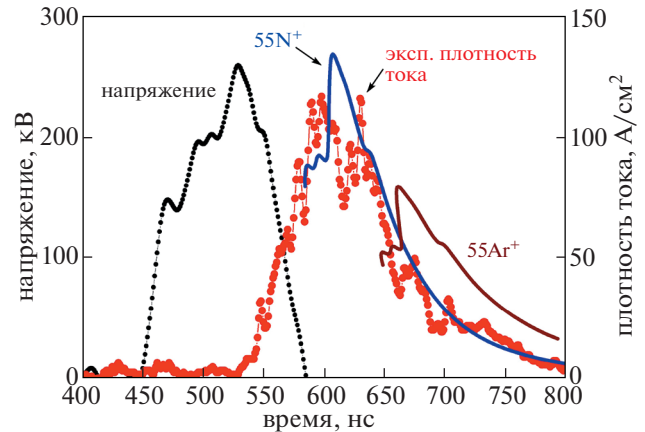


Рис. 6. Осциллограммы ускоряющего напряжения, второй импульс, и плотности ионного тока (точки). Расчетная плотность ионов (линия).

давлением 87 мПа. На рис. 6 показаны результаты времяпролетной диагностики состава МИП, КЦФ расположен на расстоянии 13 см от катода, в фокусе диода.

При исследовании генерации МИП при напуске аргона мы уменьшили амплитуду первого импульса напряжения с 300 кВ (см. рис. 4) до 250 кВ. Это изменило условия формирования взрывоэмиссионной плазмы, кратность ионизации ионов азота уменьшилась, однако их концентрация в пучке также превышала 95%.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ МИП

Согласно современным представлениям о генерации МИП в диоде с пассивным анодом состав ионного пучка должен соответствовать составу материала анода [2]. Ионный диод с полиэтиленовым (C_nH_{2n+1}) покрытием на аноде генерирует ионы углерода ($\approx 50\%$) и протоны [9]. При использовании графитового анода и взрывной эмиссии электронов для формирования плазмы ионный пучок содержит в основном ионы углерода [13]. Однако наши исследования показали, что ионный диод с металлическим анодом генерирует в основном ионы рабочего газа в диодной камере, содержание ионов материала анода незначительно [19]. При этом генерации пучка ионов инертного газа не происходит.

Генерация импульсного ионного пучка в вакуумном диоде с пассивным анодом сопровождается расширением анодной плазмы с поверхности анода в А–К-зазор. Подавление генерации тяжелых ионов в ионном диоде с пассивным анодом может быть вызвано разной скоростью расширения разных компонент анодной плазмы. Более тяжелые ионы имеют меньшую скорость и при расширении анодной плазмы ее внешняя (эмиссионная) граница будет содержать в основном

легкие ионы. В ионном диоде эмиссия ионов происходит из поверхностного слоя анодной плазмы, глубина которого определяется глубиной проникновения электрического поля. Если эта глубина не превышает толщину внешнего слоя легких ионов, то концентрация тяжелых ионов в МИП будет низкой [19].

В работе [20] приведены результаты моделирования (method of particle-in-cell) распределения компонент катодной плазмы, содержащей протоны и ионы C^+ , в А–К-зазоре вакуумного диода. Показано, что через 5 нс после приложения напряжения протоны составляют внешний слой толщиной ≈ 40 мкм на эмиссионной границе плазмы.

При формировании взрывоэмиссионной плазмы в вакуумном диоде можно выделить два режима: режим дискретной эмиссионной поверхности и режим ограничения объемным зарядом [21]. С момента приложения напряжения к диоду до формирования сплошной плазменной поверхности на катоде (режим дискретной эмиссионной поверхности) ток диода ограничивается эмиссионной способностью катода, так как взрывоэмиссионная плазма на рабочей поверхности катода формируется в виде отдельных эмиссионных центров [21]. После формирования первых эмиссионных центров происходит подавление формирования других центров из-за выравнивания напряженности электрического поля (эффект экранировки) [22]. После формирования сплошного плазменного слоя процесс взрывной эмиссии прекращается, так как толщина плазменного слоя существенно превышает высоту микроострий и локальное усиление электрического поля отсутствует. Генерация новых эмиссионных центров в результате усиления ионного тока из анодной плазмы на микроострия на поверхности ка-

тогда [11, 21, 23] возможна только до формирования сплошного плазменного слоя на катоде. Зарядка диэлектрических включений и пленок на аноде потоком ионов из плазмы и их последующий пробой [23, 24] также возможны только в режиме дискретной эмиссионной поверхности. В работе [25] показано, что концентрация взрывоэмиссионной плазмы в прикатодной области составляет $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а затем спадает обратно пропорционально квадрату расстояния. Тогда в течение генерации МИП, через 500–600 нс (см. рис. 2), ее концентрация на эмиссионной границе составит $\approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

При работе ускорителя в режиме разнополярных двояных импульсов и формировании плазмы при взрывной эмиссии электронов в течение первого импульса, в течение генерации МИП (второй импульс) ионный компонент анодной плазмы будет находиться в термодинамическом равновесии и распределение ионов по скоростям описывается распределением Максвелла

$$F_M(v_i) = 4\pi v_i^2 \left(\frac{m_i}{2\pi k T_{ион}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv_i^2}{2k T_{ион}} \right), \quad (4)$$

где v_i – тепловая скорость ионов, k – постоянная Больцмана, $T_{ион}$ – температура ионного компонента плазмы.

На рис. 7 показано распределение концентрации ионов в А–К-зазоре через 15 нс после изменения полярности ускоряющего напряжения ($t = t_0 + 15 \text{ нс}$, см. рис. 2) при температуре взрывоэмиссионной плазмы 4 эВ [11, 26].

Расчет распределения концентрации i -го компонента ионов выполнен по соотношению

$$n_i(x) = A_i n_0 \frac{F_M(v_i)}{F_M^{\max}}, \quad (5)$$

где $x = v_i(t - t_0)$, n_0 – концентрация анодной плазмы, F_M^{\max} – максимальное значение $F_M(v_i)$, A_i – относительная концентрация i -го компонента ионов в анодной плазме.

Расчет выполнен при условии, что при $t = t_0$ внешняя граница анодной плазмы находится в точке $x = 0$, при этом концентрация плазмы равна 0 при $x > 0$ и 10^{12} см^{-3} при $x < 0$. Состав анодной плазмы – 67% ионы Fe^+ и 33% ионы N^+ (взрывная эмиссия Fe_2N).

Расстояние, на котором напряженность электрического поля в плазме снижается в 2.7 раза (радиус Дебая) равно [2, 27]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_{ион}}{n_0 e^2}}, \quad (6)$$

где e – заряд электрона.

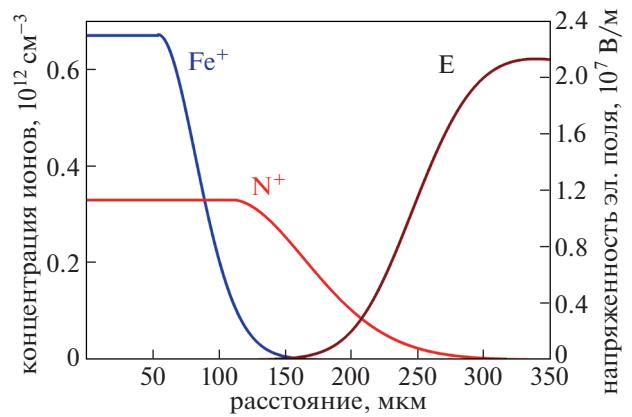


Рис. 7. Распределение концентрации ионов и напряженности электрического поля в А–К-зазоре. Анод из нержавеющей стали.

На рис. 7 показано распределение напряженности электрического поля в А–К-зазоре при ускоряющем напряжении 200 кВ и А–К-зазоре 9 мм. Расчет напряженности электрического поля выполнен по соотношению

$$E(x) = \frac{U_0}{d_0 - vt} \exp\left(-\frac{L - x}{\lambda_D(x)} \right), \quad (7)$$

где L – расстояние от анода, на котором концентрация анодной плазмы равна ≈ 0 ($L = 300 \text{ мкм}$ при $t - t_0 = 15 \text{ нс}$, см. рис. 7).

Соотношение (7) учитывает ослабление электрического поля в приповерхностном слое анодной плазмы за счет экранирования и увеличения концентрации плазмы с ростом глубины проникновения электрического поля.

Выполненное моделирование показало, что глубина проникновения электрического поля в анодную плазму меньше толщины слоя более легких ионов на ее эмиссионной границе, поэтому в течение генерации МИП должна происходить эмиссия из анодной плазмы только более легких ионов и их ускорение в А–К-зазоре.

Аналогичные результаты подавления генерации тяжелых ионов были получены при исследовании генерации МИП в вакуумном диоде с алюминиевым анодом в режиме разнополярных двояных импульсов и формировании плазмы при взрывной эмиссии электронов в течение первого импульса [28]. Пучок содержал ионы алюминия (30%), ионы углерода и протоны. На рис. 8 показано распределение концентрации ионов в А–К-зазоре диода при $t - t_0 = 15 \text{ нс}$, температуре плазмы 4 эВ и концентрации ионов 10^{12} см^{-3} . Состав анодной плазмы 57% ионов Al^+ и 43% ионов C^+ (взрывная эмиссия карбида алюминия Al_4C_3). На рис. 8 также показано распределение электри-

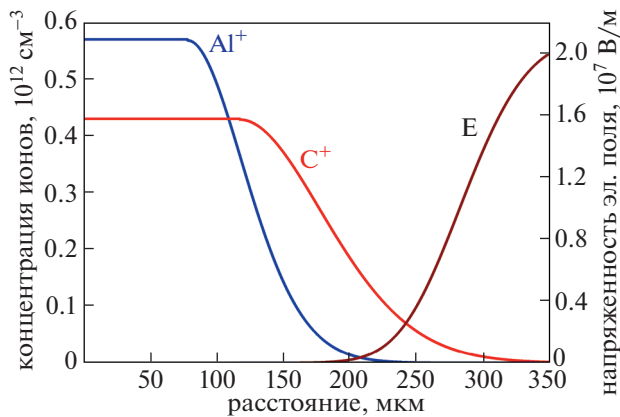


Рис. 8. Распределение концентрации ионов и напряженности электрического поля в А–К-зазоре. Алюминиевый анод.

ческого поля в А–К-зазоре при ускоряющем напряжении 200 кВ и зазоре 9 мм.

Моделирование показало, что для диода с алюминиевым анодом глубина проникновения электрического поля в анодную плазму больше толщины слоя ионов углерода на его эмиссионной границе, поэтому в течение генерации МИП ионы Al^+ также эмитируются из анодной плазмы и ускоряются в А–К-зазоре.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования показали, что ионный диод с пассивным анодом из нержавеющей стали генерирует ионы азота, содержание более тяжелых ионов материала анода (Fe^+) в МИП незначительно. Корректность времяпролетной диагностики подтверждают результаты измерения плотности энергии МИП. При этом генерации пучка ионов инертного газа не происходит. Подавление генерации тяжелых ионов в ионном диоде с пассивным анодом вызвано разной скоростью расширения разных компонент анодной плазмы. Более тяжелые ионы имеют меньшую скорость и при расширении анодной плазмы ее внешняя (эмиссионная) граница будет содержать в основном легкие ионы. Глубина проникновения электрического поля в анодную плазму меньше толщины слоя более легких ионов на ее эмиссионной границе, поэтому в течение всего времени генерации МИП в основном происходит эмиссия из анодной плазмы более легких ионов и их ускорение в А–К-зазоре.

Подавление генерации тяжелых ионов является положительным эффектом, он обеспечивает увеличение плотности ионного тока при работе в режиме ограничения объемным зарядом и снижение концентрации примесных ионов. Кроме того, новый эффект позволяет легко регулиро-

вать состав ионного пучка изменением рабочего газа (кроме инертных газов) в диодной камере без изменения конструкции диода. Ионный диод с анодом из нержавеющей стали обеспечивает высокую стабильность параметров МИП в серии импульсов; стандартное отклонение полной энергии и плотности энергии в фокусе не превышает 10%.

Эксперименты на ускорителе ТЕМР-6 и анализ экспериментальных данных выполнены при поддержке National Natural Science Foundation of China under Grant No. 51621064. Моделирование подавления генерации тяжелых ионов выполнено при поддержке гранта РФФИ № 19-38-90001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Langmuir I.* // Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 450.
2. *Humphries S.* Charged Particle Beams. N. Y.: Wiley, 1990.
3. *Пушкарев А.И., Егорова Ю.И., Прима А.И., Корусенко П.М., Несов С.Н.* Генерация, диагностика и применение мощных ионных пучков с высокой плотностью энергии. Новосибирск: АНС “СибАК”, 2019.
4. *Yu X., Shen J., Isakova Y.I., Zhong H., Zhang J., Yan S., Zhang G., Zhang X., Le X.* // Vacuum. 2015. V. 122. P. 12. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2015.09.006>
5. *Sigmund P.* Particle Penetration and Radiation Effects. General Aspects and Stopping of Swift Point Charges. Springer Series Solid-state sciences. Springer, 2005.
6. *Renk T.J., Schall M., Cooper G.W.* // SANDIA REPORT SAND2009-8165, 2009. <https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc1014854/>.
7. *Greenly J.B., Ueda M., Rondeau G.D., Hammer D.A.* // J. Applied Phys. 1988. V. 63. P. 1872. <https://doi.org/10.1063/1.339884>
8. *Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.N.* // Phys. Particles and Nuclei. 2017. V. 48(4). P. 659. <https://doi.org/10.1134/S1063779617040025>
9. *Pushkarev A.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 103106. <https://doi.org/10.1063/1.4933215>
10. *Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Усов Ю.П.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1404.
11. *Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
12. *Ремнев Г.Е.* Получение мощных ионных пучков для технологических целей // Автореферат дисс... д-ра техн. наук в форме научного доклада. Томск, 1994.
13. *Пушкарев А.И., Прима А.И., Егорова Ю.И., Ежов В.В.* // ПТЭ. 2020. Вып. 3. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S0032816220030143>
14. *Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Wagenaar W.J.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. P. 3223. <https://doi.org/10.1063/1.365629>

15. *Paperny V.L., Chernih A.A., Astrakchantsev N.V., Lebedev N.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V.42. P. 155201. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/15/155201>
16. *Yushkov G.Yu., Vodoryanov A.V., Nikolaev A.G., Izotov I.V., Savkin K.P., Golubev S.V., Oks E.M.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 02B902. <https://doi.org/10.1063/1.4824644>
17. *Фурман Э.Г., Степанов А.В., Фурман Н.Ж.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 86.
18. *Шаманин В.И., Степанов А.В., Рысбаев К.Ж.* // Известия высших учебных заведений. Физика. 2017. Т. 60. С. 53.
19. *Pushkarev A.I., Prima A.I., Zhu X.P., Zhang C.C., Li Y., Egorova Yu., Lei M.K.* // Proc. 15th Int. Conf. Gas Discharge Plasmas and Their Applications. Ekaterinburg, 2021. P. 216.
20. *Xu Q.F., Liu L.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. 093111. <https://doi.org/10.1063/1.4752075>
21. *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
22. *Беломытцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1089.
23. *Озур Г.Е., Проскуровский Д.И.* Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск: Наука, Изд-во СО РАН, 2018.
24. *Месяц Г.А.* // ПМТФ. 1980. Вып. 5. С. 138.
25. *Yarmolich D., Vekselman V., Gurovich V., Gleizer J.Z., Felsteiner J., Krasik Ya.E.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. 123507. <https://doi.org/10.1063/1.3041162>
26. *Li L.M., Chang L., Zhang L., Liu J., Chen G., Wen J.* // Laser Particle Beams. 2012. V. 30. P. 541. <https://doi.org/10.1017/S0263034612000468>
27. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
28. *Шаманин В.И., Ремнёв Г.Е., Тарбоков В.А.* // ПТЭ. 2020. Вып. 4. С. 35.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ НОРМАЛЬНОГО И АНОМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА

© 2022 г. С. Т. Суржиков^{a, b, *}

^a Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

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

*e-mail: surg@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 25.08.2022 г.

После доработки 05.09.2022 г.

Принята к публикации 06.09.2022 г.

Выполнено сравнительное численное исследование параметров нормального и аномального тлеющих разрядов постоянного тока между двумя плоскими дисковыми электродами радиусом 3 см в электроразрядном промежутке высотой 1 см. Для численного моделирования применялась двухмерная осесимметричная диффузионно-дрейфовая модель тлеющего разряда, включающая уравнения переноса электронов и ионов молекулярного азота, а также уравнение Пуассона для нахождения электрического потенциала в разрядном промежутке с учетом областей пространственного заряда и положительного столба. Аномальные разряды получались при уменьшении радиуса катодного электрода. Предложена численная процедура сглаживания локальных максимумов напряженности электрического поля вблизи границ катода аномального тлеющего разряда, обеспечивающая устойчивость решения и слабое влияние на расчетные данные. Представлены результаты численного моделирования электродинамической структуры нормальных и аномальных тлеющих разрядов.

Ключевые слова: нормальный и аномальный тлеющий разряд постоянного тока, диффузионно-дрейфовая модель тлеющего разряда

DOI: 10.31857/S0367292122601072

1. ВВЕДЕНИЕ

Нормальный тлеющий разряд непрерывного тока привлекает к себе внимание исследователей уже более 100 лет. Классическая схема такого разряда показана на рис. 1. Его типичные параметры: э.д.с. источника питания $\varepsilon \sim 200\text{--}1000$ В и электрические токи через разрядный промежуток $I \sim 0.1\text{--}10$ мА.

С одной стороны, нормальный тлеющий разряд является примером простейшего плазменного образования, достаточно легко реализуемого в физических лабораториях [1], с другой стороны этот разряд является типичным объектом самоорганизации локализованной плазменной структуры, существующим за счет конкуренции процессов диссипации и возникновения заряженных частиц во внешнем электрическом поле. Как показано на рис. 1 нормальный разряд имеет конечные поперечные размеры в радиальном направлении. При увеличении падения напряжения между электродами V_d радиус такого столба увеличивается, а при уменьшении V_d — радиус уменьшается. При этом важно, что сам разряд, горящий между электродами, совместно с внешней электрической цепью, куда входит источник

электродвижущей силы ε и омическое сопротивление R_0 , является примером саморегулируемой системы с обратной положительной связью. При

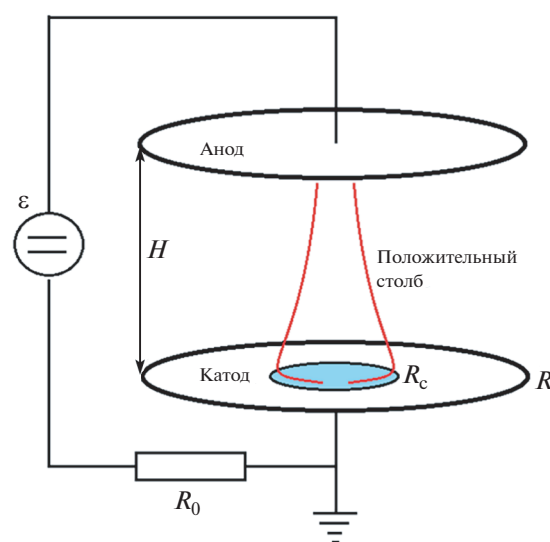


Рис. 1. Расчетная схема нормального и аномального тлеющего разряда.

увеличении напряжения на электродах увеличивается интенсивность ионизационных процессов и, как следствие — увеличивается ток через разрядный промежуток. Но это приводит к уменьшению падения напряжения на электродах. А при уменьшении напряжения на электродах — уменьшается интенсивность ионизационных процессов и, таким образом, происходит формирование плазменной структуры, в которой поддерживается баланс между потерями и воспроизводством зарядов.

Главной особенностью нормального тлеющего разряда является то, что при изменении радиальных размеров такого столба вследствие вариации падения напряжения на электродах — плотность тока вблизи оси симметрии изменяется незначительно. Это явление названо “Законом нормальной плотности тока” или законом Геля [2]. Конечно, отмеченная закономерность существует лишь в определенных пределах параметров тлеющего разряда. В работах [3, 4] (см. также обширную библиографию в этих книгах), показано, что экспериментально измеренные параметры нормального тлеющего разряда в его приосевых областях, а именно — падение напряжения на катодном слое V_n , плотность тока на оси симметрии j_n , толщина катодного слоя d_n , с хорошей точностью предсказываются одномерной теорией Энгеля–Штеенбека [5]

$$V_n = \frac{3B}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right), \text{ В}$$

$$\frac{j_n}{p^2} = 5.92 \times 10^{-14} \frac{AB^2 (\mu_i p) (1 + \gamma)}{\ln(1 + 1/\gamma)}, \text{ А/(см}^2 \text{ Торр)}$$

$$d_n p = 3.78 \frac{\ln(1 + 1/\gamma)}{A}, \text{ см} \cdot \text{Торр},$$

где A , B — аппроксимационные коэффициенты в формуле для 1-го коэффициента Таунсенда, определяющего эффективность ударной ионизации молекул электронами (см. ниже формулу (9)), γ — коэффициент вторичной электронной эмиссии при взаимодействии ионов с поверхностью катода, μ_i — подвижность ионов в тлеющем разряде, p — давление. В более поздних работах [6–8], где нормальный тлеющий разряд изучался в двухмерной геометрии с использованием математического моделирования, была показана близость расчетных данных, полученных с использованием диффузионно-дрейфовой модели, результатам теории Энгеля–Штеенбека.

Еще одной особенностью нормального тлеющего разряда является то удивление сложная его продольная структура. Идентифицируются как минимум 7 участков продольной структуры нормального тлеющего разряда, каждая из которых обеспечивает условия его существования. В рабо-

тах [4, 6] дан анализ физических процессов в каждой из областей (по мере удаления от катода): атоново темное пространство, катодное свечение, катодное темное пространство, отрицательное свечение, фарадеево темное пространство, положительный столб, анодное темное пространство.

Главные элементы структуры нормального тлеющего разряда достаточно хорошо исследованы с использованием так называемой диффузионно-дрейфовой модели [7, 8], подробный вывод уравнений которой дан в работе [6]. Указанная модель хорошо описывает так называемые локальные процессы ионизации, рекомбинации и диффузии в тлеющем разряде, что оказывается достаточным для моделирования основных его интегральных характеристик: радиальных размеров токового столба, размеров катодных и анодных областей объемного заряда, где существует повышенная концентрация ионов и электронов соответственно, плотности тока на катоде и аноде, полного тока через разрядный промежуток и падение напряжения между электродами.

Имеется еще два класса расчетно-теоретических моделей, которые используются, но заметно меньше, для изучения структуры тлеющих разрядов постоянного тока. Это так называемая амбиполярная модель и нелокальные кинетические модели. В амбиполярной модели [6] предполагается отсутствие областей пространственного заряда, то есть фактически рассматривается только положительный столб тлеющего разряда. С использованием кинетических моделей изучаются нелокальные кинетические процессы, в первую очередь — область электронного пучка в непосредственной близости от катода, а также область фарадеева темного пространства [9].

Амбиполярная модель нашла свое применение в задачах прикладной физики газовых разрядов. Главный ее недостаток связан с необходимостью специальной формулировки граничных условий вблизи катода и анода, где указанная модель неприменима поскольку — это области пространственного заряда. Тем не менее, в силу своей простоты и высокой расчетной эффективности амбиполярная модель достаточно часто используется в задачах плазменной аэродинамики [6, 10, 11], где с ее помощью удалось получить хорошее описание экспериментальных данных [12, 13].

Как уже отмечалось, диффузионно-дрейфовая модель позволяет описать области пространственного заряда у катода и анода. Однако использование этой модели совместно с уравнениями, описывающими движение частично ионизированного газа, наталкивается на два препятствия. Первое — это высокая трудоемкость решения задачи с пространственным зарядом. Второе препятствие состоит в том, что тлеющий

разряд в плазменной аэродинамике горит в аномальном режиме в силу конечности размеров электродов. Часто газовый поток “сдувает” катодные и анодные пятна к границам электродов. Было установлено, что на границах электродов возникают большие электрические поля, приводящие к пробоем газа, а в процессе численного моделирования – к неустойчивости получаемого решения.

В данной работе изучаются изменения в структуре нормального тлеющего разряда при постепенном его переходе в аномальный разряд вследствие искусственного уменьшения радиуса катодного электрода, окруженного диэлектрической поверхностью. Для этих целей используется диффузионно-дрейфовая модель разряда в осесимметричной постановке. Расчетная схема показана на рис. 1. Сначала решается задача нахождения параметров нормального тлеющего разряда при заданных параметрах внешней электрической цепи и геометрии электроразрядного промежутка, характеризуемой радиусом электрода $R = 3$ см и расстоянием между электродами $H = 1.0$ см. Давление газа в расчетах задавалось постоянным $p = 5$ Торр, температура газа 300 К. Серия последующих расчетов проводилась для постепенно уменьшаемого радиуса катодного электрода, $R_c = 1.0$ см, 0.6 см, 0.4 см и 0.2 см (остальная часть катодной поверхности полагалась диэлектрической), что приводило к переходу нормального тлеющего разряда в аномальный.

Для каждого из рассчитанных вариантов изучалась электродинамическая структура разряда и, в особенности, напряжение электрического поля и концентрация заряженных частиц вблизи границы катодного электрода. Дополнительная серия расчетов выполнена с использованием процедуры численного сглаживания напряженности электрического поля вблизи границы катодного электрода, что имитирует технологические приемы сглаживания границ электродов в экспериментах.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Система уравнений расчетной диффузионно-дрейфовой модели тлеющего разряда формулируется в следующем виде [6, 14]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_e = \alpha(E/p) p |\Gamma_e| - \beta n_i n_e = \dot{\omega}_i \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_i = \alpha(E/p) p |\Gamma_i| - \beta n_i n_e = \dot{\omega}_i, \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad} \varphi) = 4\pi e(n_e - n_i), \quad (3)$$

где: $\Gamma_e = -D_e \operatorname{grad} n_e - n_e \mu_e \mathbf{E}$; $\Gamma_i = -D_i \operatorname{grad} n_i + n_i \mu_i \mathbf{E}$; $\mathbf{j} = e(\Gamma_i - \Gamma_e)$; $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$; n_e, n_i – концентрации

электронов и ионов в 1 см^3 ; e – заряд электрона, \mathbf{E} и φ – вектор напряженности электрического поля и его потенциал; Γ_e, Γ_i – векторы плотностей потоков электронов и ионов; D_e, D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов; μ_e, μ_i – подвижности электронов и ионов; $\alpha = \alpha(E/p)$ – коэффициент ударной ионизации молекул электронами (первый коэффициент Таунсенда), $E = |\mathbf{E}|$; β – коэффициент ион-электронной рекомбинации. Суммарная объемная скорость рождения электронов в правой части уравнений (1) и (2) $\dot{\omega}_i$ определяется разницей между скоростью ионизации и рекомбинации.

При решении системы уравнений диффузионно-дрейфовой модели используется ортогональная цилиндрическая система координат. Граничные условия для уравнений (1)–(3) имеют вид

$$x = 0, \quad \Gamma_{e,x} = \gamma \Gamma_{i,x}, \quad \frac{\partial n_i}{\partial x} = 0, \quad \varphi = 0; \quad (4)$$

$$x = H, \quad \frac{\partial n_e}{\partial x} = 0, \quad n_i = 0, \quad \varphi = V_d; \quad (5)$$

$$r = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_i}{\partial r} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0; \quad (6)$$

$$r = R, \quad n_e = n_i = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0. \quad (7)$$

Здесь V_d – падение напряжения на разрядном промежутке, $\Gamma_{e,x}, \Gamma_{i,x}$ – проекции плотностей потоков электронов и ионов на ось x ; R, H – координаты границы расчетной области по направлениям r и x . Граничные условия на электродах для заряженных частиц являются приближенными. Допустимость их использования обсуждалась в работе [8], где путем численных экспериментов показано, что усложнение граничных условий не оказывает существенного влияния на результаты расчетов в широком диапазоне параметров тлеющего разряда, увеличивая, при этом, опасность возникновения численных неустойчивостей. В граничных условиях (5) присутствует не определенная до сих пор величина падения напряжения на разрядном промежутке V_d , куда входят составными частями падения напряжения на катодном и анодном слоях, а также на положительном столбе. Для ее определения необходимо привлечь условия во внешней цепи (см. рис. 1). В условиях установившегося процесса горения тлеющего разряда можно записать очевидное соотношение

$$\frac{\varepsilon - V_d}{eR_0} = 2\pi \int_0^R \Gamma_e(r, x=0) r dr, \quad (8)$$

которое постулирует равенство суммы падений напряжений на сопротивлении R_0 и разрядном промежутке электродвижущей силы ε .

Расчетная модель предназначена для изучения структуры тлеющего разряда в молекулярном азоте при давлениях $p = 1\text{--}20$ Торр, поэтому задавались следующие значения коэффициентов, входящих в математическую постановку задачи:

$$\begin{aligned}\mu_e p &= 4.4 \times 10^5, \\ \mu_i p &= 1.45 \times 10^3, \text{ (Торр} \cdot \text{см}^2\text{)/(В} \cdot \text{с)}, \\ \beta &= 2 \times 10^{-7} \text{ см}^3\text{/с}, \\ \frac{\alpha}{p} &= A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right) \text{ (см} \cdot \text{Торр)}^{-1},\end{aligned}\quad (9)$$

где $A = 12 \text{ (см} \cdot \text{Торр)}^{-1}$, $B = 342 \text{ В/(см} \cdot \text{Торр)}$.

Эмпирическая формула (9) для 1-го коэффициента Таунсенда рекомендована в работе [3] для следующего диапазона отношений напряженности поля к давлению:

$$100 < E/p < 600 \text{ В/(см} \cdot \text{Торр)}.$$

Коэффициенты диффузии определялись по соотношениям Эйнштейна

$$D_e = \mu_e T_e, \quad D_i = \mu_i T_i,$$

где T_e, T_i — температура электронов и ионов, эВ.

Необходимо сделать общие замечания относительно выбора приведенных полуэмпирических электрофизических параметров. Главное, что для оценки правомочности использования представленных числовых значений и аппроксимаций, следует учесть целевую функцию построенной расчетной модели, которая относится к классу эвристических моделей, основанной на ряде полуэмпирических функций. Значения коэффициентов подвижности электронов и ионов, а также коэффициента рекомбинации были выбраны в соответствии с рекомендациями [3, 4] для молекулярного азота для подобных условий в разряде. Температуры электронов и ионов считались постоянными, $T_e = 1$ эВ и $T_i = 0.026$ эВ. Исследование влияния возможных вариаций электронной температуры в диапазоне $T_e = 1\text{--}10$ эВ, а также подбор эмпирической зависимости для характерной электронной температуры в тлеющем разряде рассматриваемого типа, было выполнено в [5, 16, 17]. Принципиального влияния на рассчитываемые параметры нормального тлеющего разряда не было отмечено.

При этом в расчетах было установлено заметное влияние используемой аппроксимации коэффициента ионизации на интегральные характеристики разряда (полный ток через разряд, падение напряжения на газоразрядном промежутке). Поэтому при стремлении добиться численной близости расчетных и экспериментальных данных к выбору этой аппроксимации следует относиться весьма тщательно. Это же от-

носится к выбору коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии ($\gamma \sim 0.01\text{--}0.1$). В целом, результаты расчетов по предложенной численной модели хорошо совпадают с теорией Энгеля—Штеенбека для параметров нормального тлеющего разряда и собственными экспериментальными данными [1, 5, 8].

Подробности численного решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели тлеющего разряда даны в [6].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исходные данные во всех расчетных вариантах были одинаковы: $p = 5$ Торр, $\varepsilon = 1000$ В, $R_0 = 300$ кОм. На рис. 2 показана электродинамическая структура нормального тлеющего разряда в электроразрядном промежутке высотой $H = 1$ см и радиусом $R = 3$ см. На распределениях концентраций ионов и электронов (рис. 2а) хорошо видны главные структурные элементы разряда: катодный слой с повышенной концентрацией ионов и положительный столб — область почти квазинейтральной плазмы. Здесь и далее концентрации заряженных частиц отнесены к величине $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$. В непосредственной близости от анода располагается анодный слой, в котором концентрация ионов стремится к нулю. Это область отрицательного объемного заряда.

На рис. 2б показаны распределения осевой и радиальной компоненты напряженности электрического поля, отнесенных к величине ε/H , а на рис. 2в (слева) — распределение электрического потенциала. В катодном слое, то есть в области положительного объемного заряда, наблюдается резкий рост электрического потенциала.

Заметим, что распределение электрического потенциала, показанное на рис. 2в (слева), наглядно иллюстрирует наличие потенциальной ямы, в которой существует токовый слой нормального тлеющего разряда. Сопоставление данных на рис. 2в (слева) и 2б (справа) объясняет наличие локального максимума радиальной компоненты напряженности электрического поля у верхней правой границы катодного слоя. Здесь в радиальном направлении падает электрический потенциал. Обратим внимание на этот факт, поскольку, ниже будет показано, что в аномальном разряде ситуация изменяется на противоположную.

На рис. 2в (справа) дано распределение скорости ионизации в нормальном тлеющем разряде, отнесенной к величине $\Omega = n_0 \mu_e \varepsilon/H$. Отсюда видно, что ионизация газа протекает также в анодном слое и, в гораздо меньшей степени — в положительном столбе. В работе [15] было показано, что во многом существование токового столба в

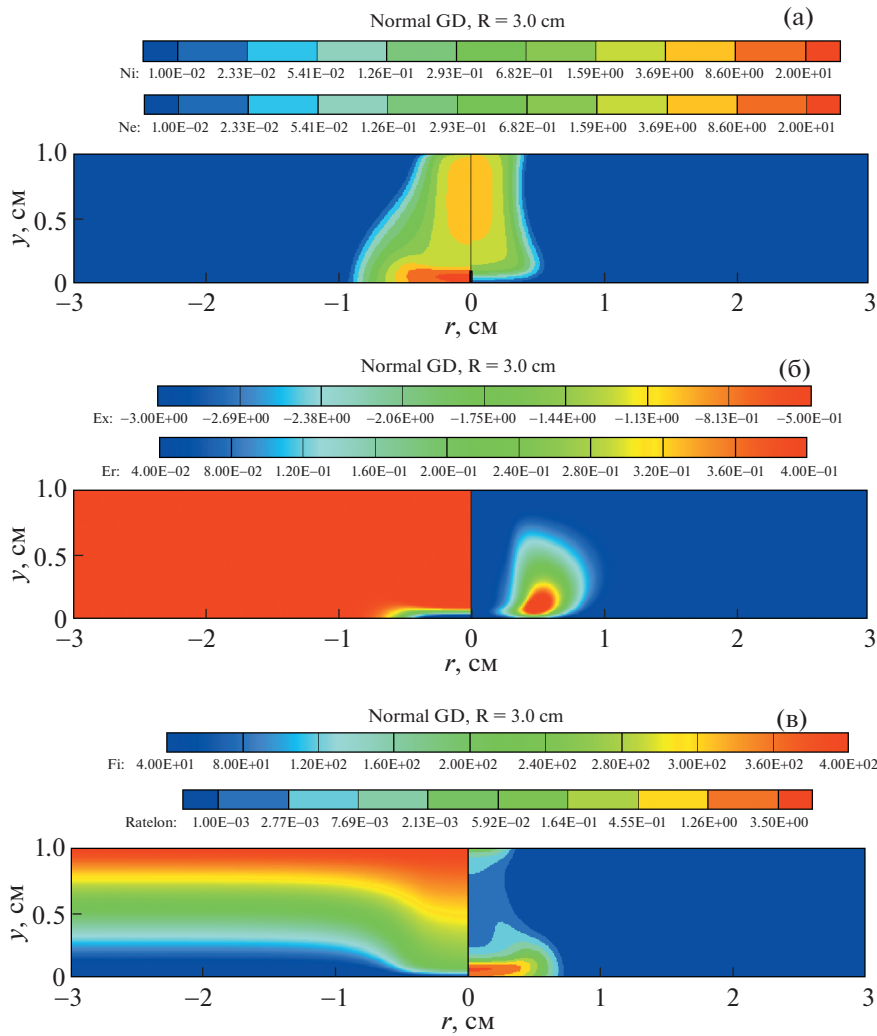


Рис. 2. Распределения концентраций ионов (Ni, слева) и электронов (Ne, справа) (а), нормальной (E_x , слева) и радиальной (E_r , справа) компонент электрического поля (б), электрического потенциала ($Fi = \varphi$, слева) и скорости ионизации ($RateIon = \dot{\omega}_i/\Omega$, справа) (в) в нормальном тлеющем разряде.

нормальном тлеющем разряде обязано конкуренцией процессов ионизации и диффузии в радиальном направлении. Видимая граница токового столба на рис. 2а (справа) примерно соответствует той линии электронного тока, правее которой диффузионные процессы делают невозможными потери электронов, а левее – ионизационные и дрейфовый процессы позволяют электронам замкнуть электрическую цепь.

На рис. 3 показано распределение концентрации электронов и ионов вдоль оси симметрии разряда. На этих рисунках хорошо видны области катодного и анодного слоев, где концентрация ионов и электронов достигает величин $n_i = 24 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $n_e = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ соответственно. В положительном столбе концентрации заряженных частиц $n_e \approx n_i \sim 6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

На рис. 4 показано распределение модуля напряженности электрического поля вдоль оси симметрии разряда и электрического потенциала. В катодном слое наблюдается наибольшая напряженность электрического поля. Значительно меньший рост напряженности электрического поля наблюдается в анодном слое, однако и этого повышения оказывается достаточным для заметного возрастания скорости ионизации в этом слое. Примечательно также, что в квазинейтральном положительном столбе напряженность электрического поля составляет $E_x \sim 40 \text{ В/см}$, что достаточно для восполнения потерь электронов диффузией за счет ударной ионизации и движения электронов вдоль поля между катодом и анодом.

На рис. 5 показаны радиальные распределения плотностей тока на катоде и аноде в нормальном

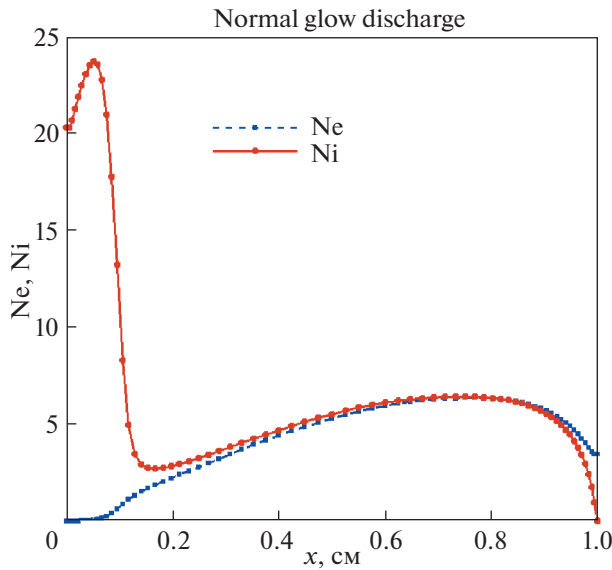


Рис. 3. Распределение концентраций ионов (Ni) и электронов (Ne) вдоль оси симметрии нормального тлеющего разряда.

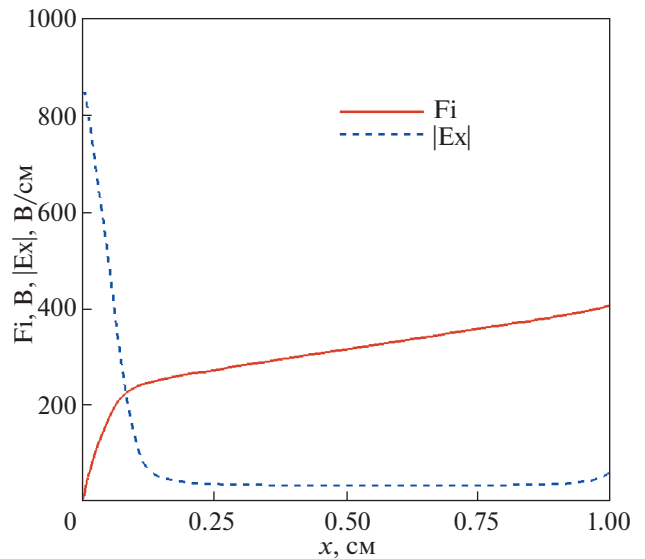


Рис. 4. Распределение электрического потенциала ($\Phi = \varphi$) и модуля осевой составляющей электрического поля ($|E_x|$) вдоль оси симметрии нормального тлеющего разряда в газоразрядном промежутке.

и аномальном тлеющих разрядах, которые различаются весьма значительно. Для нормального тлеющего разряда (кривые 1) плотность тока на катоде (пунктир) примерно в 4 раза ниже плотности тока на аноде. Заметим, что именно плотность тока на катоде является консервативной величиной по отношению к изменениям параметров нормального тлеющего разряда. Плотность тока на аноде может изменяться заметно [6, 8].

На последующих рисунках представлены результаты исследования структуры аномального тлеющего разряда. Матрица результатов расчетов построена следующим образом. Расчеты выполнены для последовательно уменьшаемых радиусов катодного электрода $R_c = 1.0$ см, 0.6 см, 0.4 см и 0.2 см. Радиус анодного электрода оставался прежним – $R_a = 3$ см. На рис. 6а и рис. 7а показаны результаты расчетов концентрации заряженных частиц, на рис. 6б и 7б поля компонент напряженности электрического поля, а на рис. 6в и 7в – электрического потенциала и скорости ионизационных процессов для двух радиусов катодных электродов: $R_c = 0.6$ см и 0.2 см.

Как уже отмечалось, особенностью аномальных тлеющих разрядов является повышенная напряженность электрического поля вблизи границ электродов. Это иллюстрируется на рис. 8а, где показаны распределения осевых компонент модуля напряженности электрического поля вдоль радиуса катодной секции разряда для разных размеров катодных электродов. Локальные максимумы напряженности отвечают границам катодных секций. На этом же рисунке показано рас-

пределение электрического потенциала на катодной секции тлеющего разряда. Очевидно, что на катодном электроде $\varphi = 0$. Но на диэлектрической поверхности, в силу используемых граничных условий, $\varphi \neq 0$.

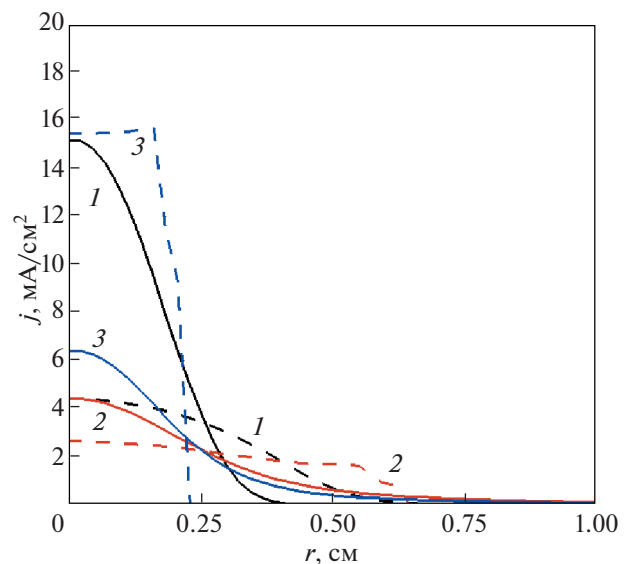


Рис. 5. Распределение плотности тока на аноде (сплошные линии) и катоде (пунктир) вдоль радиуса электродов в газоразрядном промежутке: 1 – нормальный разряд, 2, 3 – аномальный разряд при $R_c = 0.6$ и 0.2 см соответственно.

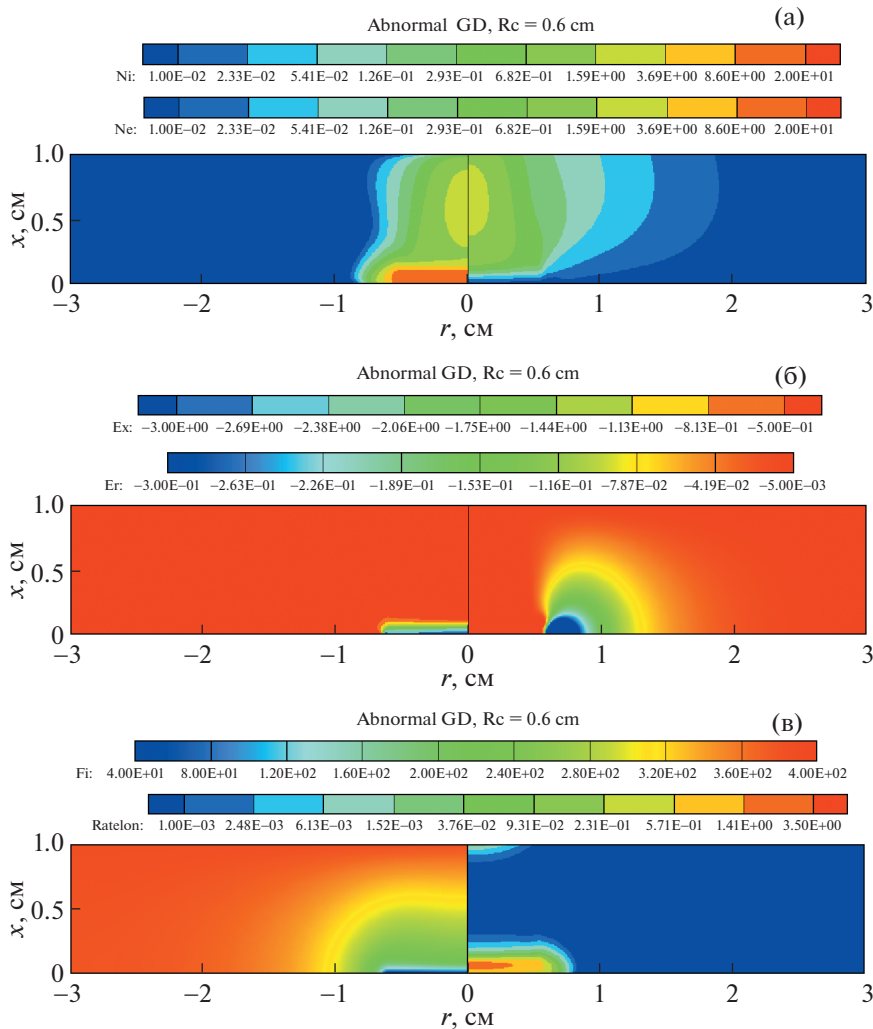


Рис. 6. Распределения концентраций ионов (Ni, слева) и электронов (Ne, справа) (а), нормальной (E_x , слева) и радиальной (E_r , справа) компонент электрического поля (б), электрического потенциала ($Fi = \varphi$, слева) и скорости ионизации ($RateIon = \dot{\omega}_i/\Omega$, справа) (в) в аномальном тлеющем разряде. Радиус катодной секции $R_c = 0.6$ см.

В аномальном тлеющем разряде с радиусом катода $R_c = 0.6$ см плотность тока на катоде и аноде упала соответственно в 2 и 4 раза (рис. 5). При этом плотность тока на катоде становится более однородной по радиусу. Для аномального тлеющего разряда с радиусом катода $R_c = 0.2$ см наблюдается резкое возрастание плотности тока на катоде. Это связано с сильной локализацией катодного пятна при необходимости поддержания тока почти на прежнем уровне.

Отметим также особенности в распределениях электрического потенциала и радиальной составляющей напряженности электрического поля для аномального тлеющего разряда, о которых говорилось выше. Из рис. 9б, в видно, что потенциал в радиальном направлении возрастает, а не падает, как в нормальном тлеющем разряде. Как следствие, радиальная компонента напряженности

электрического поля направлена к центру. Впрочем, принципиально это не меняет характеристики разряда.

Уже обсуждалось, что наблюдаемые скачки напряженности электрического поля приводят к резкому увеличению скорости ионизации в соответствующих зонах. Физическим аналогом этого эффекта является улучшение условий для электрического пробоя газа. При численном моделировании существенно усложняется процедура получения решения. Поскольку изучение структуры аномального тлеющего разряда имеет не только чисто научную мотивацию, но и необходимость построения расчетных моделей для задач плазменной аэродинамики, в данной работе применялась процедура сглаживания напряженности электрического поля вблизи границ электродов,

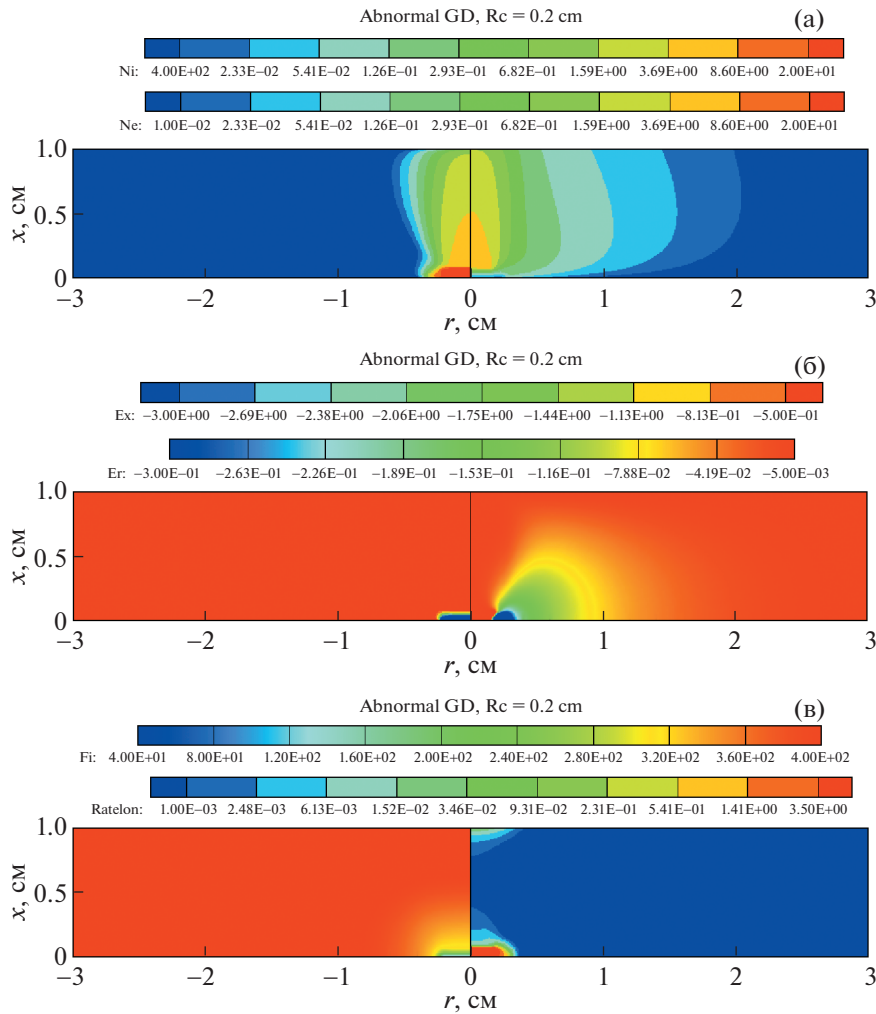


Рис. 7. Распределения концентраций ионов (Ni, слева) и электронов (Ne, справа) (а), нормальной (E_x , слева) и радиальной (E_r , справа) компонент электрического поля (б), электрического потенциала ($Fi = \phi$, слева) и скорости ионизации ($RateIon = \dot{\omega}_i/\Omega$, справа) (в) в аномальном тлеющем разряде. Радиус катодной секции $R_c = 0.2$ см.

которая имеет своим физическим аналогом скруление границ электродов в физическом эксперименте.

Процедура сглаживания состояла в следующем. Если не использовать сглаживание, то для электрического потенциала на катодной секции задавались следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} r \leq R_c: \quad \phi &= 0, \\ r > R_c: \quad \frac{\partial \phi}{\partial x} &= 0. \end{aligned}$$

что в конечно-разностном виде имели следующие выражения:

$$\begin{aligned} r_i \leq R_c: \quad \alpha_i &= 0, \quad \beta_i = 0, \\ r_i > R_c: \quad \alpha_i &= 1, \quad \beta_i = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь предполагается, что граничное условие на поверхности катода в точках r_i задается в следующем виде:

$$\phi_{i,1} = \alpha_i \phi_{i,2} + \beta_i, \quad (11)$$

где $\phi_{i,1}$ — потенциал на поверхности, а $\phi_{i,2}$ — потенциал в ближайшем к поверхности слое конечно-разностной сетки.

При использовании процедуры сглаживания применялись следующие формулы:

$$\begin{aligned} r_i < R_\delta: \quad \alpha_i &= 0, \quad \beta_i = 0, \\ r_i \geq R_\delta: \quad \alpha_i &= 1 - \exp\left[-\frac{(r_i - R_\delta)^4}{\delta^4}\right], \\ r_i > R_c: \quad \alpha_i &= 1, \quad \beta_i = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

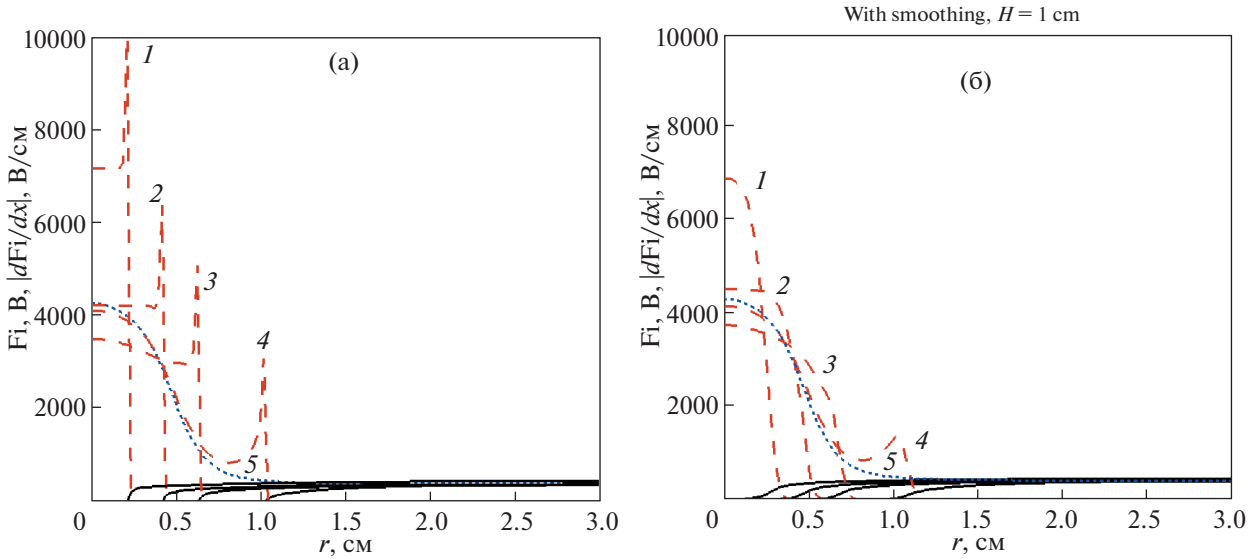


Рис. 8. Распределения осевой составляющей напряженности электрического поля (штриховые кривые) и электрического потенциала вдоль поверхности катода без использования сглаживания (а) и со сглаживанием электрического поля вблизи поверхности катода (б); 1–4: аномальный тлеющий разряд при $R_c = 0.2$ см, 0.4 см, 0.6 см и 1.0 см; 5 – нормальный тлеющий разряд (б).

где $R_\delta = R_c - \delta$, $\delta = 0.25$ см или 0.05 см. В соотношениях (10)–(12) α_i, β_i – аппроксимирующие коэффициенты граничных условий I-го и II-го рода.

На рис. 9 показаны результаты расчетов электродинамической структуры разряда при использовании процедуры сглаживания осевой составляющей напряженности электрического поля вблизи катода радиусом $R_c = 0.2$ см.

Сравнение приведенных данных со сглаживанием и без сглаживания (рис. 8) показывает, что использованное сглаживание оказывает слабое

влияние на распределение всех функций кроме, конечно, напряженности электрического поля в непосредственной близости от границы катодного электрода. Обратим внимание на то, что с математической точки зрения данная процедура сглаживания задает плавный переход от граничного условия первого рода для электрического потенциала к граничному условию второго рода в некоторой пограничной области катодного электрода.

На рис. 10 показаны распределения электрического потенциала вдоль оси симметрии токово-

Таблица 1. Интегральные характеристики нормального и аномального тлеющих разрядов с радиусом разрядной камеры $R = 3$ см

Радиус катодного электрода, см	I , мА	V_d , В	I , мА	V_d , В
	Без сглаживания потенциала		Со сглаживанием потенциала	
	$H = 1$ см			
3.0	2.10	370		
0.6	2.20	349	2.14	359
0.4	2.17	365	2.09	374
0.2	2.03	428	1.82	441
	$H = 2$ см			
3.0	1.31	605		
0.6	1.61	542	1.56	538
0.4	1.58	562	1.49	564
0.2	1.46	620	1.22	639

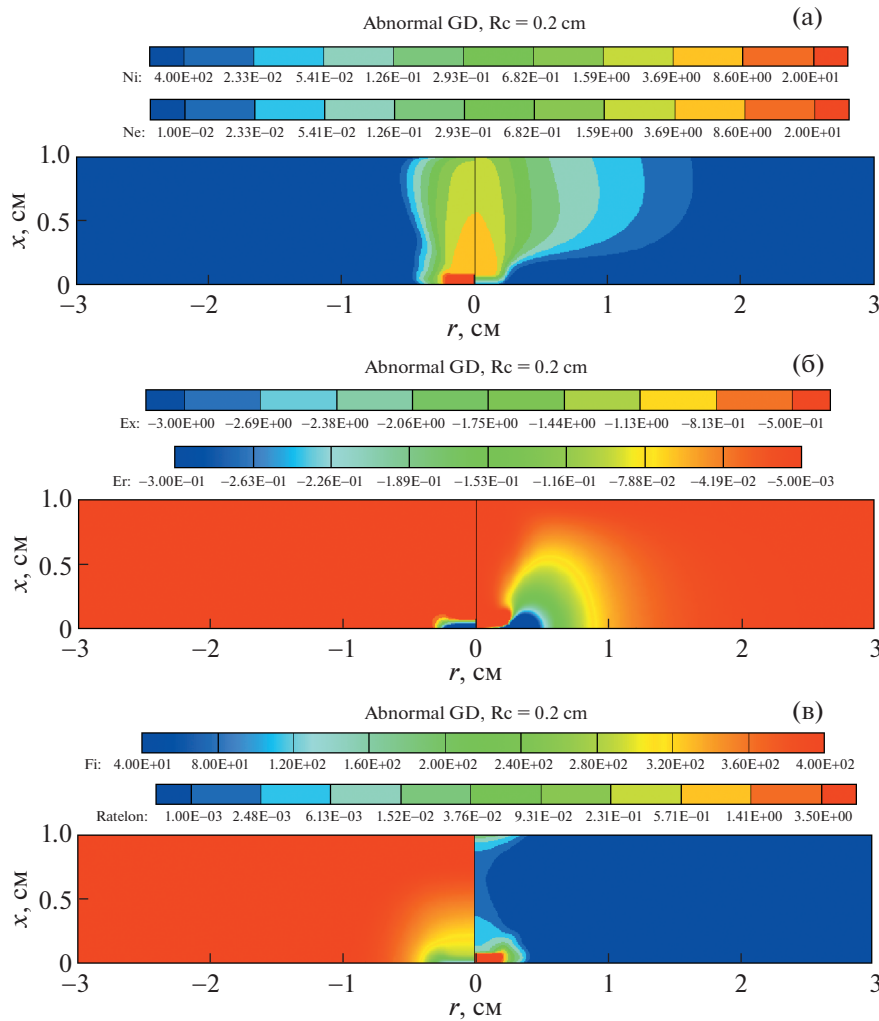


Рис. 9. Распределения концентраций ионов (Ni, слева) и электронов (Ne, справа) (а), нормальной (E_x , слева) и радиальной (E_r , справа) компонент электрического поля (б), электрического потенциала ($Fi = \phi$, слева) и скорости ионизации ($RateIon = \dot{\omega}_i/\Omega$, справа) (в) в аномальном тлеющем разряде. Радиус катодной секции $R_c = 0.2$ см. Использована процедура сглаживания.

го столба для разных радиусов катодных электродов, полученных без использования и с использованием процедуры сглаживания. Обращает на себя внимание близость этих распределений, кроме параметров аномального тлеющего разряда при $R_c = 0.2$ см. Это не удивительно, поскольку при очень малых радиусах катода структура разряда изменяется уже весьма значительно (рис. 9). Дальнейшее уменьшение радиуса катода в еще большей степени обостряет режим горения.

На рис. 11 и 12 показаны осевые распределения концентрации электронов и ионов, которые также подтверждают выводы о том, что до определенных пределов уменьшения радиуса катода параметры аномального тлеющего разряда изменяются незначительно, но при наименьшем радиусе катода практически наступает новый режим горения,

характеризуемый резким возрастанием электрического потенциала в катодном слое и, как следствие, скорости ионизационных процессов.

Все представленные распределения свидетельствуют о слабом влиянии процедуры сглаживания на основные характеристики разряда. На рис. 8 представлены осевые распределения модуля осевой составляющей электрического поля и потенциала вдоль поверхности катодной секции для разных радиусов электродов. Здесь хорошо видно, что используемая процедура сглаживания весьма эффективно срезает локальные скачки напряженности электрического поля вблизи границы катода, при этом изменяя средние значения над поверхностью катода не очень сильно.

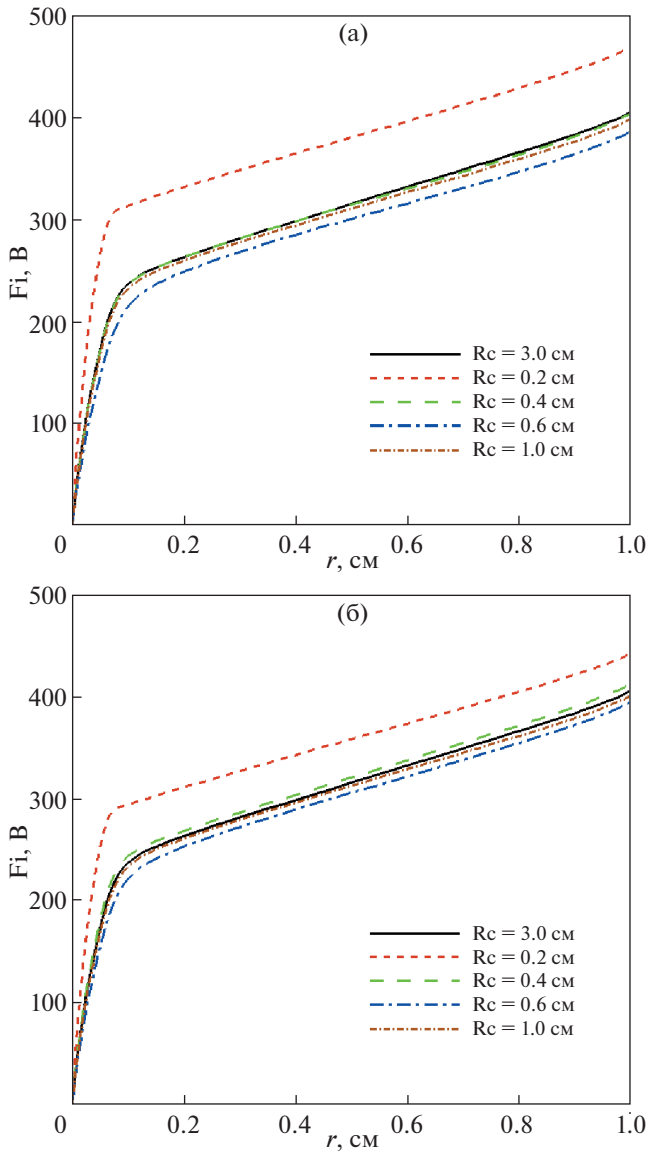


Рис. 10. Распределение электрического потенциала ($\Phi_i = \Phi$) вдоль оси симметрии нормального и аномального тлеющего разряда без сглаживания (а) и со сглаживанием распределения электрического потенциала вблизи катода (б).

Все представленные распределения свидетельствуют о слабом влиянии процедуры сглаживания на основные характеристики разряда, при этом изменяя средние значения над поверхностью катода не очень сильно.

Для завершения анализа аномального разряда в табл. 1 приведены такие его интегральные характеристики, как напряжение на электроразрядном промежутке и полный ток через разрядный канал, которые также подтверждают сделанные выводы. Расчеты структуры нормального и аномального тлеющих разрядов были выполнены

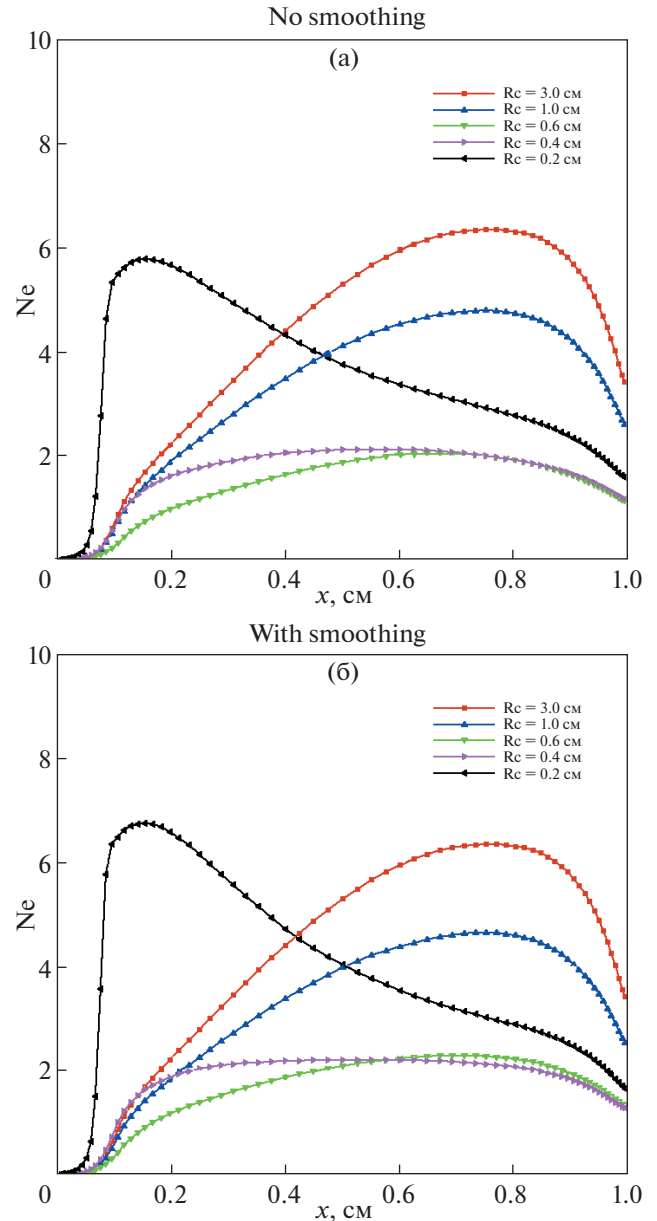


Рис. 11. Распределение электронных концентраций вдоль оси симметрии нормального и аномального тлеющего разряда без сглаживания (а) и со сглаживанием распределения электрического потенциала вблизи катода (б).

при увеличенном межэлектродном расстоянии, $H = 2$ см. Отметим закономерное увеличение падения напряжения на разрядном промежутке, необходимое для поддержания горения разряда в большем объеме и некоторое снижение полного тока через разряд, связанное с увеличенными потерями за счет радиальной диффузии. Выводы о допустимости использования предложенной процедуры сглаживания для аномального разряда остаются в силе.

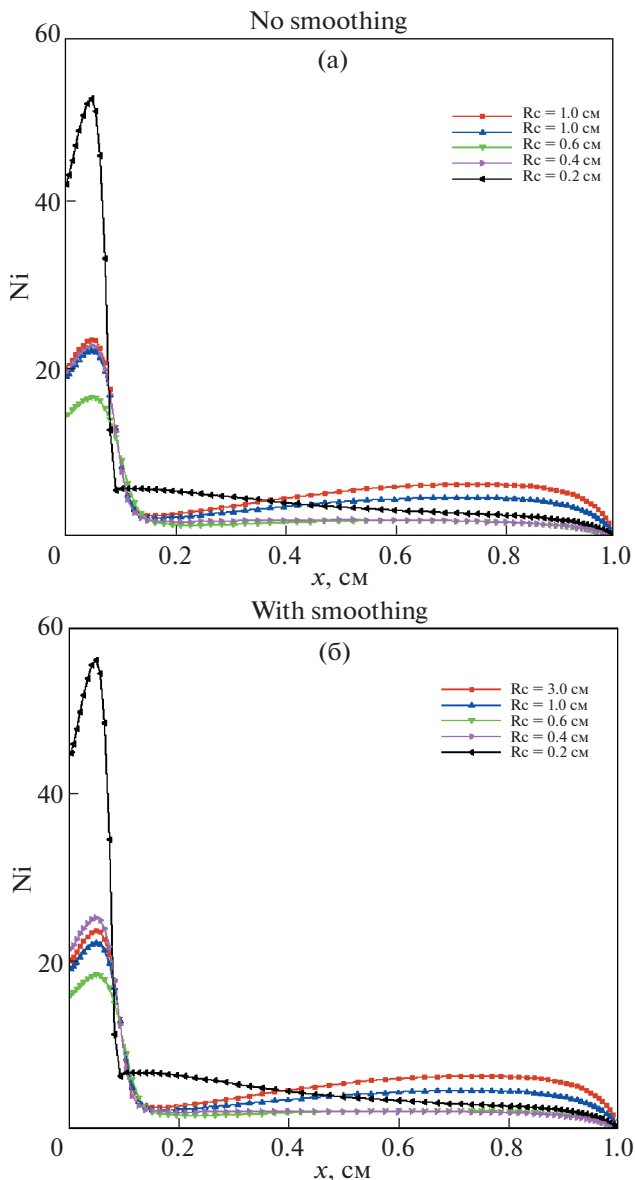


Рис. 12. Распределение концентраций ионов вдоль оси симметрии нормального и аномального тлеющего разряда без сглаживания (а) и со сглаживанием (б) распределения электрического потенциала вблизи катода.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено сравнительное численное исследование параметров нормального и аномального тлеющих разрядов непрерывного тока между двумя плоскими дисковыми электродами радиусом 3 см в электроразрядном промежутке высотой 1 см. Аномальные разряды получались при уменьшении радиуса катодного электрода, при этом остальная часть катодной поверхности заполнялась диэлектриком.

Для численного моделирования применялась диффузионно-дрейфовая модель тлеющего разряда совместно с уравнением для внешней электрической цепи, включающей омическое сопротивление и источник питания тлеющего разряда постоянного тока. Учет внешней электрической цепи обеспечивал положительную обратную связь по отношению к определению падения напряжения на электродах после вычисления суммарного электрического тока через разрядный промежуток.

Показано, что в аномальном тлеющем разряде постоянного тока вблизи границ катода возникают локальные максимумы напряженности электрического поля, которые приводят к пробойным явлениям (лавинной ионизации газа) и к неустойчивости численного решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели.

С целью расширения диапазона исходных данных, для которых получается установившееся решение, предложена процедура сглаживания напряженности электрического поля у границ катода, физическим аналогом которой может являться скругление границ электродов в реальном эксперименте. Показана высокая устойчивость результатов численного моделирования разряда к использованию процедуры сглаживания и отсутствие ее сильного влияния на рассчитываемые электродинамические параметры.

При численном моделировании аномальных тлеющих разрядов установлены условия, при которых начинается сильное отличие параметров аномального разряда от нормального.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-11-00062).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суржиков С.Т., Козлов П.В., Котов М.А., Рулева Л.Б., Солодовников С.И. // Доклады академии наук. 2019. Т. 485. № 4. С. 422.
2. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. М.: Гостехиздат. 1950. 808 с.
3. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: 1961. Гос. изд-во литературы в области атомной науки и техники. 323 с. (Brown S.C. Basic Data of Plasma Physics. Technology Press of M.I.T. and Wiley, 1966)
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
5. Энгель А., Штеенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 2. М.–Л.: Объединенное научно-техническое изд-во НКТП СССР. 1936. 382 с.
6. Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2006. 640 с.
7. Гладуш Г.Г., Самохин А.А. // Прикладная механика и техническая физика. 1981. № 5. С. 15.

8. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. // Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 25. № 3. С. 428.
9. Цендин Л.Д. // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. № 2. С. 139.
10. Суржиков С.Т., Шэнг Д.С. // Теплофизика высоких температур. 2005. Т. 43. № 1. С. 21.
11. Shang J.S., Surzhikov S.T., Kimmel R., Gaitonde D., Menart J., Hayes J. // Progress in Aerospace Sciences. 2005. V. 41. P. 642.
12. Kimmel R., Hayes J., Menart J., Shang S., Henderson S., Kurpik A. // AIAA Paper 2003-3855. 2003. 10 p.
13. Menart J., Shang J.S., Kimmel R., Hayes J. // AIAA Paper 2003-4165. 2003. 13 p.
14. Суржиков С.Т. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. С. 61.
15. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 8. С. 452.
16. Петрусёв А.С., Суржиков С.Т., Шэнг Д.С. // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. № 6. С. 814–822.
17. Суржиков С.Т. // Теплофизика высоких температур. 2005. Т. 43. № 6. С. 828–844.

**НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА**

УДК 533.9.082.5

**ЛОКАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ, КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ
И АБСОЛЮТНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕЧЕНИЯ В РАЗРЯДЕ,
ПОДДЕРЖИВАЕМОМ ПОЛЫМ КАТОДОМ****© 2022 г. С. Н. Андреев^a, А. В. Бернацкий^{a, *}, И. И. Драганов^{a, b},
И. В. Кочетов^{a, c, **}, В. Н. Очкин^{a, ***}**^a *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*^b *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Московская область, Россия*^c *Государственный научный центр РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”,
Москва, Россия***e-mail: bernatskiyav@lebedev.ru****e-mail: kochet@triniti.ru,*****e-mail: ochkin@sci.lebedev.ru*

Поступила в редакцию 02.08.2022 г.

После доработки 02.09.2022 г.

Принята к публикации 03.09.2022 г.

Проведены локальные измерения параметров электронной компоненты, потенциала пространства и абсолютных светимостей неравновесной плазмы разряда во влажном гелии пониженного давления, поддерживаемого полым катодом. Определение концентраций атомов гелия и водорода в основных состояниях осуществлялось по интенсивностям линий переходов между возбужденными уровнями с привлечением корональной модели (КМ), с учетом ветвления электронных переходов с уровней возбуждения атомов и конечной оптической плотности плазмы. Показано, что в этих условиях предложенное уточнение КМ позволяет выбрать ряд спектральных линий, позволяющий определять концентрации атомов гелия в основном состоянии по измерениям абсолютных интенсивностей излучения электронных переходов. Рассмотрена возможность использования корреляций расчетной температуры электронов с эффективными температурами заселения и распределения возбужденных атомов.

Ключевые слова: неравновесная неоднородная плазма, кинетика, спектроскопия, зонды Ленгмюра, плотности атомов гелия, плотности и энергии электронов

DOI: 10.31857/S0367292122601096**1. ВВЕДЕНИЕ**

В последние годы проблемы мониторинга состава пристеночной низкотемпературной плазмы мощных энергетических реакторов с секционированными первыми стенками вакуумных камер мотивировали развитие методов спектральной диагностики плазмы разрядов в газах на основе гелия и его смесей [1, 2]. Их обоснование и количественная интерпретация результатов в неравновесных условиях, в свою очередь, потребовали разработки схем экспериментального лабораторного моделирования условий строящихся плазменных установок, совершенствования техники спектральных и зондовых измерений, а также плазмохимических расчетов [3, 4]. В связи с важностью проблемы контроля за натеканием молекул воды из контура теплоносителя в областях стыков бланкета реактора особое внимание уде-

ляется детектированию таких частиц, как молекулы H_2O , H_2 , O_2 , радикалы OH , атомы O , H , D , и изучению реакций с их участием.

Были предложены и развиты новые мульти-спектральные версии оптической актинометрии высокой чувствительности [4–6], обеспечившие контроль за соблюдением жестких требований к содержанию частиц, не превышающих допустимые для безаварийной работы реактора типа ИТЭР. В модельных экспериментах с разрядами, поддерживаемыми полым катодом, молекулы воды детектировались на уровне 10^{10} см^{-3} [4]. Разработан метод учета возмущений плазмы, вносимых зондом Ленгмюра за счет стока медленных электронов на его поверхность [7], развита техника комбинированных форм напряжений на зонде [8, 9], что позволило реализовать динамический диапазон измерений функции распределения по

энергиям не менее 4 порядков величины. С практической точки зрения такие методы отвечают требованиям к контролю работы конкретного реактора ИТЭР. При этом ряд вопросов физического характера остается.

В данной работе мы акцентируем внимание на двух проблемах:

1) Метод актинометрии предполагает, что для определения концентраций искомых частиц плазмообразующий газ должен содержать частицы-актинометры. Как правило, это атомы инертных газов. Для всех других частиц атомы газа-носителя гелия не являются хорошей актинометрической парой, поскольку группа его излучающих состояний имеет энергии, значительно превышающие энергии излучающих уровней других частиц. В мультиспектральной версии [4, 6] возможно в качестве вторичных актинометров использовать и нестабильные промежуточные частицы, что может дать некоторые преимущества. Однако основные актинометры (обычно это аргон, ксенон или их смесь), должны добавляться в плазмообразующий газ, что не всегда согласуется с условиями функционирования плазменной установки. В настоящей работе делается альтернативная попытка применить метод абсолютных интенсивностей в спектрах плазмы. В принципе, такая возможность обсуждается давно (см., напр., [10]), но при реализации встречается трудности, связанные с необходимостью детального учета баланса процессов возбуждения и дезактивации излучающих состояний, и такой подход считается мало надежным [11]. В данной работе используются достижения последних лет по измерениям функций распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в широкой области энергий, их концентраций и современные базы данных для кинетики атомов на выделенных уровнях.

2) В упомянутых актинометрических методах результаты измерений усреднены по объему разряда. В данном случае спектральные измерения проводятся с пространственным разрешением, что позволяет соотнести результаты оптических измерений с результатами локальных зондовых измерений параметров электронной компоненты плазмы.

В качестве плазмообразующего газа используется гелий с добавками паров воды при пониженных давлениях. Измеряются концентрации атомов гелия и образующихся атомов водорода.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Установка “Течь” описана в работах [1, 3, 4] и содержит вакуумную камеру объемом 22 литра. Остаточное давление составляет 5×10^{-7} мбар. Контроль давления в разных диапазонах осу-

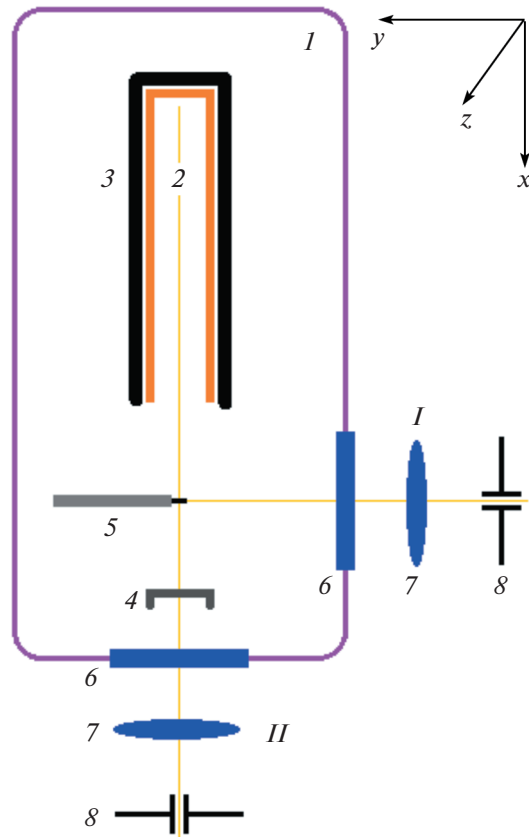


Рис. 1. Схема измерений: 1 – вакуумная камера; 2 – медный катод; 3 – тefлоновый изолятор катода; 4 – сетчатый анод; 5 – зонд; 6 – фланцы с кварцевыми окнами; 7 – осветительная система; 8 – монохроматор МДР-204. I и II направления световых потоков из области зондов и открытой стороны катода.

ществляется датчиками: Pfeiffer TPR280, Thyracont VSH89DL, Pfeiffer CMR363, Atovac ACM200. Камера имеет несколько каналов напуска газов, систему прогрева стенок. В данных экспериментах давление смеси He–H₂O варьируется в пределах единиц или долей mbar. Схема основных систем установки представлена на рис. 1. Разрядное устройство внутри камеры I содержит медный прямоугольный ($100 \times 50 \times 10$ мм³) полый катод 2 с внешним изолятором из тefлона 3. Катод изображен в сечении 50×10 мм². Одна сторона катода, обращенная к аноду, не имеет стенки. Анод 4 представляет собой стальную прямоугольную (размер 100×10 мм²) сетку, при этом площадь поверхности металла сетки, обращенная к катоду, составляла 650 мм². Расстояние между срезом катода и анодом 30 мм. Разряд поддерживался источником стабилизированного напряжения Sh0105 (0–2 кВ) при электрическом токе до 500 мА, который определялся внешним охлаждаемым балластным сопротивлением в цепи 1 кΩ.

Измерения функции $f(u)$ распределения электронов по энергиям u (ФРЭЭ) и концентрации электронов N_e проводились одиночными зондами Ленгмюра [8, 9, 12]. Опорным электродом был заземленный анод. Использовался зонд из вольфрамовой проволоки (диаметр 0.1 мм, открытая длина 2 мм) с керамическим изолятором с внешним диаметром 2 мм. Открытая часть зонда размещалась напротив геометрического центра открытой стороны катода в промежутке между анодом и катодом на расстояниях 3, 11, 19, 27 мм от катода (направление x по оси катода на рис. 1).

Для корректных измерений необходимо избежать деградации поверхности зонда в результате загрязнений [13]. Этому способствует периодическая очистка его поверхности, что может делаться разными способами. В работе [14] на зонд подается положительный потенциал, и за счет большого электронного тока из плазмы на зонд очистка происходит посредством нагрева. Возможна подача на зонд отрицательного потенциала, в таком случае очистка идет за счет ионной бомбардировки [15]. Наш опыт показал, что оптимальным является совместное применение двух способов очистки зонда, — как током электронов, так и током ионов [16]. В режиме очистки мы подаем на зонд напряжение в виде периодического пилообразного сигнала в диапазоне напряжений от -230 В до $+230$ В в течение около 60 секунд. Очистка проводилась после каждого измерения ФРЭЭ, которое в интересах статистики включало серию из 256 записей вольт-амперных характеристик (ВАХ) зонда и занимало около 20 с. Воспроизводимость ВАХ обеспечивалась в течение 10–15 минут экспозиции зонда в плазме после очистки.

Для нахождения ФРЭЭ использовался недавно разработанный подход [7–9, 17, 18], при котором ВАХ зондовой цепи формируется при подаче напряжения в виде комбинации шумовых и периодических сигналов. При этом удается значительно уменьшить ошибки в определении ФРЭЭ по сравнению с традиционным только периодическим сигналом (например, пилообразным или синусоидальным). Изменяя соотношение величин шумового и периодического сигналов, можно оптимизировать точность измерений в более подробно интересующей области энергий ФРЭЭ.

Спектральные измерения проводились в положениях I и II оптической системы. В положении I оптическая ось смещалась в направлении x на расстояния 3 мм, 11 мм и 19 мм от среза катода, соответствующих локализации зондовых измерений. Эти измерения проводились отдельно в отсутствие зонда. Пространственное разрешение в направлении x в области плазмы около 3 мм. В положении II регистрировалось излучение вдоль направления u одновременно из зоны между ка-

тодом и анодом с разрешением около 3 мм и зоны внутри катода со средним вдоль луча разрешением в направлениях y и z около 4 мм.

Для измерений абсолютных интенсивностей в различных спектральных линиях использовалась калибровка с помощью вольфрамовой банд-лампы СИ8-200у [1]. При измерении в положении II учитывалось пропускание сетки анода. Подробности калибровки и оптические параметры установки “Течь” описаны в работе [1].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Распределения электронов по энергиям

Измерения проводились в разрядах в гелии (He) при концентрации $5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и в его смесях с парами воды (H_2O) при концентрациях паров $4.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Ток разряда во всех случаях стабилизирован при значении $i = 150$ мА. Выбор величины тока связан с наиболее стабильным горением разряда. Для разных газовых смесей этому соответствовали напряжения на разрядном промежутке 350 В ($N_{\text{H}_2\text{O}} = 0 \text{ см}^{-3}$), 400 В ($N_{\text{H}_2\text{O}} = 4.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и 450 В ($N_{\text{H}_2\text{O}} = 1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

ФРЭЭ на расстоянии 3 мм от катода приведены на рис. 2 в двух часто используемых нормировках с аббревиатурами: EEDF (electron energy distribution function $F(u)$ при $\int F(u)du = 1$, [эВ $^{-1}$], рис. 2а) и EEPF (electron energy probability function $f(u) = u^{-1/2}F(u)$ при $\int u^{1/2}f(u)du = 1$, [эВ $^{-3/2}$], рис. 2б). Ожидаемой особенностью прямых контактных зондовых измерений является искажение ФРЭЭ в области малых энергий. Оно связано с эффектом “стока” электронов на зонд Ленгмюра, и это объясняется тем, что, при определенных условиях, скорость диффузии “медленных” электронов не достаточна для обеспечения их прихода из плазмы в ту область, из которой они попадают на зонд уже без столкновений [7, 12]. Впервые эффект стока электронов для сферических зондов был рассмотрен в [19], для цилиндрических [20]. В работе [7] приведены формулы для параметра “стока”, используемые разными авторами для цилиндрического зонда, предложен метод коррекции, измеренной зондом ФРЭЭ, учитывающий искажения, вносимые эффектом “стока” электронов. Результаты в основных полях рис. 2а, б получены с его использованием. На вставках рис. 2а, б показаны результаты традиционных прямых измерений, не скорректированные на “сток”. Видно, что учет “стока” приводит к изменениям ФРЭЭ в области не только малых, но и высоких энергий, что следует принимать во вни-

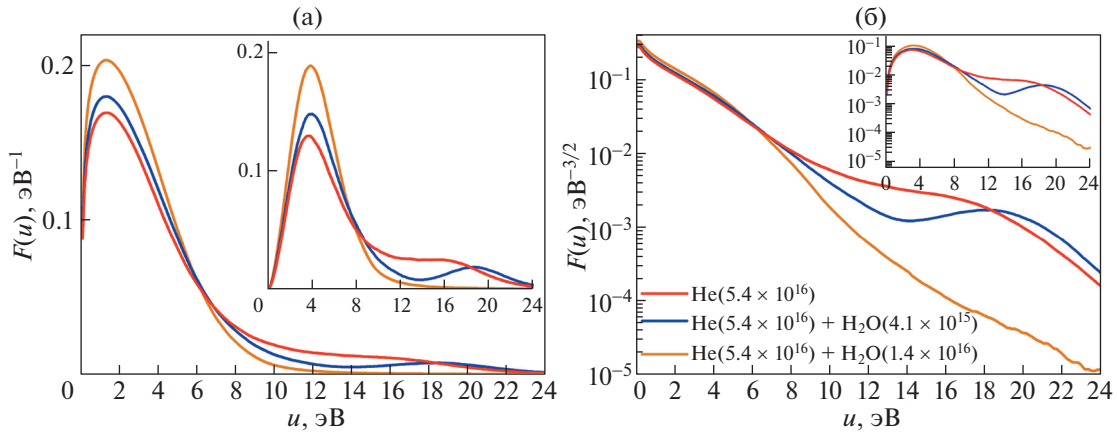


Рис. 2. Измеренные ФРЭЭ (зонд в 3 мм от среза катода) при разных концентрациях молекул воды. На врезках – распределения без коррекции на “сток”. а – формат EEDF, б – формат EEPF (см. текст).

мание при анализе условий возбуждения спектральных линий [7].

Сток электронов, возможно, не единственная причина погрешности зондовых ФРЭЭ в низкоэнергетической части. В областях плазмы вблизи анода ФРЭЭ может обедняться медленными электронами из-за их поглощения анодом [21]. Область этого возмущения может заметно превышать толщину анодного слоя, достигая нескольких миллиметров и даже сантиметров. В “длинных” разрядах этот факт экспериментально был ранее зафиксирован в единичных работах [22] и не привлек внимания. В рассматриваемых нами “коротких” разрядах он может играть существенную роль, когда на измеряемые ФРЭЭ влияют два механизма: один связан с близостью анода, другой искажает ФРЭЭ за счет эффекта стока электронов. Возмущения анодом являются естественной составляющей общего физического механизма горения разряда. Соотношение вкладов этих эффектов в вид ФРЭЭ зависит от давления газовой смеси, ее состава и расстояния до анода. Этот вопрос находится в самом начале исследований, например, в работе [21] методами прямого численного моделирования Монте-Карло показано, что возмущения анодом вблизи него могут превышать аппаратные возмущения, связанные с эффектом стока на зонд. Можно также отметить влияние конечного сопротивления плазмы [23, 24] и зондовой цепи на вид ФРЭЭ в области низких энергий [14, 23, 24]. Однако в рамках данной работы эти эффекты не рассматриваются.

В недавних работах [25, 26] методами прямого численного моделирования показано, что в промежутке с постоянным электрическим полем энергии электронов могут осциллировать в пространстве, что связано с нелокальностью электронной кинетики. При этом ФРЭЭ может иметь несколько максимумов. Такая ситуация подтвер-

ждается в наших экспериментах и иллюстрируется на рис. 3 в нормировке EEDF. В направлении от катода (первичный источник электронов) к аноду ФРЭЭ трансформируется, и имеется избыток быстрых (в интервале 7–22 эВ) электронов, который утрачивается по мере удаления от катода тем быстрее, чем больше концентрация молекул воды. Это связано с потерями энергии электронов при диссоциации молекул H_2O (сечение диссоциации $\sigma \sim 10^{-17} \text{ см}^2$), ионизации ($\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$) и др. Пороги сечений этих процессов находятся в области энергий 7 и 12.6 эВ, соответственно [27]. Такое поведение ФРЭЭ при добавлении паров воды может быть так же связано с тем, что в разряде молекулы воды диссоциируют, в результате рекомбинационных процессов образуются молекулы водорода H_2 и кислорода O_2 [4], при этом потери энергии электронов могут происходить также и при столкновении электронов с ними.

На рис. 4 более подробно показан вид ФРЭЭ в формате EEPF для трех смесей плазмообразующих газов на расстоянии 3 мм от среза катода. Там же отрезками прямых линий показана линейная аппроксимация функций, что соответствует эффективными парциальными “температурами” в различных областях энергий. Отметим, что, как в области низких (0–6) эВ, так и в области высоких (20–24) эВ энергий, температуры сопоставимы (2.0–2.6) эВ, в то время как в промежуточной области (8–16) эВ понятие температуры распределения ввести проблематично. Такое поведение вряд ли можно связать с обменом энергией между свободными и связанными электронами, диссоциацией, ионизацией (большие энергии) или электронами с колебаниями или вращениями молекул (малые энергии), поскольку соотношение групп зависит от места измерения (рис. 3). По-видимому, оно связано с упомянутым выше нело-

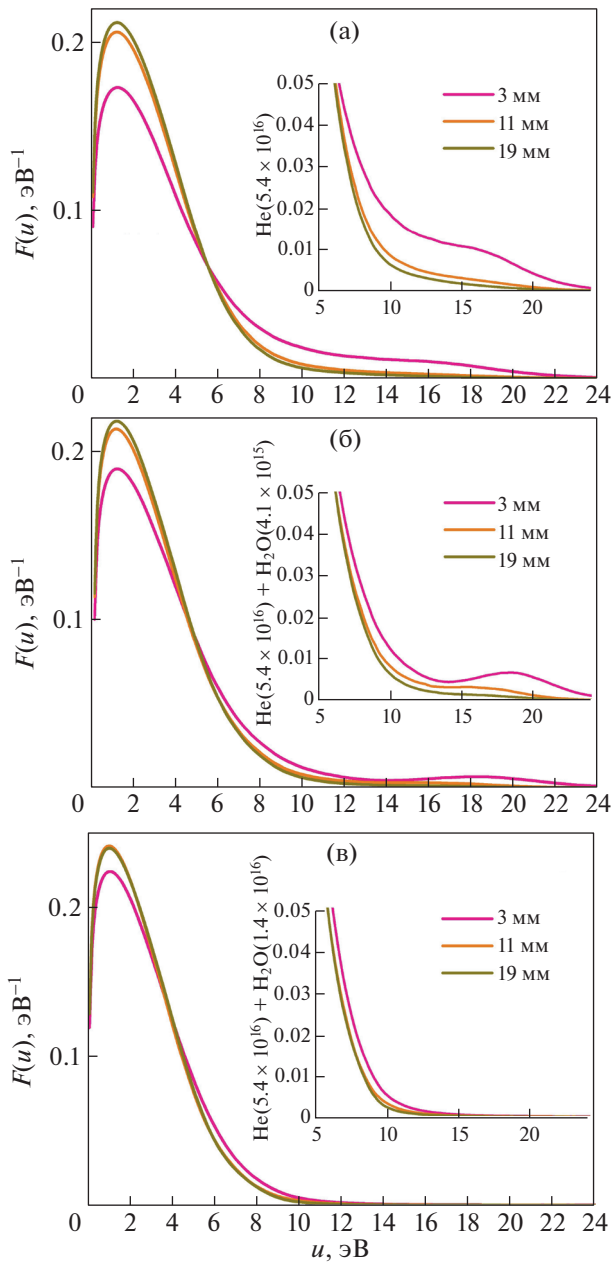


Рис. 3. Измеренные ФРЭЭ на разном расстоянии от катода при разных концентрациях молекул воды (концентрация He – $5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$): а – 0 см^{-3} ; б – $4.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$; в – $1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На вставках показано детальное поведение ФРЭЭ при больших энергиях электронов.

кальным процессом “перетекания” электронов быстрой группы, формируемой в полном катоде, в область малых энергий, характерных для положительного столба разряда. Как видно из рис. 2 и 3 процесс установления пространственных осцилляций энергии оказывается тем быстрее, чем больше содержание молекул воды.

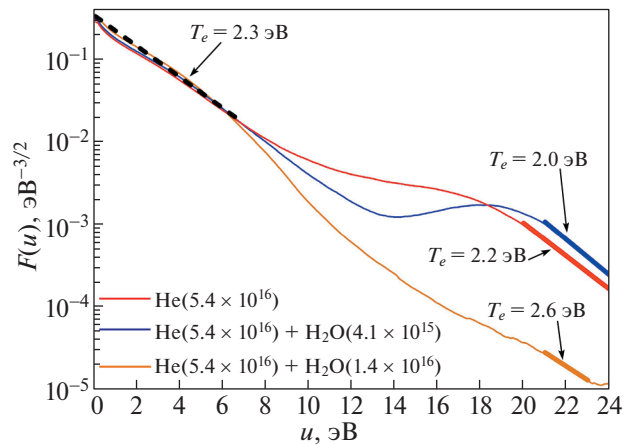


Рис. 4. ФРЭЭ в формате EEPF в разряде в различных газах на расстоянии 3 мм от среза катода. Прямые отрезки – аппроксимации участков ФРЭЭ максвелловскими распределениями с различными электронными температурами в разряде.

3.2. Концентрации электронов

Измерения концентраций электронов N_e проводились зондовым методом с использованием формулы [8, 9]

$$N_e = \frac{4i_p}{evS}. \quad (1)$$

Здесь i_p – величина тока в цепи зонда при напряжении на зонде, равном потенциалу плазмы (потенциал плазмы определялся по нулю второй производной ВАХ зонда), v – средняя скорость электронов, вычисляемая из измеренных ФРЭЭ, S – площадь зонда. Формула (1) не учитывает эффект стока электронов на зонд, поскольку расчеты, выполненные в работе [7], показывают, что, в отличие от влияния на ФРЭЭ, поправки к концентрациям на явление “стока” слабо зависят от напряженности электрического поля в плазме, – в условиях данной работы при давлениях газа $p \leq 3 \text{ мбар}$ эти поправки не превышают 10%. Результаты измерений показаны на рис. 5, и дополнительно были произведены измерения на расстоянии от катода при $x = 27 \text{ мм}$. Видно, что в направлении от катода к аноду концентрации электронов падают. Это особенно выражено для разряда в смесях с добавками к концентрации молекул воды. В этих случаях, в зависимости от величины добавки, падение концентрации электронов составляет от 10 до 50 раз. По нашим оценкам, за такое поведение концентрации электронов в пространстве можно указать на два механизма. Первый из них относится к случаям с добавками молекул воды и связан с диссоциативным прилипанием. В результате плазмохимических превращений молекул воды образуются различные частицы, среди которых, кроме моле-

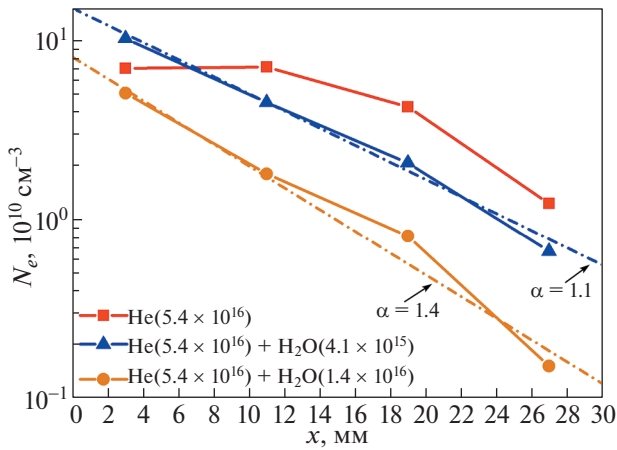


Рис. 5. Экспериментальные зависимости концентрации электронов в разряде от расстояния для разных газовых смесей. Штрихпунктирные линии – аппроксимация экспериментальных результатов экспоненциальным законом спада $N_e = Ae^{-\alpha x}$.

кул H_2O наиболее представлены молекулы O_2 и H_2 [5]. При столкновениях с электронами они, в свою очередь, диссоциируют с образованием ионов H^- и O^- . В области энергий электронов (4–15) эВ, с учетом характерного вида ФРЭЭ, в наших условиях наибольший вклад в потери электронов дают молекулы O_2 , соответствующие сечению σ_{att} процесса прилипания электрона $\text{O}_2 + e \rightarrow \text{O} + \text{O}^-$ составляют $\sigma_{att} \sim (5 \times 10^{-20} - 10^{-18}) \text{ см}^2$ в области энергий электронов (4–10) эВ [28]. Константы скорости прилипания K_{att} получаются интегрированием σ_{att} по энергиям с ФРЭЭ, полученной из зондовых измерений. Скорость дрейфа электронов вычислялась как $V_d = E\mu$, при этом напряженность поля E берется из эксперимента, подвижность электронов μ также находится по измеренной ФРЭЭ. Скорость дрейфа электронов определяется так

$$V_d = -\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{1}{3N} \int_0^\infty \frac{u}{\sum_j y_j Q_{mj}(u)} df(u) du, \quad (2)$$

Таблица 1. Отношение констант скоростей диссоциативного прилипания электронов к молекулам кислорода к константам скоростей их ионизации K_{att}/K_{ion} (O_2) и воды K_{att}/K_{ion} (H_2O). Разрядные условия: $E = 2.3 \text{ В/см}$, начальная смесь $\text{He}(5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}) + \text{H}_2\text{O}(1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3})$

$X, \text{ мм}$	3	11	19	27
$K_{att}/K_{ion} (\text{O}_2)$	1.5	2.4	5.8	2.2
$K_{att}/K_{ion} (\text{H}_2\text{O})$	1.7	2.6	5.7	3.2

где $Q_{mj}(u)$ – транспортное сечение взаимодействия электрона с j -частицей, y_j – относительная концентрация j -й частицы. Наряду с этим электроны производят и ионизацию с константами скоростей K_{ion} , поэтому изменение концентрации электронов по пути их дрейфа от катода к аноду можно оценить с помощью соотношения:

$$\frac{dN_e}{dx} = \frac{N}{V_d} (K_{ion} - K_{att}) N_e = -\alpha N_e, \quad (3)$$

где N – концентрация молекул в плазме, α – коэффициент потерь электронов, V_d – скорость дрейфа электронов. Такие соотношения следует записать для столкновений электронов со всеми частицами.

Сопоставление сечений процесса прилипания электронов к основным молекулам показывает, что вкладом молекул H_2 в этот суммарный процесс можно пренебречь. В табл. 1 приведены расчетные отношения констант скоростей прилипания и ионизации для молекул O_2 и H_2O на различных расстояниях x от катода. Во всем разрядном промежутке скорости потерь превышают скорости ионизации, что обеспечивает спад N_e в разрядном промежутке от катода к аноду. Видно, что характер поведения соотношения скоростей прилипания и рождения электронов в промежутке для этих молекул схож. В условиях настоящей работы прямых измерений концентраций H_2O и O_2 в плазме не проводилось, поэтому на рис. 5 мы приводим аппроксимацию экспериментальных данных по соотношению 3 с эмпирическими значениями потерь α . Спад концентраций электронов близок к экспоненциальному. Увеличение α с увеличением добавок паров воды в плазмообразующем газе объясняется тем, что, как показывают результаты измерений в работе [5, 6] в иных, но аналогичных условиях, концентрации молекул H_2O и O_2 также увеличиваются.

Из рис. 5 видно, что в разряде в чистом гелии концентрации N_e неоднородны. При этом оснований отнести это к влиянию механизма прилипания не имеется, что указывает на протекание и другого механизма. По нашему мнению, он может быть связан с изменением подвижности электронов μ . В условиях эксперимента ток разряда задан. Если допустить, что конфигурация линий тока в промежутке между срезом катода и сеткой анода неизменна и плотность тока j также задана, то $j = eN_e\mu$. Расчеты подвижности по измеренным ФРЭЭ вдоль оси симметрии разряда в чистом гелии в условиях рис. 5 (измеренная напряженность поля $E = 0.23 \text{ В/см}$) показывают, что величина μ заметно меняется от $8.7 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В/с}$ ($x = 3 \text{ мм}$) до $3.7 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В/с}$ ($x = 27 \text{ мм}$). Это должно было бы привести к падению N_e между катодом в 2.35 раза, тогда как измерения дают па-

дение около 4.5 раза. Надо заметить, однако, что в эксперименте падение не экспоненциально, его темп возрастает вблизи анода. Можно допустить, что это связано с отмеченными выше и мало пока изученными особенностями формирования ФРЭЭ в этой области [21, 22]. Разумеется, эффект возникновения градиента N_e за счет уменьшения подвижности имеет место и при разряде в гелии с добавками молекул, но, как видно из рисунка 5, этот эффект маскируется механизмом потерь из-за диссоциативного прилипания электронов.

3.3. Интенсивности свечения

По измеренным распределениям электронов по энергиям ФРЭЭ и концентрациям N_e можно рассчитать абсолютную интенсивность I излучения на выбранных длинах волн λ частиц, проявляющихся в спектре свечения разряда. Для ФРЭЭ в нормировке EEDF

$$I = Nhc\lambda^{-1}N_e\sqrt{\frac{2e}{m}}\int_0^\infty\sigma(u)F(u)\sqrt{u}du. \quad (4)$$

Здесь N – концентрация частиц в основном состоянии; h – постоянная Планка; c – скорость света; σ – сечение возбуждения излучающего уровня из основного состояния прямым электронным ударом; m , e – масса и заряд электрона. Интенсивность излучения в нашем случае имеет размерность фотон/см³/с. Формула (4) предполагает, что частицы возбуждаются из основного состояния в излучающее состояние прямым электронным ударом, а его дезактивация происходит при спонтанном излучении – корональная модель (КМ) [10]. Для неравновесной плазмы с ее развитыми механизмами взаимодействия частиц между собой и с излучением, КМ хотя и является простейшей из известных, широко используется для оценок плотностей возбужденных частиц. В нашем случае есть возможность проверить ее на некоторых конкретных примерах, поскольку все величины в формуле (4) известны или измеряются локально. При этом надо учитывать следующие обстоятельства:

– В формуле (4) $\sigma(u) = \sigma_{Gk}(u)$ – сечение возбуждения уровня k из основного состояния G . Уровень k является верхним для наблюдаемого в эксперименте оптического перехода $k-l$. С этого же верхнего уровня k могут происходить переходы на несколько других нижних уровней j ($j \neq l$). Если формула КМ (4) используется для нахождения концентрации частиц N в основном состоянии, то кроме интенсивности I (соответствующей переходу $k-l$) в правую часть формулы (4) будут входить и интенсивности, соответствующие другим переходам, куда будет идти часть энергии возбуждения. Поэтому измеренную величину I

на длине волны перехода $k-l$ нужно делить на фактор ветвления Br , определяемый как

$$Br = \frac{A_{kl}}{\sum_j A_{kj}}, \quad (5)$$

где A – коэффициенты спонтанного излучения (коэффициенты Эйнштейна).

– Для некоторых переходов оптическая плотность может быть конечна или даже велика, если они заканчиваются на уровнях l основного состояния, метастабильных или резонансных уровнях, и возникает “пленение” излучения [10]. Для рассматриваемых нами условий пониженной плотности газа уширение линий доплеровское. Если длина волны λ измеряется в нанометрах, концентрации N в см⁻³, то показатель поглощения (в см⁻¹) в центре контура линии

$$k_0 = 1.23 \times 10^{-33} \frac{g_k}{g_l} \lambda_{kl}^4 \frac{A_{kl}}{\Delta\lambda_D} N_l, \quad (6)$$

полуширина

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}}, \quad (7)$$

A_{ul} – коэффициенты Эйнштейна в с⁻¹, g – статистический вес уровня. Вероятность выхода фотона из плазмы толщиной d (фактор “ускользания”) определяется формулой

$$\Theta = \frac{1}{4k_0 d \sqrt{\pi} \ln(k_0 d)}. \quad (8)$$

Если верхний и/или нижний уровни вырождены, и тонкая структура спектрального мультиплета не разрешается, вводятся усредненные коэффициенты Эйнштейна

$$A_{n_k n_l} = \left(\sum_{k=1}^{n_k} g_k \right)^{-1} \left(\sum_{k=1}^{n_k} \sum_{l=1}^{n_l} g_k A_{kl} \right). \quad (9)$$

Очевидно, в исследуемой нами геометрии разряда для оценки пленения следует брать наименьший размер плазмы $d \approx 1$ см.

3.3.1. Интенсивности свечения линий атома He.

Гелий практически не подвержен превращениям, его содержание в плазме определяется исходным составом, и этот газ является удобным объектом для анализа применимости КМ при определении его концентрации и роли в изучаемых процессах.

Измерялись абсолютные интенсивности 14 линий гелия (He) в разряде в области в интервале длин волн 320–730 нм на различных расстояниях от катода. Длины волн указаны в табл. 2 и приведены на схеме термов гелия на рис. 6. Ряд из них представляют собой мультиплеты со структурой уже, чем 10⁻² нм, не разрешаемые в условиях измерений. Использовалась текущая редакция базы данных NIST [29]. В табл. 2 приведены экс-

Таблица 2. Сравнение измеренных (exp) и расчетных (calc) абсолютных интенсивностей излучения линий, данных об энергии верхнего возбужденного уровня, числа линий в мультиплете и фактора ветвления B_r на разном расстоянии от полого катода (3 мм, 11 мм, 19 мм), измеренные интенсивности линий из катодной области. Измерения выполнены в гелии He при концентрации атомов $5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$

λ , нм	Энергия верхнего уровня, эВ	Число линий в мультиплете	Фактор ветвления B_r	Интенсивность, $10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$					
				3 мм		11 мм		19 мм	
				calc	exp	calc	exp	calc	exp
318.77	23.71	3	0.81	21.5	5.7	5.6		2.4	1.9
381.96	24.20	6	0.67	1.5	1.9	0.4	0.1	0.2	0.13
388.86	23.01	3	0.90	94.5	60.4	23.1	12.9	8.6	7.7
396.47	23.74	1	0.80	17.4	3.6	4.6	1.2	2.0	1.6
402.61	24.04	6	0.71	2.98	8.8	0.78	1.9	0.4	2.8
412.08	23.97	3	0.48	9.0	1.1	2.3		1.7	0.8
438.79	24.04	1	0.65	4.3	2.8	1.1	0.4	0.6	0.39
447.14	23.74	6	0.79	7.3	26.2	1.9	7.4	0.8	0.6
471.31	23.59	3	0.33	13.9	6.4	3.5	1.0	3.6	1.2
492.19	23.74	1	0.74	10.8	12.1	2.7	3.5	1.3	0.96
501.56	23.09	1	0.98	70.7	75.5	17.8	25.4	6.3	6.1
587.56	23.07	6	0.99	25.2	42.5	6.1	8.5	2.1	2.07
667.81	23.07	1	1.0	39.5	66.1	9.6	8.1	3.2	3.2
728.13	22.92	1	1.0	10.0	9.7	24.2	1.4	8.0	8.0

периментальные значения абсолютных интенсивностей и расчетные данные, выполненные в рамках КМ (4). Для вычисления констант скоростей возбуждения электронных уровней атома гелия из основного состояния по формуле (4) и скорости дрейфа электронов с использованием измеренных ФРЭЭ по формуле (2) использовались сечения возбуждения и транспортное сечение, предложенные Biagi v8.97 и приведенные в базе данных [30]. При расчетах предполагалось, что концентрация атомов He однородна в промежутке анод-катод и, с учетом теплового вытеснения (температура 330 К), их концентрация составляет $5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для расчета скорости возбуждения верхних уровней переходов прямым электронным ударом из основного состояния использовались экспериментальные данные по ФРЭЭ и N_e , коэффициенты Эйнштейна A_{kl} , суммированные по компонентам неразрешенной структуры мультиплетов. По данным [29] общее число радиационных переходов с участием верхнего и нижнего уровней для 14 регистрируемых в эксперименте мультиплетов составляет 1219 из общего числа 1529 в широком интервале длин волн от ВУФ до средней ИК-области, причем коэффициенты A_{kl} для многих из них сопоставимы. Значения коэффициентов Эйнштейна A_{kl} в зависимости от длины волны приведены на рис. 7. За исключением ВУФ-переходов в основное состояние, которые практически полностью пленены, все они учиты-

вались при расчете факторов ветвления B_r , также приведенных в табл. 2.

Был проведен анализ возможного влияния пленения излучения на наблюдающихся в эксперименте переходах, у которых нижние уровни являются метастабильными 2^3S , 2^3P или резонансными 2^1S , 2^1P . Заселенности уровней, переходы с которых в основное синглетное состояние пленены (при концентрации гелия в условиях измерений факторы ускользания $\Theta < 10^{-3}$), могут быть сопоставимы с заселенностями триплетных метастабильных уровней. Пример такого анализа показан на рис. 8 для переходов, завершающихся на уровне 2^1P , где показаны величины фактора ускользания Θ -излучения в зависимости от заселенности этого уровня. При заселенности $3.7 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и менее плазма прозрачна для всех переходов. Наиболее проблематичен случай для перехода с длиной волны 667 нм и максимальным коэффициентом Эйнштейна. Для него величина Θ близка к 10^{-1} достигается уже при концентрации атомов на резонансном уровне около $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Такой же результат получается и для перехода 587 нм с нижним уровнем 2^3P . Во всех остальных случаях (эти рисунки мы не приводим) результаты не сильно отличаются, — заметное пленение достигается при заселенностях резонансных и метастабильных уровней более 10^{12} см^{-3} . Плазма прозрачна (при $\Theta \approx 1$) при их за-

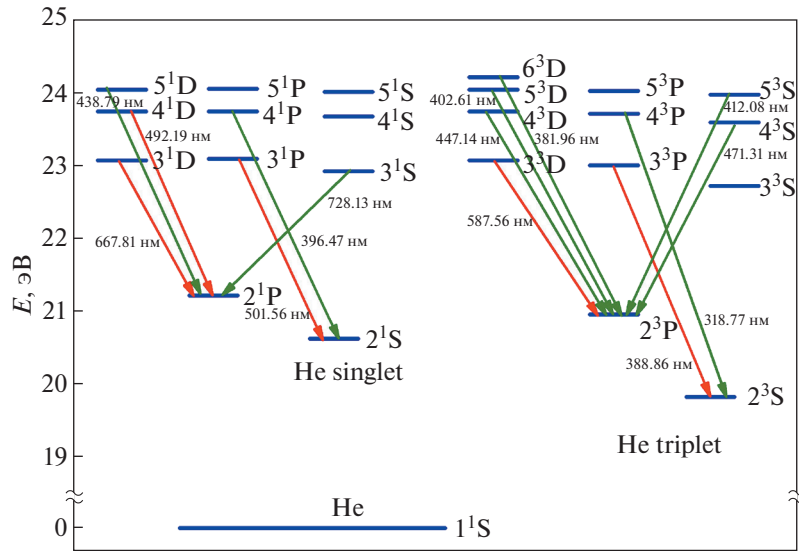


Рис. 6. Схема термов гелия, принимающих участие в формировании спектра, регистрируемого в эксперименте.

селенностях менее $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (501 нм), $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (587 нм) и $9 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (389 нм). По нашим оценкам и измерениям [31] заселенности в разных условиях в разрядах в газах, содержащих гелий, как правило, меньше, — и пленение можно не учитывать.

В табл. 2 приведены данные для интенсивностей в разряде в гелии с концентрацией He ($5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Аналогичные измерения и расчеты проведены в различных областях разрядов в смесях He ($5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) + H₂O ($1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и He ($5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) + H₂O ($4.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$), при этом общие тенденции во всех случаях сохраняются:

А. В спектрах можно выделить несколько переходов (389, 492, 502, 588, 668 нм), абсолютные

интенсивности которых при расчете по корональной модели (КМ) и при использовании экспериментальных ФРЭЭ, N_e и учете ветвления согласуются с измеренными значениями с точностью лучше фактора 2. Эти переходы могут использоваться для диагностики состояния плазмы и процессов в ней в рамках КМ.

Б. Для других исследованных переходов (табл. 2) расхождение расчетов и прямых измерений интенсивностей значительно больше, и могут достигать величин 3–8 раз.

В случае А переходы могут использоваться для диагностики плазмы в рамках КМ. Из абсолютных интенсивностей линий могут быть оценены с приемлемой погрешностью концентрации ато-

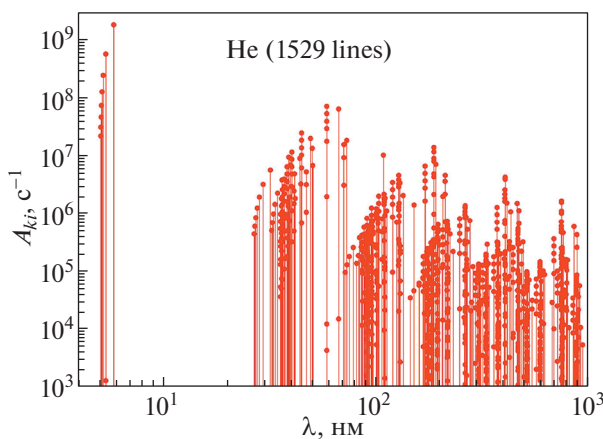


Рис. 7. Значения коэффициентов Эйнштейна A_{ki} в зависимости от длины волны перехода в He (из базы данных [29]).

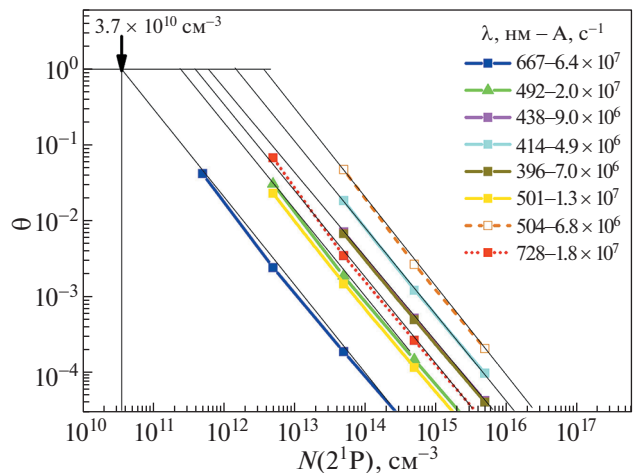


Рис. 8. Факторы ускользания Θ -излучения для переходов с нижним резонансным уровнем 2^1P .

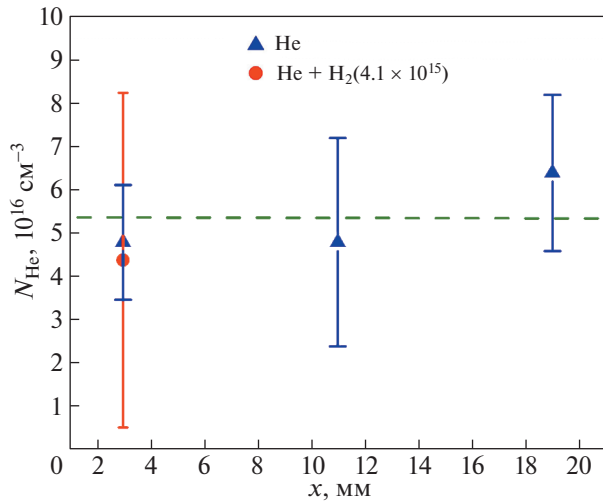


Рис. 9. Результаты применения модели КМ для восстановления усредненных концентраций $\langle N \rangle$ атомов гелия в различных областях разряда из абсолютных интенсивностей 14 мультиплетов. Случай разряда в гелии (He) и смеси гелия с молекулами воды (He + H₂O).

мов в основных состояниях. Такой результат подтверждает, в частности, наши оценки и возможность пренебрежения пленением излучения.

В случае Б, очевидно, за баланс заселенностей различных излучающих уровней в неравновесной плазме ответственны механизмы, существенно дополняющие прямое электронное возбуждение и радиационный распад. Это могут быть процессы, приводящие и к заселению (радиационные и столкновительные каскады, электрон-ионная рекомбинация), и к тушению (обмен энергией между частицами, инициирование, при наличии молекул, химических превращений и хемоионизация). Если говорить об измерении концентраций частиц в основных состояниях, то первая группа механизмов приведет к недооценке концентраций, вычисленных из измеренных интенсивностей по КМ, вторая, напротив, к переоценке. Последовательно учесть эти и иные механизмы в настоящее время вряд ли возможно, в первую очередь, из-за недостаточности сведений об элементарных процессах с участием частиц в выделенных энергетических состояниях. Можно допустить, однако, что именно благодаря множественности таких реакций, приводящих как к рождению, так и к разрушению частиц в различных состояниях, использование большого числа оптических переходов приводит к статистическому уравниванию вкладов с разным знаком в баланс заселенностей всей группы возбужденных частиц, формирующих эти переходы. Важную роль в интерпретации расхождений измеренных и рассчитанных в рамках КМ интенсивностей из-

лучения и переходов, могут играть неточности в различных оригинальных источниках и базах данных по сечениям возбуждения электронных уровней из основного состояния.

На рис. 9 показаны результаты использования КМ для определения концентрации атомов гелия из измеренных абсолютных интенсивностей с поправками на ветвление для всей совокупности регистрируемых переходов для пространственных областей разряда, удаленных от катода на расстояния 3, 11 и 19 мм. Ввиду сказанного выше большая дисперсия результатов вполне ожидаема. Однако усредненные по всем 14 наблюдаемым переходам (верхним излучающим уровням) приводит к значению концентрации гелия $\langle N \rangle = (5.5 \pm 0.2) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, совпадающему с реальной концентрацией $N = 5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что такой результат получается не только в чистом гелии, но и в его смеси с молекулами воды, когда локальные параметры плазмы (ФРЭЭ, потенциал, концентрации электронов) также меняются. В последнем случае из-за усложнения химического состава плазмы следует предположить также увеличение числа процессов заселения и тушения излучающих уровней. Совпадение средних значений концентрации атомов, получаемых в эксперименте, по-видимому, вновь следует связать с разнонаправленностью их влияния и статистическому уравниванию значений.

Обсудим еще один параметр, также имеющий статистический смысл. Несмотря на то, что в отсутствие термодинамического равновесия понятие температуры не определено, часто вводят “эффективные температуры” [10], о чем уже упоминалось в разделе 3.1. Это дает определенные удобства при описании неравновесной системы за счет уменьшения числа параметров. В ряде случаев это физически оправдано, если распределение частиц по состояниям энергии рассматриваемого ансамбля может быть описано с помощью формулы Больцмана (колебательные, поступательные, вращательные “температуры”). По сложившейся терминологии, если рассматриваются заселенности возбужденных уровней по отношению к основному состоянию, такой параметр называют “температура возбуждения” T_{exc} . Если речь идет об относительных заселенностях в группе возбужденных состояний, используется понятие “температура распределения” T_p . Часто такие “температуры” в системе электронных уровней атома или молекулы отождествляют с температурой электронов, хотя так определяемая температура имеет ограниченный смысл.

Поскольку в данной работе одновременно измеряются заселенности основного и возбужденных состояний и ФРЭЭ, можно проиллюстрировать условность таких соотношений. На рис. 10

показаны распределения атомов по уровням основного и возбужденных состояний в разряде в гелии, измеренные на разных расстояниях от катода при наблюдении в геометрии лучей I (рис. 1). Для сравнения приведены распределения внутри катода на его оси, полученные при измерении в геометрии II. По заселенности возбужденных уровней относительно заселенности основного состояния введены “температуры возбуждения” T_{exc} , по относительным заселенностям внутри групп возбужденных уровней, – “температуры распределения” T_p . Если сравнить эти распределения с распределениями электронов по энергиям (рис. 4) с их условными “максвелловскими температурами”, можно видеть, что определенных корреляций между ними не имеется. Количественные расхождения слишком велики, чтобы говорить даже о приближенных измерениях ФРЭЭ по спектрам электронных переходов.

3.3.2. Интенсивности свечения линий атома водорода. В измерениях использовались линии атомарного водорода серии Бальмера H_α (656.28 нм) и H_β (486.14 нм), и регистрировались суммарные интенсивности мультиплетов для переходов между уровнями с главными квантовыми числами $n = 3(g_k = 18) \rightarrow n = 2(g_l = 8)$ и $n = 4(g_k = 32) \rightarrow n = 2(g_l = 8)$, соответственно. Для проверки исходного предположения о применимости КМ при описании процесса заселения излучающих состояний с $n = 3$ и $n = 4$ нами были проанализированы результаты ряда опубликованных работ по возбуждению атомов водорода электронами плазмы. Использовались данные по сечениям наиболее вероятных реакций, и проводился расчет скоростей этих процессов в условиях наших экспериментов с использованием определенных из эксперимента ФРЭЭ и концентрации электронов. Данные для процессов прямого электронного

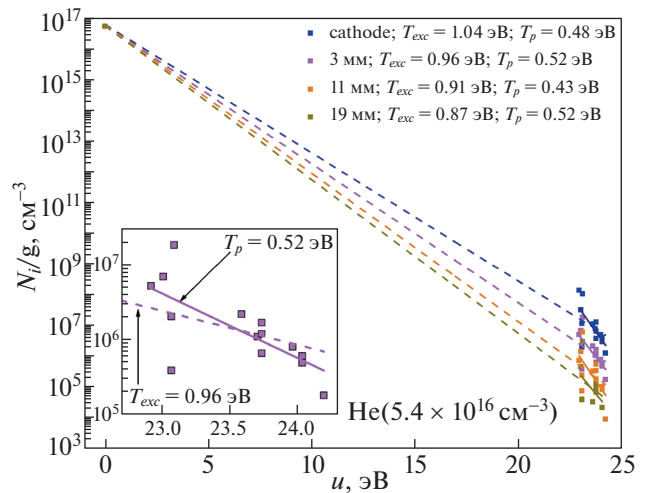


Рис. 10. Распределения атомов по уровням основного и возбужденных (интервал энергий 23–24 эВ) состояний. Указаны “температуры” возбуждения T_{exc} и заселения T_p на разных расстояниях от катода и внутри катода.

возбуждения атомов из основного состояния и диссоциативного возбуждения молекул приведены в табл. 3.

В работе [32] изучались два случая: 1 – измерения со скрещенными электронно-молекулярными пучками (низкая плотность газа, заселенности уровней тонкой структуры формируются индивидуально в соответствии с их парциальными сечениями возбуждения) и 2 – эксперименты в плазме (более высокая плотность, уровни тонкой структуры перемешиваются и образуют ансамбль с некоторой эффективной температурой распределения). Из представленных данных табл. 3 видно, что результаты зависят от выбора сечений, но

Таблица 3. Константы скорости возбуждения верхних уровней атомов водорода с $n = 3$ и $n = 4$ переходов для линий H_α и H_β , рассчитанные по измеренной ФРЭЭ (после коррекции) для разрядов в начальной газовой смеси гелия с молекулами воды: He ($5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) + H₂O ($1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Расстояние от среза катода $x = 3$ мм

№	Процесс	Константа, см ³ /с		Ссылка на используемое сечение
		Случай 1	Случай 2	
1	$H_2 + e \rightarrow H_\alpha + H + e$	7.9×10^{-14}	3.7×10^{-14}	[32]
2	$H + e \rightarrow H_\alpha + e$	4.1×10^{-12}	3.5×10^{-12}	[32]
3	$H + e \rightarrow H_\alpha + e$		6.2×10^{-12}	[33]
4	$H + e \rightarrow H_\alpha + e$		1.5×10^{-11}	[34]
5	$H_2 + e \rightarrow H_\beta + H + e$	9.1×10^{-15}	8.0×10^{-16}	[32]
6	$H + e \rightarrow H_\beta + e$	9.9×10^{-13}	7.3×10^{-13}	[32]
7	$H + e \rightarrow H_\beta + e$		2.0×10^{-12}	[33]
8	$H + e \rightarrow H_\beta + e$		4.3×10^{-12}	[34]

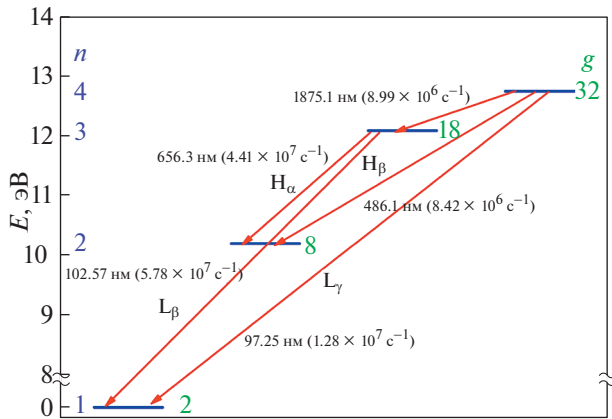


Рис. 11. Оптические переходы, учитываемые при анализе интенсивностей линий Бальмера с указанием длины волны излучения, в скобках соответствующие величины коэффициентов Эйнштейна A .

константы скорости возбуждения из основного состояния на 2–3 порядка выше для возбуждения атомов H по сравнению с диссоциативным возбуждением молекул H_2 . Для того, чтобы скорости возбуждения по этим каналам были сопоставимы, нужно, чтобы степень диссоциации H_2 была менее 1% для $n = 3$ и менее 0.1% для $n = 4$. Плазмохимические расчеты, выполненные в работах [4, 5] для условий, близких к условиям настоящих экспериментов, показывают, однако, что эта величина составляет 10% и более.

Помимо указанных двух процессов возбуждения линий серии Бальмера в литературе обсуждается возможность селективного по атомным уровням возбуждения в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов. Так, в работах [35, 36] рассматривается образование возбужденных атомов при рекомбинации ионов молекулы водорода с электроном с образованием двух атомов водорода, один из которых в возбужденном состоянии $H_2^+ + e \rightarrow H + H^* (n > 1)$. При этом, однако, абсолютные сечения σ процесса не известны, хотя в работе [35] численно промоделирована зависимость от концентрации n их относительных значений, что может быть аппроксимировано как $\sigma(n) \sim n^{-3}$. Наши измерения абсолютных интенсивностей такой зависимости не подтверждают. С нашей точки зрения отсутствие вклада этого рекомбинационного процесса связано с тем, что основными молекулярными ионами в наших условиях являются H_3O^+ или более сложные гидратированные ионы [37]. В пользу H_3O^+ говорит существование быстрой реакции $H_2O^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + OH$ (константа скорости $1.7 \times 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$) [38]. Эта двухчастичная реакция может протекать при пониженных давлениях и

подавлять механизм рекомбинационного возбуждения линий серии Бальмера с участием H_2^+ . Таким образом, основным механизмом возбуждения линий Бальмера является прямое электронное возбуждение атома водорода.

Для анализа радиационных процессов использовалась наиболее полная база NIST [29]. Выбиралась оптические переходы, так или иначе влияющие на заселенности излучающих уровней $n = 3$ и $n = 4$. Их меньше, чем в случае с гелием. Рассмотрено более 50 радиационных переходов от ВУФ до средней ИК-области. Среди них отбирались те, для которых усредненные по тонкой структуре коэффициенты Эйнштейна A_{nk} и A_{nl} сопоставимы с A_{32} , A_{42} . Их включение в дополнение к КМ позволяло учитывать факторы Θ ускользания фотонов из плазмы, факторы $Br(n)$ ветвления переходов с уровня n на ниже лежащие уровни. Такие переходы показаны на рис. 11.

Помимо используемых в измерениях линий H_α и H_β для учета ветвления переходов следует учитывать ВУФ-линии Лаймана L_β и L_γ с большой оптической плотностью и ИК-линию из серии Пашена (переход с $n = 4$ на $n = 3$), дающую, помимо H_β , L_α и L_β , вклад в ветвление переходов с уровня $n = 4$. На рис. 11 указаны также длины волн переходов, коэффициенты Эйнштейна A и статистические веса g уровней n .

Для выяснения влияния факторов ветвления, пленения и каскадных переходов на результаты расчетов концентраций атомов $N \approx N_1$ использовались три схемы:

1) Корональная модель КМ (4) без учета каскадов и пленения излучения. Концентрации находились по вычисленным локальным константам скоростей K_{13} , K_{14} возбуждения электронных уровней водорода с $n = 3$ и $n = 4$ из основного состояния с использованием определенных из зондовых измерений ФРЭЭ, а также из измеренных концентраций электронов и абсолютных интенсивностям линий $H_\alpha(I_{32}^{H\alpha})$ и $H_\beta(I_{42}^{H\beta})$

$$N_1^{H\alpha} = \frac{I_{32}^{H\alpha}}{K_{13}n_e}, \quad N_1^{H\beta} = \frac{I_{42}^{H\beta}}{K_{14}n_e}. \quad (10)$$

2) КМ с добавлением ИК-каскада с $n = 4$ на $n = 3$ (в уравнениях учтено, что $A_{43} \approx A_{42}$)

$$K_{13}n_eN_1^{H\alpha} + \frac{1}{2}K_{14}n_eN_1^{H\beta} \approx A_{32}N_3 = I_{32}^{H\alpha}, \quad (11)$$

$$K_{13}n_eN_1^{H\alpha} + \frac{1}{2}K_{14}n_e \frac{2I_{42}^{H\beta}}{K_{14}n_e} \approx A_{32}N_3 = I_{32}^{H\alpha}, \quad (12)$$

$$N_1^{H\alpha} \approx \frac{I_{32}^{H\alpha} - I_{42}^{H\beta}}{K_{13}n_e}. \quad (13)$$

Таблица 4. Концентрации атомов водорода в основном состоянии $N \approx N_1 \equiv N_{H(n=1)}$, определенные по линиям $H\alpha$ ($I_{exp}^{H\alpha} = 1.4 \times 10^{13} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-3}$) и $H\beta$ ($I_{exp}^{H\beta} = 0.7 \times 10^{13} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-3}$). Θ – факторы ускользания. Случай * – для КМ добавлен процесс ветвления; ** – добавлен процесс ветвления и пленения линий $H\alpha$, $H\beta$, $L\beta$ и $L\gamma$. Смесь гелия с молекулами воды: $\text{He}(5.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}) + \text{H}_2\text{O}(1.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3})$, расстояние от среза катода 3 мм

Вариант	$N_1^{H\alpha}, \text{ cm}^{-3}$	$N_1^{H\beta}, \text{ cm}^{-3}$	$\Theta_{H\alpha}$	$\Theta_{H\beta}$	$\Theta_{L\beta}$	$\Theta_{L\gamma}$
1	7.8×10^{13}	19×10^{13}	–	–	–	–
2	3.9×10^{13}	38×10^{13}	–	–	–	–
3a*, $N_2 = 5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	39×10^{13}	38×10^{13}	0.1	1	–	–
3b**, $N_2 = 5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	39×10^{13}	38×10^{13}	0.1	1	2×10^{-3}	10^{-2}

Таблица 5. Примеры результатов измерений концентраций атомов водорода $H(n=2)$ в разрядах различного типа. Методы: DLS – диодная лазерная спектроскопия, CRDS – затухания света в резонаторе

Тип разряда	Метод	Газ наполнения, давление
ВЧ 13.56MHz, трубка $D = 16$ мм, (1–3) кВт, 350 Гс	DLS	H_2 (30–110) мТорр; 656 нм; $N_{H(n=2)} \sim (0.3\text{--}4) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [39, 40]
Микроволновый 2.45 ГГц, (150–700)Вт, длительность импульса 2.7 мс, трубка $D = 16$ мм	DLS	(1–3)Торр $\text{H}_2\text{:O}_2(99:1)$; $N_{H(n=2)} \sim (1\text{--}20) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [41]
ВЧ 13.56 МГц, Мощность 22кВт, $D = 40$ мм	CRDS	H_2 6 Торр, 60 мм от катушки; $\text{H}\beta$ 486.1 нм $N_{H(n=2)} \sim 10^{10}\text{--}10^{11} \text{ cm}^{-3}$ [42]

3) КМ с добавлением ИК-каскада с $n = 4$ на $n = 3$, ветвления и пленения $H\alpha$, $H\beta$, $L\beta$ и $L\gamma$

$$K_{14}n_eN_1^{H\beta} = (\Theta_{H\alpha}A_{42} + A_{43} + \Theta_{L\gamma}A_{31})N_4 = I_{42}^{H\beta} + I_{43} + I_{41}^{L\gamma}, \quad (14)$$

$$K_{13}n_eN_1^{H\alpha} + \frac{A_{43}}{A_{43} + \Theta_{H\alpha}A_{42} + \Theta_{L\gamma}A_{31}}K_{14}n_eN_1^{H\beta} = (A_{32} + \Theta_{L\beta}A_{31})N_3 = I_{32}^{H\alpha} + I_{31}^{L\beta}. \quad (15)$$

Из табл. 4 видно, что схемы 1) и 2) приводят к различным результатам при измерениях по линиям $H\alpha$ и $H\beta$, причем результаты измерений по $H\alpha$ занижены по сравнению с таковыми при измерениях по $H\beta$. Анализ показал, что это связано с ниже следующими причинами.

Во-первых, наличие сильной линии Пашена (переход $4 \rightarrow 3$) создает дополнительный канал заселения уровня $n = 3$ и уменьшает время жизни уровня $n = 4$ за счет ветвления. В отсутствие пленения этот фактор определяется соотношением коэффициентов Эйнштейна. Во-вторых, уровень $n = 2$ является резонансным и переход с $n = 2 \rightarrow n = 1$ соответствует линии с конечной оптической плотностью. Для вычисления концентрации атомов водорода в состоянии $n = 2$ с эффективным временем жизни, превышающем радиационное, требуется учет многих процессов,

включая тушение тяжелыми частицами, удары 2 рода с электронами и диффузию. По этим причинам в ряде работ проводились измерения $N_{H(n=2)}$ методами спектроскопии высокой чувствительности в широком диапазоне значений параметров плазмы. Типичные значения концентраций находились в интервале $(10^{10}\text{--}10^{12}) \text{ cm}^{-3}$. Примеры приведены в табл. 5.

В таком диапазоне заселенностей резонансного уровня следует учитывать и возможное пленение излучения линий $H\alpha$ и $H\beta$. Для линии $H\alpha$ коэффициент Эйнштейна примерно в 5 раз выше, чем для $H\beta$ (рис. 11), что занижает истинную (первичную) интенсивность $H\alpha$. При использовании схемы 3) для учета пленения геометрическая длина оптического пути принималась равной наименьшему размеру разряда 1 см (рис. 1). Взаимное согласование результатов при этом достигается при заселенности уровня $N_{H(n=2)} = 5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Заметим, что основное влияние оказывает различие в пленении $H\alpha$ и $H\beta$. Пленение линий $L\beta$ и $L\gamma$, заканчивающихся на уровне основного состояния водорода, хотя и различно, но велико и практически не влияет на измерения по линиям $H\alpha$ и $H\beta$, что видно из сопоставления результатов обработки измерения по схемам 3a и 3b в табл. 4.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примерах атомов водорода и гелия рассмотрена возможность применения корональной модели (КМ) для диагностики неравновесной плазмы на уровне современных достижений в технике измерений и полноты существующих баз данных по спектральным характеристикам атомов и элементарным процессам. В условиях разряда во влажном гелии пониженного давления, поддерживаемого полым катодом, проведены локальные измерения концентраций электронов N_e , их распределений по энергиям (ФРЭЭ) и потенциалов плазмы. Эти данные использованы для интерпретации локальных абсолютных интенсивностей спектральных линий, часто привлекаемых для диагностики плазмы. В качестве контрольного рассмотрен вопрос о возможности установления концентрации атомов в основном состоянии по интенсивностям линий при переходах между возбужденными уровнями.

Показано, что решение этого вопроса возможно, если КМ дополняется учетом ветвления и пленения не только для наблюдаемых, но и для иных переходов, имеющих общие с ними уровни. При заселении и дезактивации индивидуальных излучающих уровней типична ситуация, когда в этом участвуют и иные трудно идентифицируемые процессы помимо прямого электронного возбуждения и излучения. Пример развитого спектра атома гелия показывает, что в таких условиях отступления от результатов по КМ наблюдаются как в сторону переоценки абсолютных интенсивностей, так и в сторону их недооценки. Если, однако, регистрируется спектр переходов с участием большого числа уровней, статистическое усреднение, несмотря на большую дисперсию, приводит к результатам, соответствующим условиям экспериментов и совпадающим с таковыми по КМ.

Продемонстрировано хорошее согласие по определению концентрации атомов водорода по абсолютным интенсивностям линий H_α и H_β . Показано, что в условиях эксперимента при использовании КМ надо учитывать процессы ветвления и пленение излучения первым возбужденным уровнем.

Наблюдаемые распределения атомов гелия по возбужденным состояниям и детальные зондовые измерения ФРЭЭ не подтверждают часто допускаемую в литературе по диагностике плазмы возможность измерений энергий электронов с помощью введения парциальных “температур возбуждения и распределения”, определяемых по спектрам атомов.

Авторы благодарны Н.А. Дятко и В.В. Лагунову за помощь при проведении исследований и участии в обсуждении результатов.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда, проект № 19-12-00310.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bernatskiy A.V., Ochkin V.N., Afonin O.N., Antipenkov A.B.* // Plasma Physics Reports. 2015. V. 41. P. 705. <https://doi.org/10.1134/S1063780X15090032>
2. *Афонин О.Н., Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Цхай С.Н.* Электроразрядный способ обнаружения микротечей паров воды. Патент на изобретение № 2494362. Пер. 27 сентября 2013 года.
3. *Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Physics Reports. 2020. V. 46. P. 874. <https://doi.org/10.1134/S1063780X20090020>
4. *Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V. 28. 105002. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab4301>
5. *Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2016. V. 49. 395204. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/39/395204>
6. *Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2017. V. 26. 015002. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/26/1/015002>
7. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2021. V. 30. 095004. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac1ee2>
8. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Vacuum. 2020. V. 180. 109616. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109616>
9. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2021. V. 41. P. 659. <https://doi.org/10.1007/s11090-020-10137-4>
10. *Очкин В.Н.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2010. [*Ochkin V.N. Spectroscopy of Low-Temperature Plasma. New York: WILEY-VCH, 2009*] <https://doi.org/10.1002/9783527627509>
11. *Peveall R., Ritchie G.A.D.* // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V. 28. 073002. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab2956>
12. *Demidov V.I., Koepke M.E., Kurlyandskaya I.P., Malkov M.A.* // Physics of Plasmas. 2020. V. 27. 020501. <https://doi.org/10.1063/1.5127749>
13. *Godyak V.A., Alexandrovich B.M.* // Journal of Applied Physics. 2015. V. 118. 233302. <https://doi.org/10.1063/1.4937446>
14. *Godyak V.A., Demidov V.I.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. 233001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/23/233001>
15. *Rudenko K.V., Myakon'kikh A.V., Orlikovsky A.A., Pustovit A.N.* // Russian Microelectronics. 2007. V. 36. P. 14. <https://doi.org/10.1134/S1063739707010027>
16. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Vacuum. 2022. V. 206. 111514. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111514>
17. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Journal of Applied Spectroscopy. 2021. V. 88. P. 289. <https://doi.org/10.1007/s10812-021-01171-x>

18. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Physics of Atomic Nuclei. 2021. V. 84. P. 1757.
<https://doi.org/10.1134/S1063778821090039>
19. *Swift J.D.* // Proceedings of the Physical Society. 1962. V. 79. P. 697.
<https://doi.org/10.1088/0370-1328/79/4/303>
20. *Lukovnikov A.I., Novgorodov M.Z.* // Soviet Physics – Lebedev Institute Reports. 1971. V. 1. P. 27.
21. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2022. V. 31. P. 105016.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac9750>
22. *Golubovskii Y.B., Al Hawat S.H.* // Soviet Physics-Technical Physics. 1987. V. 32. P. 25. <http://mi.mathnet.ru/jtf510>
23. *Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С.* Методы контактной диагностики в неравновесной плазменной химии. М.: Наука, 1981.
24. *Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А.* Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
25. *Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2020. V. 29. 125007.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abc412>
26. *Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Physical Review E. 2021. V. 104. 065204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.104.065204>
27. *Itikawa Y., Mason N.* // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 2005. V. 34. P. 1.
<https://doi.org/10.1063/1.1799251>
28. *Rapp D., Englander-Golden P.* // The Journal of Chemical Physics. 1965. V. 43. P. 1464.
<https://doi.org/10.1063/1.1696957>
29. NIST Atomic Spectra Database Lines Data https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
30. Biagi (transcription of data from SF Biagi's Fortran code, Magboltz) www.lxcat.net/Biagi
31. *Ochkin V.N.* // Physics-Uspekhi <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.07.039026>
32. *Lavrov B.P., Pipa A.V.* // Optics and Spectroscopy. 2002. V. 92. P. 647.
<https://doi.org/10.1134/1.1481126>
33. *Drawin H.W.* Report EUR-CEA-FC-383, Fontenay-aux-Roses. 1967. www.lxcat.net
34. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
35. *Zhdanov V.P., Chibisov M.I.* // Sov. Phys. JETP. 1978. V. 47. P. 38.
36. *Wunderlich D., Fantz U.* // Atoms. 2016. V. 4. P. 26.
<https://doi.org/10.3390/atoms4040026>
37. *Liu D.X., Bruggeman P., Iza F., Rong M.Z., Kong M.G.* // Plasma Sources Science and Technology 2010. V. 19. 025018.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/19/2/025018>
38. *Мак-Ивен М., Филлнс Л.* Химия атмосферы. М.: Мир, 1978.
39. *Baev V.M., Latz T., Toshek P.E.* // Applied Physics B. 1999. V. 69. P. 171.
<https://doi.org/10.1007/s003400050793>
40. *Aramaki M., Okumura Y., Goto M., Muto S., Morita S., Sasaki K.* // Japanese Journal of Applied Physics. 2005. V. 44. P. 6759.
<https://doi.org/10.1143/JJAP.44.6759>
41. *Rousseau A., Teboul E., Sadeghi N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2004. V. 13. P. 166.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/13/1/022>
42. *Wu S., Inoue H., Kambara M., Yoshida T.* // Japanese Journal of Applied Physics. 2013. V. 52. 071301.
<https://doi.org/10.7567/JJAP.52.071301>

СНИЖЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ЗАЗЕМЛЕНИЯ ЗА СЧЕТ РАЗВИТИЯ
ПЛАЗМЕННЫХ КАНАЛОВ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ГРУНТА

© 2022 г. Э. М. Базелян*

*Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского, Москва, Россия***e-mail: edwardbazelyan@mail.ru*

Поступила в редакцию 09.08.2022 г.

После доработки 06.09.2022 г.

Принята к публикации 10.09.2022 г.

Развита гипотеза, что снижение сопротивления заземления заземляющих электродов при растекании больших импульсных токов происходит вследствие развития скользящих плазменных каналов вдоль поверхности грунта в атмосферном воздухе. Электрическая прочность грунта не имеет при этом практического значения, значимым является только его удельное сопротивление, определяющее ток утечки через боковую поверхность канала, контактирующей с грунтом, который обеспечивает поставку энергии для разогрева плазмы. Развита расчетная компьютерная модель скользящих разрядов, оценено их количественное влияние на динамику изменения во времени входного сопротивления заземляющего электрода при различных токах молнии.

Ключевые слова: сопротивление заземления, входное сопротивление, стример, лидер, скользящий канал, молния, электрическое поле, компьютерное моделирование, деформация импульса перенапряжения

DOI: 10.31857/S0367292122601126

ВВЕДЕНИЕ

Сопротивление заземления – один из основных параметров, определяющих амплитуду и форму импульса грозового перенапряжения, уровень напряжений шага и прикосновения, опасных для человека и животных, долю тока молнии, ответвляющегося через грунт в подземные коммуникации, а также характер электромагнитных наводок во внутренних цепях объектов цифровой техники [1]. Величина входного сопротивления любого заземляющего устройства меняется во времени и существенно зависит от величины растекающегося с него тока. Причиной увеличения входного сопротивления в импульсном режиме, как известно, является индуктивность заземляющего электрода, задерживающего проникновение тока в сколько-нибудь протяженный проводник, и конечная скорость распространения в грунте электромагнитной волны. Последняя ограничивает объем грунта, в котором активно растекается ток молнии.

Сопротивление заземления в импульсном режиме может снижаться за счет емкостных утечек тока, реально значимых в грунтах низкой проводимости при высокой крутизне фронта тока молнии. Основной причиной практически значимого снижения сопротивления заземления являются ионизационные процессы в грунте [2–4]. Они

наблюдаются при больших токах в заземляющем устройстве, когда электрическое поле достаточно для производства плазмы. Традиционно предполагается, что созданная плазма увеличивает либо длину электрода образовавшимся плазменным каналом, либо его радиус в результате формирования вокруг электрода хорошо проводящего ионизованного чехла.

Экспериментальные и теоретические исследования импульсных характеристик грунта имеют едва ли не вековую историю [5, 6]. В большинстве работ оценивается так называемое импульсное сопротивление заземляющего устройства. Оно принимается равным отношению амплитудных значений напряжения на заземлителе к протекающему через него току. Величина не имеет физического смысла, поскольку указанным амплитудам соответствуют разные моменты времени. Параметр не удается использовать для уточненных расчетов перенапряжений и электромагнитных наводок, обусловленных распространением в земле тока молнии. Для этой цели требуется знать входное сопротивление заземляющего устройства. Динамика его изменения во времени определяет форму импульса напряжения на заземлителе.

Теоретическая оценка динамики входного заземления закономерно привлекает к себе внима-

ние, хотя эту задачу нельзя считать в полной мере определенной. До сих пор нет однозначных представлений о механизме ионизационных процессов в грунте, тем более о величине электрического поля их возбуждающего и поддерживающего развития. В подобных условиях делаются попытки развития обезличенных расчетных моделей, не отражающих каких-либо конкретных представлений о механизме ионизационных процессов в грунте [7, 8]. Исходные расчетные параметры таких моделей подгоняются под результаты лабораторных экспериментов, в ходе которых при различных токах измеряется входное сопротивление испытуемого заземлителя. Принципиально важно, что в большинстве экспериментов используются импульсные токи, амплитуда которых на порядок величины меньше тока молнии [9–13]. Тем не менее, по мнению разработчиков, созданные таким образом расчетные методики считаются пригодными для оценки импульсных характеристик заземляющих устройств при реальном токе молнии.

В этой статье, основанной на результатах полевых измерений условий растекания импульсных токов с амплитудой и временными параметрами тока молнии [14], сделана попытка анализа механизма ионизационных процессов в грунте и их влияния на импульсные характеристики заземляющего устройства, необходимые для расчета опасных воздействий молнии на современные технические объекты.

1. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГРУНТЕ

Твердая основа грунта – высокопрочная среда в отношении воздействия электрического поля. Ионизационные процессы происходят не в твердом теле, а в воздушных включениях, что заполняют землю, а также в открытом воздухе на внешней поверхности грунта. Сегодня достаточно детально изучены все основные типы газоразрядных процессов в воздухе – бесстримерная ультракорона, стример и лидер [15]. Зона ионизации короны имеет очень ограниченную протяженность; она существенно меньше радиуса вершины электрода, а внешняя зона заполнена объемным зарядом в виде малоподвижных ионов, которые не в состоянии заметно увеличить проводимость грунта. С рассматриваемых позиций коронный разряд не заслуживает внимания.

Стримерный разряд представляет собой волну ионизации, распространяющуюся на расстояния вплоть до метров за счет локального усиления электрического поля на своей головке. Процесс развития стримера экспериментально успешно воспроизводится в лаборатории и в компьютерных моделях. Тонкий след, который оставляет позади себя волна ионизации в воздухе нельзя

считать высоко проводящим плазменным каналом, поскольку он быстро теряет высокую начальную проводимость из-за электрон-ионной рекомбинации и трехтельного прилипания [16]. Причиной их большой активности является очень слабый разогрев стримера, газовая температура в котором практически не отличается от окружающей. В результате участки канала стримера теряют свою начальную проводимость при нормальных атмосферных условиях уже через 100–200 нс после их рождения [17]. При типичной скорости стримера порядка 10^7 см/с высокая проводимость плазмы в стримере сохраняется за головкой на длине порядка 10 см. Поэтому перекрытие стримером сколько-нибудь длинного воздушного промежутка не ведет к его искровому пробою. Быстрая потеря проводимости не позволяет рассматривать стримеры в качестве основной причины снижения сопротивления заземления в режиме растекания больших импульсных токов. Такое возможно только вследствие развития более энергоемкого процесса, формирующего протяженные горячие плазменные каналы, подобные каналу лидера в атмосферном воздухе.

Экспериментально показано [15], что канал лидера рождается в объеме стебля начальной стримерной вспышки (рис. 1), где собирается ток многочисленных стримерных ветвей. В совокупности он разогревает центральную часть стебля, процесс нагрева интенсифицируется развитием перегретой неустойчивости, локализующей ток в зоне малого радиуса [1]. Последующее развитие лидера осуществляется за счет непрерывного последовательного старта стримеров из его головки. Стартуя с частотой порядка 10^{10} с⁻¹ [15], они поставляют энергию для нагрева созданной плазмы, благодаря чему лидерный канал может практически неограниченно долго сохранять свою изначально высокую проводимость. Непрерывный старт стримеров хорошо различим и на непрерывной фоторазвертке процесса (рис. 2а), и на его статических фотографиях с экспозицией в десятки микросекунд, где канал лидера представляется окруженным следами многочисленных стримеров. Они уже прекратили свое развитие, оставив в промежутке транспортируемый объемный заряд. Снижая радиальное электрическое поле, этот заряд препятствует радиальному расширению канала лидера, благодаря чему повышается плотность энергии, выделяющейся в канале, и его газовая температура.

Представленная картина лидера в воздухе ничем не напоминает ионизованный канал, формирующийся вдоль проводящей поверхности грунта или воды [18]. У его головки нет стримеров, даже самых коротких (рис. 2б). Тем не менее канал продвигается от анода к катоду (или в обратном направлении) и, пересекая промежуток, вызыва-

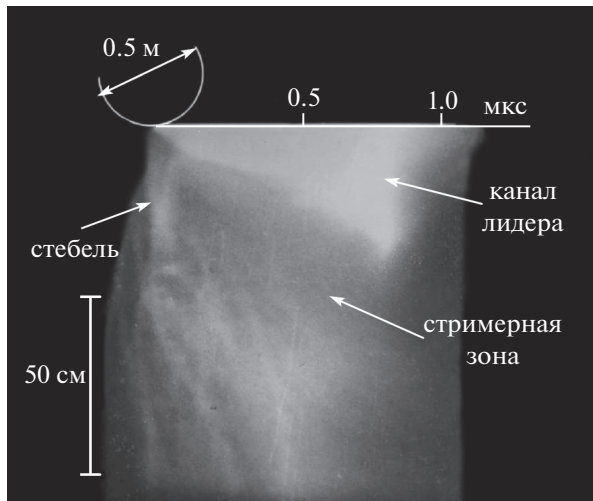


Рис. 1. Непрерывная фоторазвертка старта лидера в воздушном промежутке.

ет мощный импульс тока, характерный для короткого замыкания, демонстрируя тем самым, что во время движения в течение десятков-сотен микросекунд канал сохранял свою высокую проводимость. Такое возможно только при высокой газовой температуре.

Разогрев плазмы в отсутствие стримерной зоны дает основание полагать, что энергия, необходимая для нагрева, поставляется токами проводимости, которые стекают в грунт через контактирующую с ним боковую поверхность плазменного канала [19], а это значит, что темп нагрева и достигнутая газовая температура должны зависеть от величины тока, введенного в заземляющее

устройство, точнее, от доли тока через боковую поверхность растущего плазменного канала.

2. ВЛИЯНИЕ ТОКА В ЗАЗЕМЛИТЕЛЕ НА ИОНИЗАЦИЮ В ГРУНТЕ

По данным, обобщенным СИГРЭ [20], амплитуда тока даже слабой молнии лежит в пределах единиц килоампер, средней — исчисляется десятками килоампер, что же касается тока, реально опасного для линий электропередачи высокого напряжения, с тросовой молниезащитой, то речь должна идти о токах порядка 100 кА. Закономерен вопрос, в какой степени лабораторные эксперименты с источником тока ограниченной мощности и энергоемкости в состоянии воспроизвести динамику изменения во времени входного сопротивления заземляющего устройства. Так, в [7] развита компьютерная модель расчета входного сопротивления заземлителя $R_{вх}(t)$, где в качестве эталонных данных для ее калибровки использованы результаты лабораторных экспериментов при токах в десятки—сотни ампер. В качестве примера один из типичных вариантов такой модели и измерений представлен на рис. 3, где экспериментальные данные отмечены точками, а расчетные сплошной кривой. Предметом исследования был полусферический электрод диаметром 14 см в грунте с удельным сопротивлением 1200 Ом · м при воздействии на него импульса напряжения амплитудой 70 кВ с фронтом около 1 мкс. При таком напряжении максимальный ток не превышал 45 А, а максимальная напряженность электрического поля на поверхности заземленного электрода была близка 1000 кВ/м, что достаточно для возбуждения ионизационных процессов. Выполненные изме-

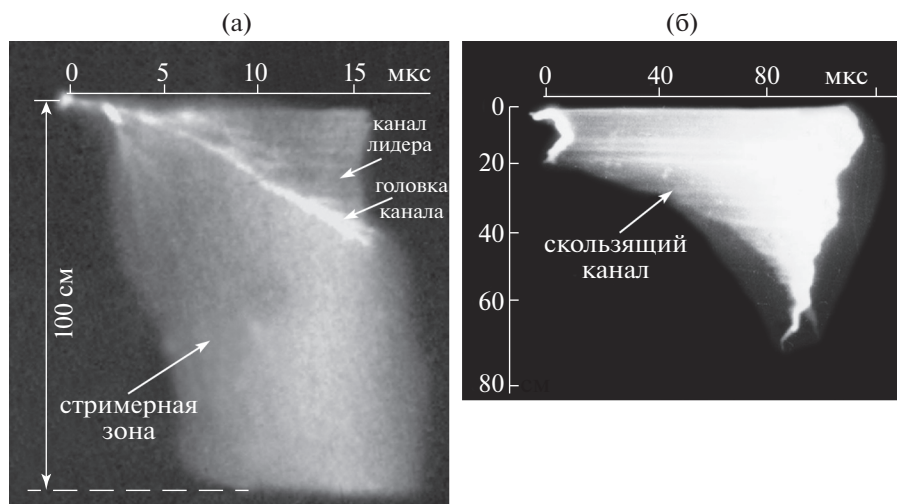


Рис. 2. Непрерывная фоторазвертка лидера в воздушном промежутке (а) и скользящего плазменного канала вдоль проводящей поверхности (б).

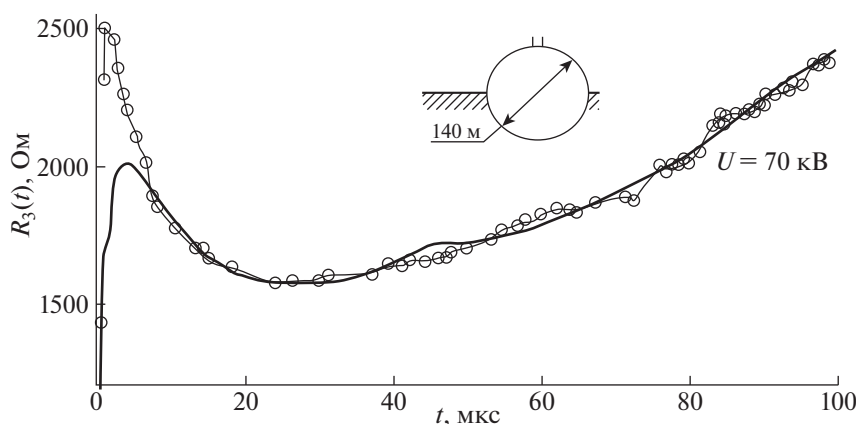


Рис. 3. К оценке методики расчета влияния ионизационных процессов по [7].

рения демонстрируют характерное снижение сопротивления заземления, минимальное значение которого наблюдалось с существенным запаздыванием (~ 25 мкс) по отношению к максимуму приложенного напряжения. Для объяснения полученного результата была высказана гипотеза о запаздывании процесса ионизации, который осуществлялся по релаксационному закону, в данном случае с постоянной времени 12 мкс (подгонка по результатам эксперимента). Значение этого параметра оказалось существенно неоднозначным. В той же работе при увеличении воздействующего напряжения всего до 105 кВ, значение постоянной времени снизилось почти в 5 раз, а при напряжении в 300 кВ упало до 0.5 мкс. Авторы не связывают запаздывание с каким-либо газоразрядным процессом, а потому даже не обсуждают его механизм и возможность аналитической оценки. Тем не менее для подгонки под эксперимент запаздывание вводится и в расчет динамики роста входного сопротивления при снижающемся токе, правда совсем с другими постоянными времени.

Формализованное отношение к оценке динамики роста входного сопротивления при снижающемся токе свойственно и расчетной модели [8], которая основана на балансе энергии в зоне ионизации грунта. Предполагается, что каким-то неизвестным механизмом энергия накапливается там во время ионизации при нарастающем токе, а затем сбрасывается в виде потерь, когда ток убывает. Механизм потерь отождествляется с тем, что свойственен гашению дуги в камере воздушного выключателя. Это позволяет авторам статьи предложить алгоритм оценки динамики роста сопротивления заземления после достижения этим параметром минимального значения.

Во всех расчетных моделях, подобных обсуждаемым, определяющим параметром является среднее критическое электрическое поле в грун-

те, которое принимается равным 100–300 кВ/м. Именно оно задает габариты зоны ионизации, а следовательно, и величину сопротивления заземления в импульсном режиме. Вопрос о механизме газоразрядных процессов остается при этом открытым. Тем самым исключается возможность построения расчетных компьютерных моделей, пригодных для анализа динамики изменения входного сопротивления во времени для заземляющих устройств реального исполнения.

3. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ С ПЛАЗМЕННЫМИ КАНАЛАМИ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ГРУНТА

Существование таких каналов при токах с параметрами, типичными для разряда молнии, надежно наблюдалось в полевых экспериментах (см. [14, 21, 22]). Принципиально важно, что по прямым измерениям среднее продольное электрическое поле по их длине не превышало 10 кВ/м, что в десятки раз меньше величины поля, используемой в моделях ионизованного чехла. Для построения расчетной модели не менее важны следующие выявленные особенности развития скользящих разрядов.

Они формируются в открытом воздухе, а потому их параметры не зависят непосредственно от состава грунта. Зона ионизации, рождающая новый участок канала, целиком располагается в воздухе, причем, на очень коротком участке непосредственно у головки. Величина порогового поля головки определяется не грунтом, а состоянием воздуха в атмосфере. При нормальных условиях она близка к 3×10^6 В/м. Наконец, скорость формирования скользящего канала может быть отождествлена со скоростью лидера в воздухе, которая согласно измерениям в [23] в зависимости

от тока через головку канала $i_{\text{тип}}$ может быть оценена эмпирическим выражением

$$v_c = 1.9 \times 10^{4,0.67} i_{\text{тип}} \text{ [м/с]},$$

где $i_{\text{тип}}$ измеряется в А.

Из практически значимых параметров грунта в модели используется только его удельное сопротивление. Оно определяет ток утечки через поверхность контакта плазменного канала с грунтом, осуществляя тем самым поставку энергии для нагрева созданной плазмы. В грунтах крайне низкой проводимости дополнительным источником тока в канале служит емкостная утечка. Однако, как уже отмечалось, она может не приниматься во внимание по сравнению с резистивной составляющей при удельном сопротивлении грунта до 1000–1500 Ом м и длительности фронта импульса тока молнии порядка 10 мкс. Собственно заземляющее устройство ограниченных размеров может отображаться в расчетной модели лишь своим стационарным сопротивлением заземления, которое необходимо для определения доли тока молнии, ответвляющегося в формирующийся скользкий канал (каналы).

Алгоритм численного решения сводится к определению тока через головку растущего канала с учетом утечек в грунт через проводимость боковой поверхности собственного плазменного канала и всех соседних, если от заземляющегося электрода одновременно стартует их несколько. Предполагается, что все эти каналы одинаковы и располагаются на поверхности грунта с равным угловым шагом. Подробное изложение процедуры счета методом эквивалентных зарядов представлено в [24]. Расчетный алгоритм в этой статье уточнен лишь учетом динамики изменения во времени продольного электрического поля в плазменном канале при росте или снижении протекающего вдоль него тока. Для этой цели вместо усредненного и неизменного во времени значения напряженности продольного поля, принятого в [24] равным 10 кВ/м, вводится значение, равное полю в открытой стационарной дуге, которое согласно [25] при токе i может быть приближенно оценено по эмпирическому выражению

$$E(i) = 3200 + 5200/i \text{ [В/м]},$$

при i в А.

В процессе нагрева поле в канале снижается по релаксационному закону с постоянной времени, которая согласно лабораторным экспериментам [1] может быть принята равной $T_1 = 40$ мкс, при охлаждении по тем же экспериментальным данным рост поля более медленный, с постоянной времени около 200 мкс.

Для тестирования расчетной модели были выбраны результаты полевых измерений [13], выполненные при растекании тока 84 кА в грунте с

Таблица 1. Данные, полученные компьютерным расчетом для заземлителя

Число искровых каналов	4	6	8	10	12
Сопротивление заземления, Ом	10.8	9.9	9.5	9.2	9.1

удельным сопротивлением 100–200 Ом·м. Максимум тока соответствовал времени около 15 мкс; длительность импульса по уровню 0.5 равнялась 35 мкс. В компьютерном расчете импульс тока имитировался выражением

$$i(t) = I_0(e^{-0.057t} - e^{-0.08t}),$$

где время измерялось в мкс.

Неопределенным в исходных данных компьютерного расчета оказывается число скользких каналов, которые одновременно формируются по поверхности грунта от точки ввода тока молнии в заземляющий электрод. Однако, как было установлено, результаты расчета достаточно слабо меняются в зависимости от этого параметра. В сказанном убеждают следующие данные (табл. 1), полученные компьютерным расчетом для заземлителя с стационарным значением сопротивления заземления 25 Ом в грунте удельным сопротивлением 200 Ом·м для момента времени 15 мкс, соответствующего максимуму растекающегося тока.

Максимальный разброс расчетных данных при трехкратном изменении числа каналов не превышает 15% от их среднего значения, причем, с увеличением числа каналов область разброса сокращается. О динамике изменения входного сопротивления заземления во времени можно судить по данным рис. 4, где результаты компьютерного расчета при 6-ти скользких каналах сопоставляются с полевыми измерениями, демонстрируя их совпадение с погрешностью, вполне допустимой в инженерной практике. Это позволяет использовать компьютерную модель для анализа специфики изменения входного сопротивления в зависимости от величины тока молнии и проводимости грунта, в котором он растекается.

4. ИМПУЛЬСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЗЕМЛЯЮЩЕГО ЭЛЕКТРОДА ДЛЯ ТОКА МОЛНИИ

Входное сопротивление заземляющего устройства $R_g(t)$ определяет амплитуду и форму резистивной составляющей грозового перенапряжения при ударе молнии в опоры воздушной линии электропередачи (ВЛ) высокого напряжения или в ее молниезащитные тросы. С достаточно высокой вероятностью перенапряжение спо-

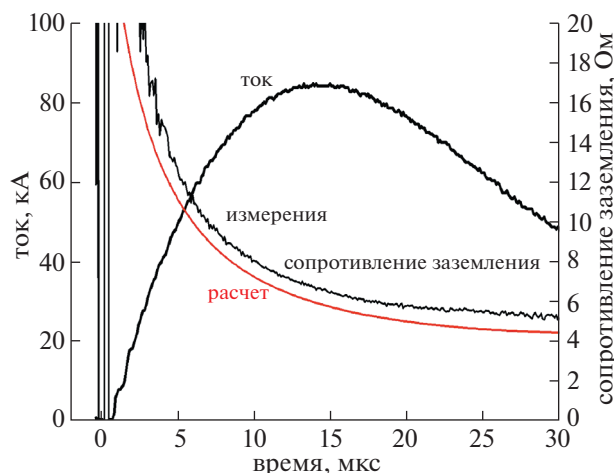


Рис. 4. Сопоставление результатов численного моделирования с измерениями сопротивления заземления в полевых условиях при удельном сопротивлении грунта $100 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ и импульсном токе амплитудой 84 кА .

собно перекрыть по воздуху изоляцию класса 110 и 220 кВ, а при очень больших токах молнии и изоляцию ВЛ 330 кВ. Речь таким образом идет об изоляционных воздушных промежутках длиной 1–3 м. На территории Европы примерно 90% молний несут отрицательный заряд. Длительность их импульсного тока лежит в пределах до 100 мкс при длительности фронта импульса 1–10 мкс [20]. При таких временных параметрах время перекрытия изоляционных промежутков не превышает 20–30 мкс, а при воздействии молний с большим током оно сокращается до единиц микросекунд. Именно этот временной диапазон представляет практическую значимость для анализа динамики изменения входного сопротивления сосредоточенных заземляющих устройств опор ВЛ, не обладающих сколько-нибудь весомой индуктивностью.

Расчетные результаты $R_g(t)$ на рис. 5 и 6 получены для импульсов тока с временными параметрами 5.5/75 мкс, которые согласно [20] соответствуют 50%-м значениям первого компонента отрицательной молнии. Принято, что молния ударяет в молниеприемник с сосредоточенным заземлителем, рекомендованным в [26]; его стационарное сопротивление заземления может быть приближенно оценено как $R_0 = 0.1 \rho$ [Ом]. Данные на рис. 5 соответствуют типичным грунтам на территории России с $\rho = 300 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, а на рис. 6 грунтам низкой проводимости с $\rho = 1500 \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

Можно видеть, что кратность снижения сопротивления заземления в обследованном временном диапазоне практически не зависит от удельного сопротивления грунта. Она нарастает с

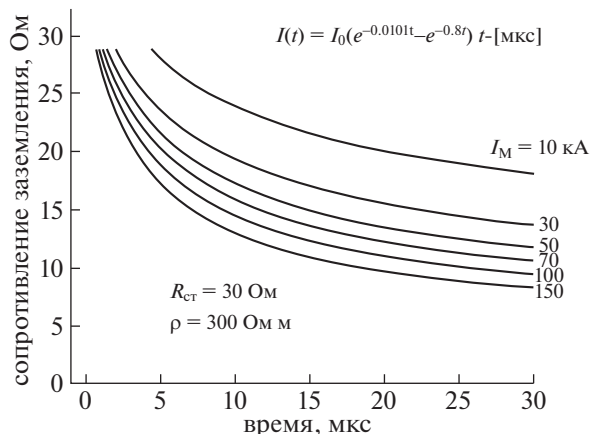


Рис. 5. Динамика изменения во времени входного сопротивления заземляющего электрода в грунте с удельным сопротивлением $300 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ при токе с временными параметрами 5.5/75 мкс различной амплитуды.

течением времени по мере постепенного роста плазменных каналов и увеличения амплитуды тока молнии, ускоряющего их рост.

Можно убедиться, что последствия развития ионизационных процессов в грунте не слишком значительны. Так для средней по силе молнии с током 30 кА при времени воздействия $t = 5 \text{ мкс}$ сопротивление заземления снижается всего на 20%, при $t = 10 \text{ мкс}$ – снижение близко к 35%, а при $t = 30 \text{ мкс}$ величина $R_g(t)$ падает по сравнению с R_0 приблизительно в 2 раза. Принципиально важно, что величина тока молнии усиливает эффективность ионизационных процессов не в очень сильной степени. Так, при токе амплиту-

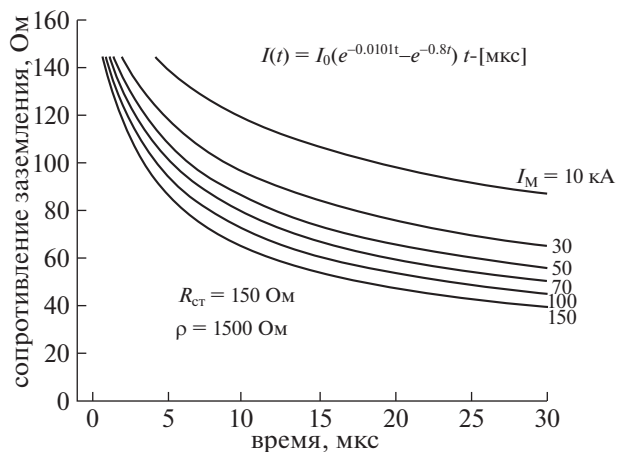


Рис. 6. Динамика изменения во времени входного сопротивления заземляющего электрода в грунте с удельным сопротивлением $1500 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ при токе с временными параметрами 5.5/75 мкс различной амплитуды.

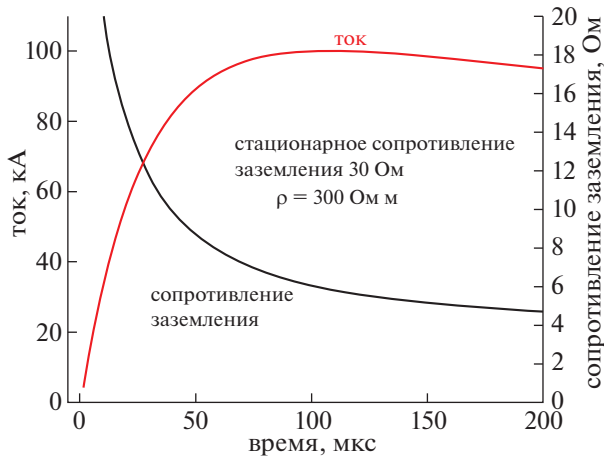


Рис. 7. Динамика изменения во времени входного сопротивления заземляющего электрода при воздействии положительной молнии с “аномальным” током 100/1000 мкс.

дой 150 кА, (вероятность превышения близка к 1%) кратность снижения сопротивления заземления увеличивает приведенную выше всего в 1.5 раза.

В полной мере эффект ионизации грунта проявляется при растекании импульсного тока положительных молний с так называемым “аномальным” током длительностью до 1000 мкс с фронтом около 100 мкс. Результаты компьютерного моделирования на рис. 7 демонстрируют динамику изменения входного сопротивления заземлителя в грунте с удельным сопротивлением 300 Ом при таком токе амплитудой 100 кА. Здесь в момент времени 100 мкс, соответствующий максимуму тока, сопротивление заземления снизилось в 5 раз по сравнению со своим стационарным значением. За счет столь резкого снижения резистивная составляющая напряжения сильно деформируется (рис. 8). Ее фронт укорачивается едва ли не до 20 мкс, а длительность импульса (по уровню 0.5) составляет всего 220 мкс. Есть основания считать, что при такой деформации импульса напряжения и очень существенном снижении его амплитуды положительной молнии с аномально длинным импульсом тока не ведут к перекрытиям изоляции ВЛ высокого напряжения при грозовых воздействиях.

В заключение следует обратить внимание на весьма слабую зависимость результатов компьютерного моделирования от величины продольного электрического поля в канале скользящего разряда. Достаточно отметить, что увеличение этого параметра в 2.5 раза при моделировании динамики изменения входного сопротивления заземлителя со стационарным значением 30 Ом в грунте с $\rho = 300 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ привело к росту входного

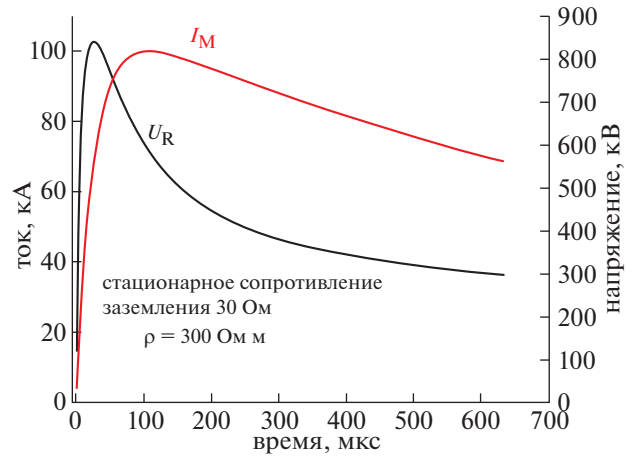


Рис. 8. Расчетный импульс резистивной составляющей напряжения на заземляющем электроде в условиях, аналогичных указанным на рис. 7.

сопротивления в обследованном временном диапазоне 5–30 мкс не более, чем на 10%. Тем самым в известной мере оправдывается упрощенная расчетная модель процесса, исключая учет индуктивности формирующегося плазменного канала.

ВЫВОДЫ

1. Основной причиной снижения входного сопротивления сосредоточенных заземляющих устройств при растекании больших импульсных токов является формирование от точки ввода скользящих искровых каналов вдоль поверхности грунта в атмосферном воздухе.
2. Среднее продольное электрическое поле в грунте, оцененное в различных источниках в 100–300 кВ/м, не имеет сколько-нибудь значимого отношения к характеристике ионизационных процессов, изменяющих сопротивление заземления.
3. Энергия для разогрева формирующихся скользящих каналов поставляется током утечки через поверхность их контакта с грунтом без старта стримеров от головки канала.
4. В процентном отношении кратность снижения входного сопротивления заземляющего устройства практически не зависит от удельного сопротивления грунта и определяется только амплитудой и временными параметрами тока молнии.
5. Минимальное значение входного сопротивления не совпадает по времени с амплитудой тока в заземляющем устройстве; эффект снижения продолжается и на спаде токового импульса по мере дальнейшего роста скользящих плазменных каналов.

6. Зависимость минимального значения входного сопротивления от величины тока молнии характеризуется существенной нелинейностью, которая ограничивает эффект при воздействии экстремально мощных молний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001.
2. *Sunde E.* Earth conduction effects in transmission systems. Toronto: D Van Nostrand Company, 1949.
3. *Рябкова Е.Я.* Заземление в установках высокого напряжения. М.: Энергия. 1978.
4. *Анненков В.З.* // Электричество. 1993. № 12. С. 15.
5. *Вайнер А.Л., Потужный А.К., Фертик С.М.* // Электрические станции. 1941. № 3. С. 15.
6. *Вайнер А.Л., Потужный А.К., Фертик С.М.* // Электричество. 1947. № 2. С. 40.
7. *Шишигин С.Л., Шишигин Д.С., Смирнов И.Н.* // VII Российская конф. по молниезащите. СПб., 10–13 мая 2022.
8. *Sekioka S., Lorentzou M., Philippakou M., Prousalidis J.* // IEEE Transac. On Power Delivery. 2006. V. 21. P. 194.
9. *Wen X., Feng Z., Lu H., Tong X., Lan L., Chen W., Tan B.* // IET Sci. Measurements Tech. 2016. V. 10. P. 228.
10. *Vasilyak L.M., Pecherkin V.Ya., Vetchinin S.P., Panov V.A., Son E.E., Efimov B.V., Danilin A.N., Kolobov V.V., Selivanov V.N., Ivonin V.V.* // J Phys D: Appl Phys. 2015. V. 48. P. 285201.
11. *Василяк Л.М., Ветчинин С.М., Панов В.Н., Печеркин В.Я., Сон Э.Е.* // ТВТ. 2014. Т. 52. С. 825.
12. *Lee B.H., Park G.H., Kim H.G., Lee K.S.* // J. Electr. Eng. Technol. 2009. V. 4 (1). P. 98.
13. *Androvitsaneas V.P., Gonos I.F., Stathopoulos I.A.* // Electric Power Systems Res. 2016. V. 139. P. 109.
14. *Смирнов В.П., Фортвов В.Е., Быков Ю.А. Ермолаев В.А., Сон Э.Е., Базелян Э.М., Скобарихин Ю.В., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Шишлов А.О., Грибов А.Н., Григорьянц В.К., Горюшин Ю.А.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 172.
15. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. Долгопродный: Изд-во МФТИ, 1997.
16. *Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207.
17. *Базелян Э.М., Александров Н.Л.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 639.
18. *Базелян Э.М., Хлапов А.В., Шкилев А.В.* // Электричество. 1992. № 9. С. 19.
19. *Базелян Э.М.* // Электричество. 1991. № 11. С. 27.
20. *Lightning Parameters for Engineering Applications.* 2013. CIGRE. Rep. 549 Working Group C4.407.
21. *Vilkov Yu., Zolotov V., Kravchenko A., Selemir V., Terkhin V., Yuryzhev A.* // IEEE 34th Intern. Conf. on Plasma Sci. 2007.
22. *Вилков Ю.В., Кравченко А.С., Саиткулов М.М., Седемир В.Д., Терехин В.А., Тютяев А.А.* // ПТЭ. 2007. № 3. С. 64.
23. *Андреев М.Г., Базелян Э.М., Булатов М.У., Кужекин И.П., Макальский Л.М., Сухаревский Д.И., Сысоев В.С.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 663.
24. *Базелян Э.М., Сысоев В.С., Андреев М.Г.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 763.
25. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
26. *Инструкция по устройству молниезащиты зданий и сооружений РД.34.21.122-87* // Инструктивные указания по проектированию электротехнических промышленных установок. М.: Энергоатомиздат, 1988. С. 10.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 541.183.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ОКСИДА АЗОТА В ИМПУЛЬСНО-
ПЕРИОДИЧЕСКОМ ДИФFUЗНОМ РАЗРЯДЕ В ПОТОКЕ ВОЗДУХА

© 2022 г. Н. Ю. Бабаева^а, С. Н. Буранов^б, Г. В. Найдис^а, Г. Б. Рагимханов^{с, *}, В. Д. Селемир^б,
Д. В. Терешонок^а, А. А. Тренькин^б, З. Р. Халикова^с, А. С. Ширшин^б

^а Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

^б Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики, Саров, Россия

^с Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

*e-mail: gb-r@mail.ru

Поступила в редакцию 15.06.2022 г.

После доработки 26.06.2022 г.

Принята к публикации 06.07.2022 г.

Представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований импульсно-периодического микросекундного диффузного разряда, возбуждаемого в потоке воздуха атмосферного давления в резко неоднородном промежутке. Показано, что в таком разряде обеспечивается эффективный синтез оксида азота. Разработана модель наработки окислов азота в поздней стадии разряда, учитывающая основные плазмохимические реакции и газодинамику. Моделирование показало совокупное влияние плазмохимических и газодинамических процессов на пространственно-временные характеристики разряда, обуславливающие, в том числе, генерацию оксида азота. Определены значения основных параметров разряда и показано удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

Ключевые слова: газовый разряд, оксид азота, расчетное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292122600686

ВВЕДЕНИЕ

Высоковольтные газовые разряды находят разнообразные практические применения, одним из которых является плазмохимическая наработка действующих веществ для медицинских целей. При лечении ряда заболеваний эффективным методом является ингаляционная терапия оксидом азота (NO-терапия) [1, 2]. До настоящего времени NO синтезировали на стационарных установках, а к месту проведения лечебных процедур доставляли в баллонах. Однако при таком способе его производства доступность NO-терапии существенно ограничивается ввиду малого срока хранения, специфики регламента безопасного обращения с сосудами высокого давления, высокой стоимости NO и логистических проблем. В этой связи возникла потребность в аппаратном обеспечении NO-терапии, реализующем генерацию оксида азота из воздуха непосредственно на месте проведения лечения. Наиболее подходящей в технико-экономическом отношении является газоразрядная технология [2].

Вместе с тем, при использовании газовых разрядов возникает ряд негативных факторов, таких как наработка NO₂, озона, появление мелких

твердых частиц (как правило, в результате эрозии и распыления материала электродов), что обуславливает поиск оптимальных условий для эффективного получения требуемых концентраций оксида азота, обеспечивающих возможность его использования для NO-терапии [2].

Разработка генераторов NO для ингаляционной терапии осуществляется с использованием различных типов разрядов, в их числе дуговые и искровые, несамостоятельные объемные разряды, инициируемые или поддерживаемые сильноточными пучками релятивистских электронов, СВЧ-разряды в магнитном поле и др. [2–10]. Однако каждому из указанных подходов присущи определенные недостатки, такие как нежелательные побочные продукты, необходимость охлаждения газа, сложность технической реализации и т. д., что ограничивает возможность реализации на их основе востребованного серийного аппарата [2–10].

В [11] был экспериментально исследован импульсно-периодический высоковольтный диффузный разряд атмосферного давления, обеспечивающий синтез NO в неравновесной низкотемпературной плазме. Разряд реализован в

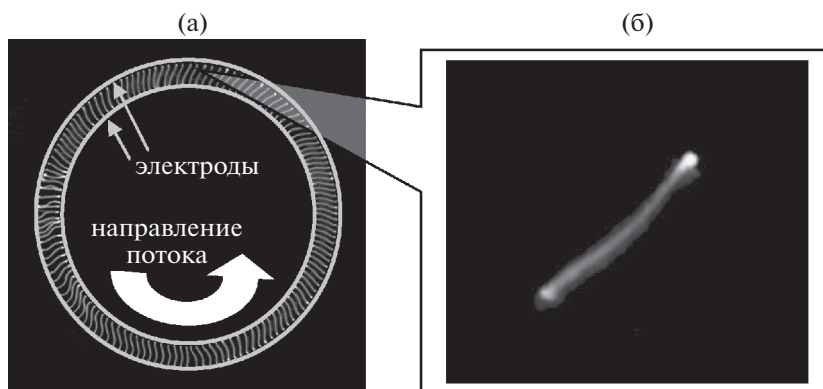


Рис. 1. Интегральная фотография массива разрядных каналов в межэлектродном промежутке при $f = 1.56$ кГц (а) и увеличенное изображение отдельного канала (б).

потоке воздуха в промежутке острие—плоскость при подаче на него импульсов напряжения микросекундной длительности. Показано, что озон в газовой смеси на выходе разрядной камеры не обнаружен, соотношение концентраций NO_2 к NO составляет 15% и менее, а температура выходного газа близка к комнатной. На основе такого разряда разработан первый в мире медицинский аппарат для ингаляционной терапии оксидом азота АИТ-NO-01 [12] серийный выпуск которого организован в Госкорпорации “Росатом”.

Вместе с тем, для более полного понимания протекающих в указанном разряде процессов, обеспечивающих эффективную наработку оксида азота, и минимизации возможных негативных факторов при использовании его в ингаляционной NO-терапии целесообразно провести моделирование разряда. Разработка и развитие такой модели в дальнейшем может поспособствовать оптимизации подобных устройств, а также созданию газоразрядных аппаратов для других методов лечения с применением оксида азота.

В настоящей работе представлены результаты разработки расчетной модели, посредством которой проведено исследование процессов в высоковольтном диффузном разряде в воздухе атмосферного давления и приведено сравнение расчетных и экспериментальных данных.

1. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Подробно экспериментальные исследования разряда описаны в [11]. Разряд возбуждался в воздухе атмосферного давления при комнатной температуре в промежутке с резко неоднородной геометрией электрического поля.

Разрядный промежуток обладал кольцевой конфигурацией и был образован отрезком трубы внутренним диаметром 60 мм из дюралюминия и коаксиально расположенным диском диаметром

52 мм из нержавеющей стали. Толщина диска 3 мм, угол заострения 30° , радиус заострения 0.1 мм. Межэлектродное расстояние составляло 4 мм. Боковые фланцы камеры изготовлены из оргстекла. Посредством ввода и вывода воздуха через отверстия разрядной камеры обеспечивалось прохождение потока воздуха с расходом 1 л/мин [11]. Источник питания формировал на электродах квазисинусоидальные импульсы длительностью 7 мкс. Частота следования импульсов — от однократных до $f = 10.5$ кГц.

В процессе разряда каналы формируются последовательно в направлении прохождения газа на примерно равном расстоянии друг относительно друга, постепенно перемещаясь по всему кольцевому промежутку (рис. 1). Каждый канал представляет собой столб диффузного свечения диаметром 0.3–0.4 мм (на основании фотографий разряда внутри каналов не удалось разглядеть отдельные плазменные нити).

Первый пробой задает начальное положение, а поток газа обеспечивает последовательно перемещение пробоев по промежутку на расстояние, определяемое частотой высоковольтных импульсов и скоростью потока.

Эффект последовательного, в такт с частотой высоковольтных импульсов, перемещения пробоя по длине промежутка может быть вызван смещением продуктов синтеза разряда в направлении газового потока. Однако данное предположение является предварительным, а сам эффект подлежит дальнейшему изучению.

Установлено, что разряд имеет две выраженные фазы: быструю и квазистационарную (рис. 2). Быстрая начинается с пробоя промежутка при напряжении $U_1 = 3.2\text{--}3.4$ кВ на переднем фронте импульса через, примерно 1.2 мкс после начала. В этой фазе импульс тока разряда представляет собой пик амплитудой $I_1 = 2.7\text{--}2.8$ А и длительностью 200–300 нс. После спада напря-

жения за время ≤ 50 нс практически до нуля наступает квазистационарная фаза: напряжение возрастает до $U_2 = 0.3\text{--}0.5$ кВ, длительность этой фазы, с током $I_2 = 0.2\text{--}0.3$ А, составляет 5–6 мкс.

Судя по однородности свечения столба (за исключением приэлектродных областей), распределение энерговыделения по длине канала можно считать однородным.

В разряде обеспечивается эффективный синтез оксида азота, его концентрация зависит от частоты, причем до $f = 6.5$ кГц она близка к линейной [11].

На рис. 2с представлена вычисленная из осциллограмм зависимость интегрального энерговыклада в разряд от времени. Видно, что энерговыклад во второй (квазистационарной) фазе более чем в два раза превосходит энерговыклад в первой фазе.

В этой связи в настоящей работе будем рассматривать только вторую фазу. Кроме того, моделирование будем проводить для режима, в котором концентрация NO растет линейно с частотой, что соответствует предположению о независимой наработке NO в каждом импульсе.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуется генерация NO в плазменном канале в воздухе при атмосферном давлении. Плазменная область представляет собой цилиндрический канал диаметром $d = 0.4$ мм и высотой $L = 4$ мм. На основании осциллограмм для определенности полагаем, что во второй фазе разряда импульс длится $\tau = 5$ мкс с постоянными значениями напряжения и тока на уровне $U = 400$ В и $I = 0.3$ А соответственно (если не сказано иное), что дает для напряженности поля оценку $E = U/L = 10^5$ В/м.

Моделирование проводится на основе подхода, когда разряд рассматривается как источник энерговыделения, параметры которого берутся в соответствии с данными эксперимента. Аналогичный подход был использован для расчета наработки окислов азота в микроволновом разряде [13].

Радиальные распределения параметров плазмы в зависимости от времени вычисляются в области радиусом $R_0 = 10$ см, на сетке с 2000 расчетными ячейками, сгущающейся вблизи центра разрядного промежутка. Минимальный размер ячейки составляет 2.5 мкм. Достаточно большая расчетная область дает возможность с одной стороны исключить отражение от внешней границы, а с другой – рассмотреть динамику газодинамического возмущения на временах существенно больших, чем время действия импульса.

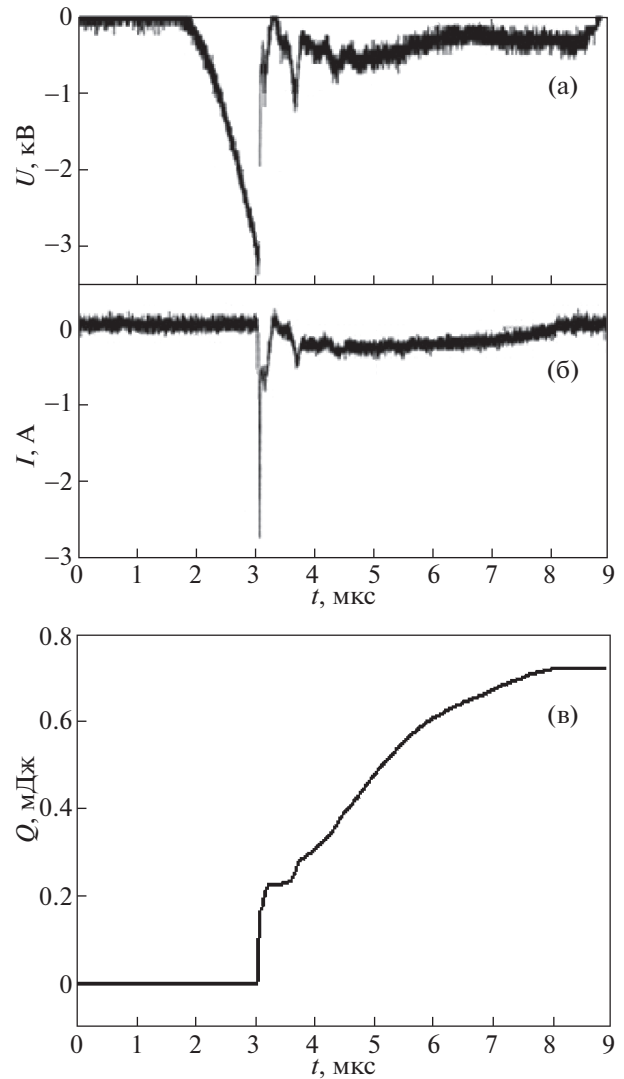


Рис. 2. Осциллограммы напряжения U (а) тока I (б), а также зависимость интегрального энерговыклада в канал разряда Q (с) от времени.

Удельное энерговыделение W в зависимости от радиуса r представлено в виде распределения Гаусса $W = W_0 \exp(-r^2/r_0^2)$, где r_0 – варьируемый параметр, за базовое значение которого принято 100 мкм [14]. Далее в расчетах выбор радиуса уточняется из условия, чтобы полученный ток примерно соответствовал измеренным значениям. Значение W_0 определяется из соотношения $\int_0^L \left(\int_0^\infty W 2\pi r dr \right) dx = IU$, что дает $W_0 = IU / (\pi r_0^2 L)$.

2.1. Кинетическая схема

С целью выявления основных плазмохимических процессов при температурах до $T_g = 7000$ К рассматривалась схема реакций с участием N_2 ,

O₂, N, O, NO, NO₂, NO⁺, и электронов *e*. Температуры всех тяжелых частиц приняты одинаковыми, плазма квазинейтральна. Константы реакций представлены в табл. 1 [14–18].

Константы скорости обратных реакций (4–7, 10, 14) рассчитывались с помощью принципа детального равновесия с константами равновесия из [14].

Предложенная кинетическая схема тестировалась посредством сравнения нестационарной кинетической задачи в нульмерном приближении с равновесными значениями, полученными с помощью программы CHEMKIN для атмосферного давления в диапазоне температур от 2000 до 7000 К.

Отметим, что на рассматриваемой стадии развития искрового канала отрыв температуры электронов от температуры тяжелых частиц слабо влияет на концентрации нарабатываемых в плазме частиц, и поэтому в используемой кинетической модели предполагалась изотермичность плазмы.

2.2. Газодинамика и уравнения для концентраций частиц. Начальные и граничные условия

Для описания газодинамики используется система уравнений в одномерной осесимметричной постановке

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u^2)}{\partial r} &= -\frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{\partial E_0}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial[r(E_0 + p)u]}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + W, \end{aligned} \tag{1}$$

где ρ , p , T_g , u – плотность, давление, температура и скорость газа, $E_0 = \rho u^2/2 + \rho \epsilon$ – полная энергия, $\epsilon = p/[\rho(\gamma - 1)]$ – удельная внутренняя энергия, $\lambda(T_g)$, $\gamma(T_g)$ – теплопроводность и постоянная адиабаты воздуха, как функции температуры при постоянном давлении $p = 1$ атм [19]. Система уравнений (1) замыкается уравнением идеального газа $p = \rho RT_g/\mu$, где $\mu = 0.029$ кг/моль – молярная масса (полагается постоянной в течение всего расчета), R – газовая постоянная.

Граничные условия для системы уравнений (1) выбирались, исходя из симметрии задачи в центре и отсутствия потоков на внешней границе $r = R_0$,

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=R_0} &= 0, \quad \left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0, \\ u|_{r=0} &= u|_{r=R_0} = 0. \end{aligned} \tag{2}$$

Система уравнений (1) дополняется уравнением для каждой компоненты в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(nu - D \frac{\partial n}{\partial r} \right) \right] = S_n, \tag{3}$$

где n – концентрация соответствующей компоненты, D – коэффициент диффузии, S_n – источник член, определяющийся в соответствии с набором реакций, приведенных в табл. 1.

Граничные условия отвечают отсутствию конвективно-диффузионного потока

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0. \tag{4}$$

Коэффициенты диффузии D для всех нейтральных частиц принимались равными коэффициенту самодиффузии азота $D = 0.21 \times 10^{-4} (T_g/T_0)^{1.7} (p_0/p) \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ [20], где $T_0 = 300$ К, $p_0 = 1$ атм. Для заряженных частиц рассматривалась амбиполярная диффузия с коэффициентом $D = 2\mu_p k_B T_e / e$, где величина подвижности ионов $\mu_p = 7.5 \times 10^{21} / n_0 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [21] отвечает иону NO⁺ (здесь n_0 – суммарная плотность частиц), k_B – постоянная Больцмана, e – заряд электрона. Температура электронов принималась равной температуре газа.

В начальный момент времени концентрации молекулярного азота и кислорода задаются как $N_2 = 0.79 p_0 / (k_B T_0)$, $O_2 = 0.21 p_0 / (k_B T_0)$. Концентрации остальных частиц принимались равными 10^6 м^{-3} . Данное значение выбрано из таких соображений, чтобы, с одной стороны, интеграл от концентрации NO по объему расчетной области не зависел от начальной концентрации, а с другой – выбор слишком малого начального значения уменьшает шаг по времени в соответствии с (13).

Метод решения, сформулированный на основании работ [22–25], представлен в Приложении 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлены профили плотности и скорости газа в момент окончания действия импульса (5 мкс) для $r_0 = 100$ мкм, дающие представления о характерном масштабе данных величин.

Минимальное значение плотности газа достигается на оси разряда и оказывается на порядок величины меньше по сравнению с плотностью невозмущенного газа. Максимальное значение скорости не превосходит 30 м/с, что говорит о существенно дозвуковом режиме газодинамических процессов.

На рис. 4 представлены профили температуры газа в разные моменты времени. Максимальная

Таблица 1. Реакции. Температура газа T_g и электронов T_e в К

Номер	Реакция	Константа скорости, м ³ /с, м ⁶ /с	Источник
1	$O_2 + M \rightarrow O + O + M$	$1.2 \times 10^{-14} T_g^{0.3} \left(1 - \exp\left(-\frac{2238}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{59380}{T_g}\right), M=N, O$ $3.3 \times 10^{-15} T_g^{0.3} \left(1 - \exp\left(-\frac{2238}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{59380}{T_g}\right), M=N_2, O_2, NO$	[15]
2	$N_2 + M \rightarrow N + N + M$	$2.3 \times 10^{-11} T_g^{-0.62} \left(1 - \exp\left(-\frac{3354}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{113200}{T_g}\right), M=N, O$ $1.1 \times 10^{-11} T_g^{-0.62} \left(1 - \exp\left(-\frac{3354}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{113200}{T_g}\right), M=N_2, O_2, NO$	[15]
3	$NO + M \rightarrow N + O + M$	$2.5 \times 10^{-13} T_g^{-0.37} \left(1 - \exp\left(-\frac{2700}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{75500}{T_g}\right), M=N_2, O_2$ $5.0 \times 10^{-12} T_g^{-0.37} \left(1 - \exp\left(-\frac{2700}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{75500}{T_g}\right), M=N, O, NO$	[15]
4	$O + O + M \rightarrow O_2 + M$	K_1/B_{O_2}	—
5	$N + N + M \rightarrow N_2 + M$	K_2/B_{N_2}	—
6	$N + O + M \rightarrow NO + M$	K_3/B_{NO}	—
7	$O + N_2 \rightarrow NO + N$	$K_9 B_{N_2}/B_{NO}$	—
8	$N + O_2 \rightarrow NO + O$	$1.0 \times 10^{-20} T_g \exp\left(-\frac{3130}{T_g}\right)$	[14]
9	$NO + N \rightarrow O + N_2$	$1.0 \times 10^{-18} T_g^{1/2}$	[14]
10	$NO + O \rightarrow N + O_2$	$K_8 B_{NO}/B_{O_2}$	—
11	$N + O \rightarrow NO^+ + e$	$1.5 \times 10^{-21} T_g \exp\left(-\frac{31900}{T_g}\right)$	[16]
12	$NO^+ + e \rightarrow N + O$	$K_{12} (T_g/T_e)^{1/2} B_{NO}/G_{NO}$ $T_e = T_g$	—
13	$N + NO_2 \rightarrow N_2 + O_2$	7.0×10^{-19}	[17]
14	$N + NO_2 \rightarrow N_2 + O + O$	9.1×10^{-19}	[17]
15	$N + NO_2 \rightarrow NO + NO$	2.3×10^{-18}	[17]
16	$O + NO_2 \rightarrow NO + O_2$	$1.13 \times 10^{-17} \left(\frac{T_g}{1000}\right)^{0.18}$	[17]
17	$O + NO + M \rightarrow NO_2 + M$	$k = \frac{k_0 k_\infty [n_0]}{k_0 [n_0] + k_\infty} F$ $k_0 = 9.2 \times 10^{-40} T_g^{-1.6}, k_\infty = 4.9 \times 10^{-16} T_g^{-0.4}$ $F = 0.8, n_0 = \frac{p}{k T_g}$ $\frac{d}{dt} NO_2 = k \times O \times NO$	[18]

Таблица 1. Окончание

Номер	Реакция	Константа скорости, м ³ /с, м ⁶ /с	Источник
	Константы равновесия	$B_{O_2} = \frac{[O][O]}{[O_2]} = 4.2 \times 10^{29} T_g^{1/2} \left(1 - \exp\left(-\frac{2238}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{59380}{T_g}\right)$ $B_{N_2} = \frac{[N][N]}{[N_2]} = 3.3 \times 10^{31} T_g^{1/2} \left(1 - \exp\left(-\frac{3354}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{113200}{T_g}\right)$ $B_{NO} = \frac{[N][O]}{[NO]} = 8.5 \times 10^{28} T_g^{1/2} \left(1 - \exp\left(-\frac{2700}{T_g}\right) \right) \exp\left(-\frac{75500}{T_g}\right)$ $G_{NO} = \frac{[NO^+][e]}{[NO]} = 8.0 \times 10^{20} T_g^{3/2} \exp\left(-\frac{107300}{T_g}\right)$	[14]

величина монотонно растет в течение всего импульса и достигает значения около 7000 К к моменту окончания импульса 5 мкс.

Затем происходит “расползание” профиля как в результате газодинамических процессов, так и вследствие теплопроводности, с одновременным уменьшением максимального значения в центре разрядного промежутка (рис. 5), и к моменту времени 100 мкс температура падает ниже 2000 К.

Сравнение динамики температуры на оси разряда при разных значениях параметра r_0 показывает, что уменьшение r_0 ведет к более быстрому нагреву, но максимальные значения отличаются между собой незначительно, по крайней мере, в диапазоне $r_0 = 80–110$ мкм (рис. 5). Характер уменьшения температуры во времени после импульса не зависит от r_0 . Соответственно, константы скорости наработки различных радикалов, определяемые в локальном приближении только температурой газа, после прекращения импульса не зависят от r_0 .

Пространственный масштаб горячей области (канала) к моменту прекращения действия импульса достигает значения $r = 200–300$ мкм (рис. 3), что хорошо согласуется с результатами экспериментов, и дает время выравнивания давления внутри разрядного канала $\tau_p \ll 5$ мкс ($\tau_p \sim r/c$, где скорость звука $c \sim T_g^{1/2}$). Тем самым оправдано приближение для определения теплопроводности и постоянной адиабаты как функции только температуры при атмосферном давлении.

На рис. 6 представлена зависимость концентрации оксида азота от радиуса в разные моменты времени. Поведение концентрации NO является немонотонным как во времени, так и в пространстве. Максимальное значение на уровне $2.0 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ достигается к 8 мкс в центре разрядного промежутка, что свидетельствует о наработке NO после прекращения действия разряда.

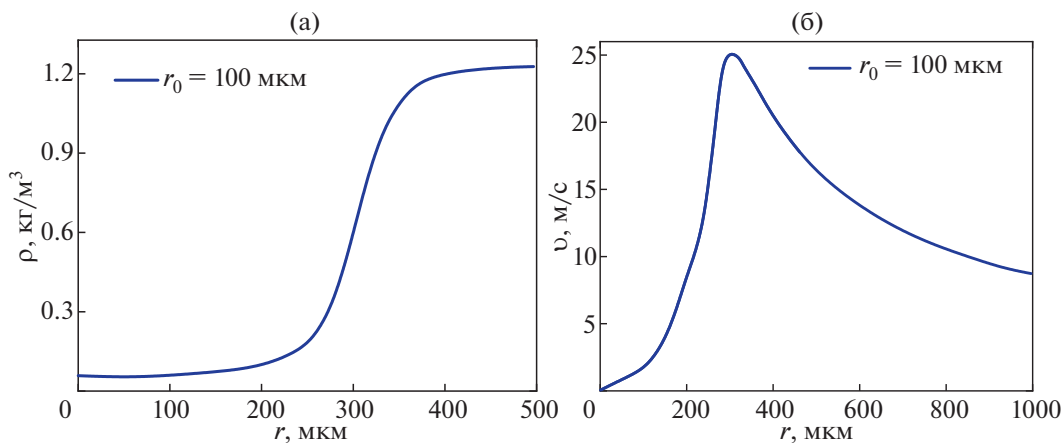


Рис. 3. Радиальное распределение плотности (а) и скорости газа (б) в момент окончания действия импульса (5 мкс), $r_0 = 100$ мкм.

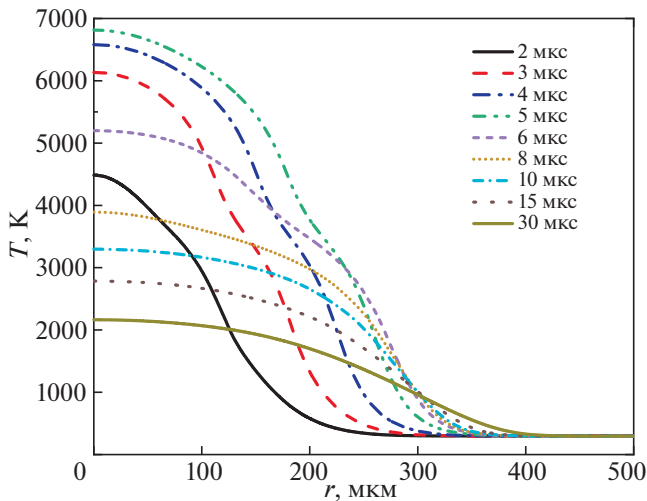


Рис. 4. Радиальные профили температуры газа в разные моменты времени.

В диапазоне времени 5–6 мкс наблюдается ярко выраженный максимум на отдалении от центра разряда, что, по всей видимости, обусловлено газодинамическим расширением с последующим резким уменьшением плотности частиц, необходимых для наработки NO. Затем максимум снова смещается в центр вследствие того, что после прекращения энерговыделения расширение газа резко замедляется, конвективный вынос продуктов реакции из канала уменьшается, а наработка NO продолжает идти благодаря достаточно высокой температуре.

Стоит отметить, что максимум NO в центре разрядного промежутка соответствует моменту времени 8 мкс (рис. 6б) и достигается в области температур $T_g = 3500\text{--}4000$ К (рис. 4).

Немонотонное поведение концентрации окиси азота во времени в центре разряда также четко прослеживается на рис. 7.

Видно, что по мере остывания канала значение концентрации NO выходит на стационар и приближается к величине $8.0 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$, которая не более чем в 3 раза меньше максимального значения, соответствующего моменту 8 мкс. С учетом остывания канала устанавливается некоторое значение концентрации NO, определяемое гибелью и наработкой в течение времени, когда температура достаточно для плазмохимических реакций. После того, как температура газа упала настолько, что реакции больше не идут, концентрация NO может меняться только в результате процессов газодинамики и диффузии.

Следует отметить, что в работе [9] также были получены немонотонные радиальные профили концентрации NO, где авторы объясняли такое поведение немонотонной зависимостью равновесной концентрации окислов азота от температуры газа.

На рис. 8 для разных значений параметра r_0 представлено в зависимости от времени полное наработанное в канале число молекул NO, определяемое как интеграл от концентрации n_{NO} по всей расчетной области $[\text{NO}] = 2\pi L \int_0^R n_{NO} r dr$. Данный параметр растет монотонно, в отличие от концентрации NO, и выходит на стационар к моменту $\tau_{st} = 8$ мкс, достигая при $r_0 = 100$ мкм величины 8.0×10^{13} . Уменьшение параметра r_0 от 110 до 80 мкм ведет к незначительному росту полного числа молекул NO.

При используемом в эксперименте расходе газа 1 л/мин, соответствующем $16 \text{ см}^3/\text{с}$, расход воздуха при атмосферном давлении и комнатной

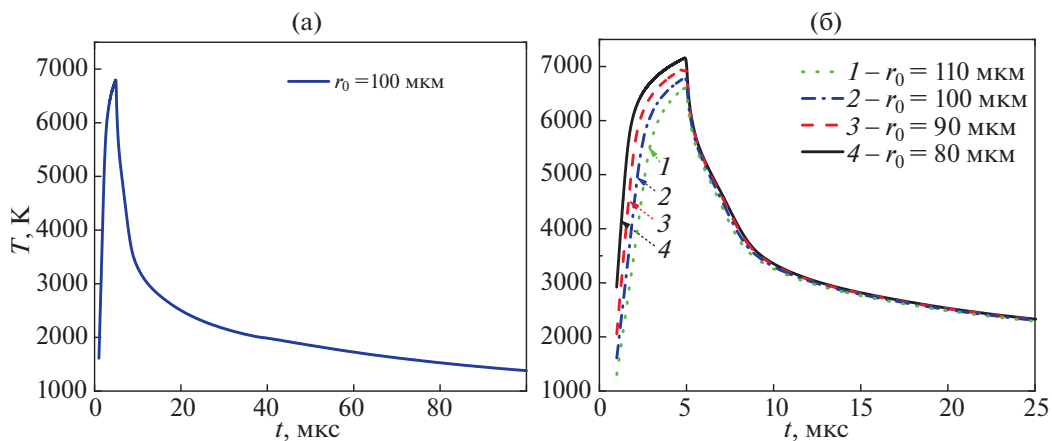


Рис. 5. Температура газа на оси канала в зависимости от времени для $r_0 = 100$ мкм (а), $1 - r_0 = 110$, $2 - 100$, $3 - 90$, $4 - 80$ мкм (б).

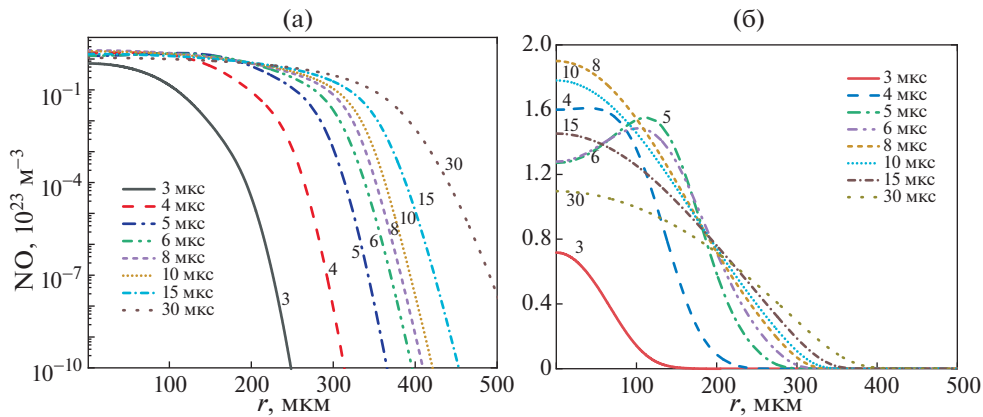


Рис. 6. Радиальные профили концентрации NO в разные моменты времени: логарифмический масштаб (а) и линейный масштаб (б).

температуре составляет $2.5 \times 10^{19} \times 16 = 4 \times 10^{20}$ частиц в секунду. Измеренное значение концентрации NO растет примерно пропорционально частоте импульсов f [11], тем самым наработка в импульсе почти не зависит от частоты.

Так, при $f = 10^4$ Гц молярная доля NO на выходе из разряда составляет 10^{-3} , что соответствует наработке 4×10^{17} молекул NO в секунду или 4×10^{13} частиц за импульс. Данное значение отличается от расчетной величины примерно вдвое, что, учитывая относительную простоту модели, можно считать удовлетворительным согласием.

Энергетическая цена генерации NO в соответствии с расчетами находится на уровне 50 эВ/моль (NO), что меньше, чем в других как расчетных [9, 26], так и экспериментальных [27, 28] работах с использованием барьерных и искровых разрядов. Однако данная величина превосхо-

дит значения, полученные при использовании СВЧ-разряда [29], который использовался при пониженных давлениях.

Баланс между концентрациями NO и NO₂ определяется главным образом реакциями 16 и 17 (табл. 1). Это дает следующее соотношение для концентраций $n_{\text{NO}_2}/n_{\text{NO}} = n_0 k_{17}/k_{16}$, где n_0 – полное число частиц. При комнатной температуре и атмосферном давлении данная оценка дает величину $n_{\text{NO}_2}/n_{\text{NO}} = 0.2$, удовлетворительно согласующуюся с измеренным значением [11].

В отличие от концентрации оксида азота, концентрация электронов n_e , начиная с 3 мкс, ведет себя монотонно как во времени, так и в пространстве. К моменту 5 мкс n_e достигает амплитудного значения $4.0 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ в центре разрядного про-

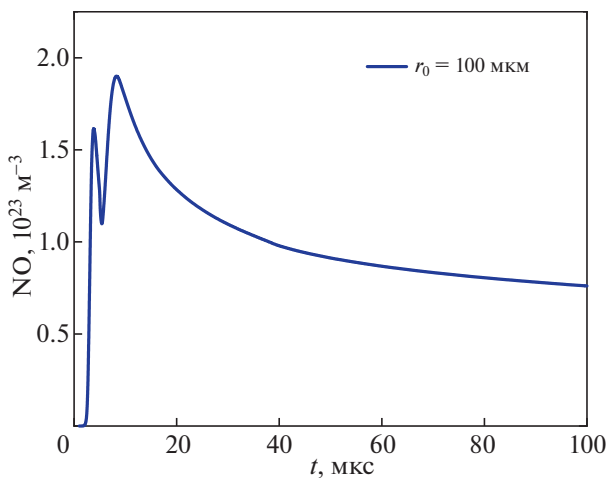


Рис. 7. Концентрация NO на оси канала в зависимости от времени для $r_0 = 100$ мкм.

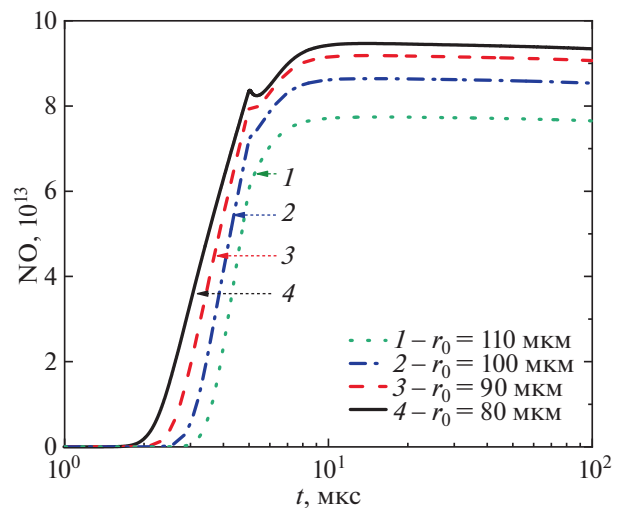


Рис. 8. Полное число молекул NO в зависимости от времени для 1 – $r_0 = 110$, 2 – 100, 3 – 90, 4 – 80 мкм.

межутка. После прекращения импульса профиль n_e становится более пологим по радиусу внутри канала и обладает крутым спадом на периферии. При этом с течением времени значение концентрации монотонно уменьшается в центральной области канала, а ее профиль уширяется по радиусу. Данный эффект обусловлен остыванием газа с последующей электрон-ионной рекомбинацией. Интегрирование по всей расчетной области к моменту времени 5 мкс дает для $r_0 = 100$ мкм величину тока $I = 2\pi e E \int_0^R \mu_e n_e r dr = 0.27$ А (здесь e – заряд электрона, $\mu_e(E/N)$ – подвижность электронов, рассчитанная с помощью BOLSIG+ [30]), которая достаточно близка к экспериментальному значению.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании экспериментальных данных по исследованию импульсно-периодического высоковольтного диффузного разряда, обеспечивающего синтез NO в потоке воздуха в промежутке острей–плоскость, сформулирована постановка задачи для расчетного моделирования такого разряда.

Предложена модель для расчета наработки окислов азота в микросекундном диффузном разряде в воздухе атмосферного давления, учитывающая основные плазмохимические реакции и газодинамику. В результате моделирования получены пространственно-временные распределения концентрации NO в разряде.

Показано, что поведение концентрации NO является немонотонным как во времени, так и в пространстве. Текущее значение максимума перемещается с оси разряда и обратно, а ее амплитудное значение на уровне 2.0×10^{23} м⁻³ достигается к 8 мкс, что свидетельствует о наработке NO и после прекращения действия разряда. Установлено, что такое поведение обусловлено совокупным влиянием плазмохимических и газодинамических процессов в разряде.

Общее число молекул NO монотонно растет в процессе разряда и выходит на стационар в течение нескольких микросекунд после прекращения энерговыделения.

Получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных как по наработке NO и соотношению концентраций NO и NO₂, так и по полному току разряда.

Предполагается последующее развитие модели, использование которой может способствовать оптимизации существующих и разработке перспективных устройств для генерации оксида азота.

Авторы благодарят Н.А. Попова за полезное обсуждение.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИСКРЕТИЗАЦИЯ

Пространственная дискретизация уравнений (1) и (3) проводилась методом конечных объемов HLLC (Harten–Lax–vanLeercontact) со вторым порядком точности [22]. Уравнения (1) и (3) можно записать в общем виде со значениями на границе расчетной ячейки между узлами i и $i + 1$, в которых определены искомые значения на временном шаге m :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F(Q)}{\partial r} = S_Q, \quad (5)$$

$$Q(r, 0) = \begin{cases} Q_L \equiv Q_i^m & \text{если } r < 0, \\ Q_R \equiv Q_{i+1}^m & \text{если } r > 0. \end{cases}$$

Значения потока на границе расчетной ячейки определяются следующим образом:

$$F_{i+\frac{1}{2}}^{HLLC} = \begin{cases} F_L & \text{если } 0 \leq S_L, \\ F_{*L} & \text{если } S_L \leq 0 \leq S_*, \\ F_{*R} & \text{если } S_* \leq 0 \leq S_R, \\ F_R & \text{если } 0 \geq S_R, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} F_{*L} &= F_L + S_L(Q_{*L} - Q_L), \\ F_{*R} &= F_R + S_R(Q_{*R} - Q_R), \end{aligned} \quad (7)$$

F_L, F_R – потоки в узлах i и $i + 1$ соответственно. Величины Q_{*K} , где $K = L, R$ для газодинамической системы уравнений (1) находятся как

$$Q_{*K} = \rho_K \left(\frac{S_K - u_K}{S_K - S_*} \right) \times \left[\frac{1}{S_*} + \left(\frac{E_K}{\rho_K} + (S_* - u_K) \left[S_* + \frac{p_K}{\rho_K (S_K - u_K)} \right] \right) \right], \quad (8)$$

где p_K, ρ_K, u_K, E_K – давление, плотность, скорость, полная энергия на соответствующей границе расчетной ячейки.

Для уравнений типа (3) Q_{*K} выглядит следующим образом:

$$Q_{*K} = n_K \left(\frac{S_K - u_K}{S_K - S_*} \right), \quad (9)$$

где n_K – концентрация компоненты плазмы на соответствующей границе ячейки.

Выражения для S_K и S_* определяются в соответствии с [22]

$$S_L = u_L - a_L q_L, \quad S_R = u_R - a_R q_R,$$

$$q_K = \begin{cases} 1 & \text{если } \bar{p}_* \leq p_K, \\ 1 + \frac{\gamma_K + 1}{2\gamma_K} \left(\frac{\bar{p}_*}{p_K} - 1 \right) & \text{если } \bar{p}_* > p_K, \end{cases} \quad (10)$$

$$a_K = \left(\frac{\gamma_K p_K}{\rho_K} \right)^{1/2},$$

$$S_* = \frac{p_R - p_L + \rho_L u_L (S_L - u_L) - \rho_R u_R (S_R - u_R)}{\rho_L (S_L - u_L) - \rho_R (S_R - u_R)}.$$

Давление \bar{p}_* аппроксимируем как [23]

$$p_s = \frac{1}{2}(p_L + p_R) - \frac{1}{8}(u_R - u_L)(a_R + a_L)(\rho_R + \rho_L), \quad (11)$$

$$\bar{p}_* = \max(0, p_s).$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

ИНТЕГРИРОВАНИЕ ПО ВРЕМЕНИ

Интегрирование по времени проводилось на основе явной схемы предиктор-корректор (правило трапеции) со вторым порядком точности. Если дифференциальное уравнение для частиц из (1) представить в виде $y'(t) = f(t, y)$, то его решение находится следующим образом:

$$\tilde{y} = y_n + \tau f(t_n, y_n),$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{\tau}{2} [f(t_n, y_n) + f(t_{n+1}, \tilde{y})]. \quad (12)$$

Для определения шага по времени τ использовалась комбинация характерных времен, подобно тому, как это делалось в [22, 24]

$$\tau = 0.9\tau_{CD},$$

$$\tau_{CD} = \min \left[\frac{1}{\frac{1}{\tau_C} + \frac{1}{\tau_D}}, 0.5\tau_C, 0.4\tau_S \right],$$

$$\tau_S = \frac{1}{\min \left[\delta, \frac{S_n}{n} \right]}, \quad \delta = 10^{-100}, \quad (13)$$

$$\tau_D = \frac{h^2}{2(a + \delta)}, \quad \tau_C = \frac{h}{\max(|u - c|, |u|, |u + c|)},$$

$$a = \max \left(\frac{\lambda(\gamma - 1)T}{p}, D \right), \quad c = \left(\frac{\gamma p}{\rho} \right)^{1/2},$$

где τ_s – время, определяемое для каждого сорта частиц как отношение концентрации n к источнику рождения и гибели этих частиц S_n в соответствии с (3). Если $S \geq 0$, тогда $\tau_s \rightarrow \infty$, и выражение для τ_{CD} в точности совпадает с тем, которое приведено в [25]. Использование малой величины δ дает возможность исключить деление на нуль. Введение τ_s обусловлено тем, чтобы не было отрицательных значений для концентрации частиц в результате плазмохимических реакций; τ_C, τ_D – максимально возможные значения времени для конвекции и диффузии в соответствии с критерием Куранта. Стоит отметить, что τ_C определяется только газодинамикой с учетом сжимаемости среды (c – скорость звука), так как отсутствует дрейф заряженных частиц, а τ_D определяется не только диффузией всех компонент, но и коэффициентом температуропроводности $\lambda(\gamma - 1)T/p$, исходя из уравнения для энергии (1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ванин А.Ф. // Вестн. Российской академии наук. 2000. № 4. С. 3.
2. Malik M.A. // Plasma Chem. Plasma Process. 2016. № 36. С. 737.
3. Yu B., Muenster S., Blaesi A.H., Bloch D.B., Zapol W.M. // Sci. Transl. Med. 2015. V. 7. P. 294.
4. Namihira T., Katsuki S., Hackam R., Akiyama H., Okamoto K. // IEEE Trans Plasma Sci. 2002. V. 30. P. 1993.
5. Hu H., Liang H., Li J., Zhao Q., He J. // IEEE Trans Plasma Sci. 2007. V. 35. P. 619.
6. Русанов В.Д., Фридман А.А., Шолин Г.В. // Химия плазмы. 1978. Вып. 5. С. 232.
7. Русанов В.Д., Фридман А.А., Шолин Г.В. // УФН. 1981. Т. 134. С. 165.
8. Sakai S., Matsuda M., Wang D., Namihira T., Akiyama H., Okamoto K., Toda K. // Acta Physica Polonica A. 2009. V. 115. P. 1104.
9. Грицинин С.И., Князев В.Ю., Косый И.А., Попов Н.А. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 565.
10. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Грицинин С.И., Давыдов А.М., Коллик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Лебедев Ю.А., Моряков И.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степанов В.Д., Харчев Н.К., Шахатов В.А. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 264.
11. Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И., Селемир В.Д., Ширишин А.С. // ЖТФ. 2020. Т. 90. С. 755.
12. Буранов С.Н., Карелин В.И., Селемир В.Д., Ширишин А.С. // ПТЭ. 2019. № 5. С. 158.
13. Bondiou A., Gallimberti I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 1252.
14. Benilov M.S., Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 1834.
15. Ibragimova L.B., Smekhov G.D., Shatalov O.P. // Fluid Dynamics. 1999. V. 34. P. 153.

16. *Park C., Howe J., Jaffe R., Candler G.* // *J. Thermophys. Heat Transfer.* 1994. V. 8. P. 10.
17. *Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1992. V. 1. P. 207.
18. *Baulch D.L., Bowman C.T., Cobos C.J., Cox R.A., Just Th., Kerr J.A., Pilling M.J., Stocker D., Troe J., Tsang W., Walker R.W., Warnatz J.* // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 2005. V. 34. № 3. P.757.
19. *Capitelli M., Colonna G., D'Angola A.* // *Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics.* 2012. V. 66. P. 308.
20. *Подрыга В.О., Вихров Е.В., Поляков С.В.* Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша. 2019. № 96. С. 24.
21. *Benilov M.S., Naidis G.V.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2005. V. 14. P. 129.
22. *Toro E.F.* // *Shock Waves.* 2019. V. 29. P. 1065.
23. *Toro E.F.* *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*, 3rd edn. Berlin: Springer, 2009.
24. *Tereshonok D.V., Babaeva N.Y., Naidis G.V., Abramov A.G., Ugryumov A.V.* // *IEEE Transac. Plasma Scie.* 2022. V. 50. P. 580.
25. *Teunissen J.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. V. 29. P. 015010.
26. *Аскарьян Г.А., Батанов Г.М., Быков Д.Ф., Кос-сый И.А.* // Тр. ИОФАН. М.: Наука, 1994. Т. 47. С. 9.
27. *Stark M.S., Harrison J.T., Anastasi C.* // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. D6963.
28. *Janda M, Martišovič M., Hensel K., Machala Z.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 768. P. 012009.
29. *Basov N., Danilichev V., Lobanov A.* // *Preprint Phys. Inst. of RAS.* 1978. P.55.
30. *Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2005. V. 14. P. 722.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ С ЛАЗЕРНЫМ ИНИЦИИРОВАНИЕМ

© 2022 г. Е. Д. Вовченко^а, И. Г. Григорьева^а, В. В. Кушин^а, А. А. Макаров^а,
А. П. Мелехов^а, Р. Ш. Рамакоти^а, Г. Х. Салахутдинов^а, *

^а Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 24.05.2022 г.

После доработки 27.06.2022 г.

Принята к публикации 08.07.2022 г.

Представлена методика и результаты измерения спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы вакуумной искры с лазерным инициированием для катодов из алюминия ^{13}Al и железа ^{26}Fe . Применение диагностической методики на основе термолюминесцентных детекторов фторида лития LiF (Mg, Ti) позволило провести исследования рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.2–15 кэВ. Эти исследования показали, что выход рентгеновского излучения плазмы и форма рентгеновского спектра зависят от материала разрядных электродов. Наибольший интегральный выход излучения наблюдался для алюминиевого катода, при этом вклад в спектр жесткой компоненты превалировал для катода из железа.

Ключевые слова: вакуумная искра, рентгеновское излучение, термолюминесцентные детекторы, фильтры поглощения, кривая ослабления излучения

DOI: 10.31857/S0367292122600546

ВВЕДЕНИЕ

Сильноточный разряд типа низкоиндуктивная вакуумная искра (НВИ), в котором плазма образуется вследствие испарения материалов электродов, уже более полувека является предметом для фундаментальных исследований [1–3] и многочисленных прикладных применений [4–10]. Интерес к НВИ обусловлен возможностью получения в достаточно простой разрядной системе высокотемпературной плотной плазмы микронных размеров, интенсивно излучающей рентгеновское излучение (РИ) и генерирующей потоки заряженных частиц с энергиями, существенно превышающими укоряющее напряжение на электродах.

Кроме сильноточных НВИ, в которых обычно достигается глубокое сжатие с образованием плазменных точек, в последнее десятилетие разрабатываются и вакуумные искровые разряды с лазерным инициированием, отличающиеся меньшим током (до 10 кА), но более быстрым вводом энергии в разрядный промежуток [11, 12]. Такая разрядная плазма удобна для применения в экспериментах по взаимодействию рентгеновского излучения с веществом, поскольку является стабильным интенсивным источником РИ с

возможностью перестройки спектра излучения в диапазоне энергий квантов $h\nu \approx 1–10$ кэВ за счет варьирования материала электродов, расстояния между электродами и разрядного тока. Для создания такого источника необходимо всестороннее изучение механизма генерации излучений в разных спектральных диапазонах при протекании разряда.

В работе [13] рассмотрены характеристики рентгеновского излучения мишени, бомбардируемой пучком ускоренных электронов, выбрасываемых маломощным вакуумным разрядом с лазерным зажиганием. Было установлено, что максимальная энергия излучения может на порядок превышать разность потенциалов на разрядном промежутке, а средняя энергия основной части спектра более чем в четыре раза превышать приложенное напряжение.

Аналогичное исследование в области дальнего ультрафиолета (13.5 нм), а также в диапазоне видимого света представлены в работе [14]. По результатам измерений в этих диапазонах спектра получена эволюция электронной температуры и плотности плазмы с хорошим временным разрешением. Показано, что эмиссия УФ происходит в

момент образования пинча при возрастании тока разряда.

В настоящей работе представлена методика и результаты измерения спектров мягкого рентгеновского излучения (РИ) для вакуумной искры с лазерным инициированием при разрядном токе до 10 кА с использованием спектрометра на основе термоллюминесцентных детекторов.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты выполнены на экспериментальной установке, которая представляет собой разрядное устройство типа НВИ с лазерным инициированием рис. 1 [12].

В работе применен YAG: Nd³⁺ лазер, генерирующий импульсное излучение в режиме модулированной добротности (энергия $E_{\text{лаз}} \leq 50$ мДж, длительность импульса $\tau \approx 15$ нс, длина волны $\lambda = 1064$ нм). Излучение лазера фокусировалось на катод разрядной системы НВИ. В оптической схеме использовалась собирающая линза с просветлением на длине волны $\lambda = 1064$ нм и фокусным расстоянием $f = 100$ мм. При этом интенсивность лазерного излучения достигала величины $I_{\text{лаз}} \leq 10^{10}$ Вт/см². Рабочее давление в вакуумной камере $P \approx 5 \times 10^{-5}$ Торр.

Для зарядки накопительной емкости $C_{\text{раз}} = 0.22$ мкФ, подключенной параллельно электродам, использовался источник высокого напряжения. При достижении рабочего напряжения, которое могло варьироваться и в нашем эксперименте, выбрано равным $U \approx 13$ кВ, формировался импульс синхронизации, запускающий лазер.

Электроды имели коническую форму. Материал катода (К) варьировался (сталь, дюраль), материал анода (А) — сталь. Расстояние между электродами $d \approx 8$ мм. Амплитуда и длительность импульса рентгеновского излучения контролировались рентгеновским *pin*-диодом, а ток разряда — поясом Роговского.

Заметим, что измерение рентгеновских спектров короткоживущей плазмы имеет ряд сложностей, связанных с малой длительностью излучения (от единиц до сотен наносекунд), при которой возникает большое число квантов рентгеновского излучения ($\approx 10^{16}$). Излучение сопровождается сильной электромагнитной наводкой. Такие особенности необходимо учитывать при выборе метода измерения. Один из распространенных и удобных методов основан на использовании фильтров поглощения [9]. Он относится к косвенным методам и основан на спектральной селекции первичного непрерывного рентгеновского излучения в узких спектральных интервалах. В данном методе измеряется кривая погло-

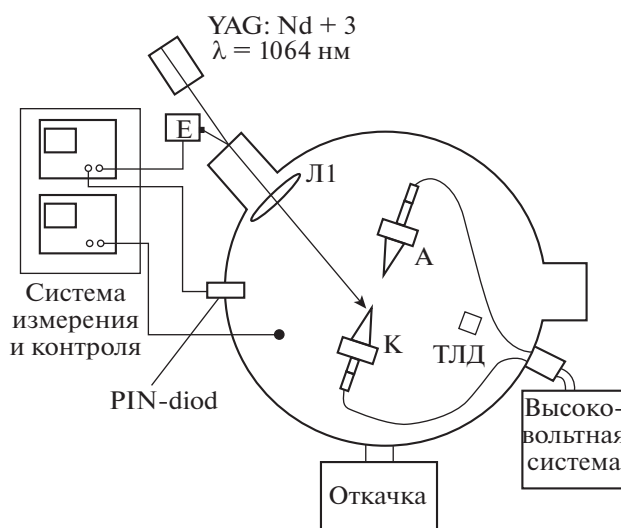


Рис. 1. Принципиальная схема установки: импульсный YAG: Nd³⁺ лазер; Л1 — фокусирующая линза ($f = 100$ мм); К (катод), А (анод) — электроды разрядной системы; спектрометр на основе термоллюминесцентных детекторов (ТЛД); рентгеновский *pin*-диод; Е — контроль энергии лазерного импульса.

щенной энергии рентгеновского излучения в детекторах за фильтрами различной толщины [10]. Затем по результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводят восстановление спектров РИ различными математическими методами [4, 15–18].

Для исследования спектрального распределения ультрамягкого и мягкого РИ методом фильтров поглощения удобно применить набор из термоллюминесцентных детекторов (ТЛД) на основе LiF (Mg, Ti). Принцип действия термоллюминесцентных детекторов следующий: образующиеся под действием ионизирующего излучения носители заряда локализуются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая затем может быть освобождена при нагреве облученных детекторов. При температуре 240–300°C (в зависимости от материала детектора) наблюдается испускание квантов света (термоллюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения [9, 16].

Термоллюминесцентные детекторы изготавлиются в виде дисков диаметром 5 мм и высотой 0.9 мм. Они нечувствительны к электромагнитным наводкам, а также практически нечувствительны к ультрафиолетовому излучению и не имеют мертвого поверхностного слоя. При этом их отклик линеен в широком динамическом диапазоне поглощенной дозы излучения (от 20 мЗв до 10 Зв) [6, 7]. На основе таких термоллюминесцентных де-

текторов был создан компактный помехоустойчивый спектрометр (габаритные размеры прибора $20 \times 20 \times 10$ мм) и применен для проведения исследований спектрального состава импульсов рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 0.2–15 кэВ.

Конструктивно спектрометр представлял собой пластину толщиной 10 мм, выполненную из стали, в которой имелись семь отверстий (каналы). В эти отверстия вставлялись сборки из пяти термолюминесцентных детекторов LiF расположенных один за другим. Один из каналов спектрометра был без фильтра поглощения, что позволяло регистрировать самую мягкую составляющую рентгеновского излучения. Остальные каналы располагались за фильтрами поглощения различной толщины, изготовленными из различных материалов (Be, Al, Cu). Спектрометр размещался в разрядной камере. Показания с термолюминесцентных детекторов считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ. Калибровку спектрометра проводили на специальном стенде, в состав которого входили импульсная рентгеновская трубка с набором эмиттеров из различных материалов (Al, Ti, Fe, Cu, Ge, In) и комплект радиоизотопных источников γ -излучения [9, 10].

В ходе измерения спектра рентгеновского излучения использовались различные методы регистрации рентгеновского излучения: метод фильтров ослабления (обрабатывались сигналы с каналов за фильтрами различной толщины), метод поглощенной энергии (анализ сигналов ТЛД одной сборки), метод фильтров Росса (анализ сигналов со сборок, расположенных за фильтрами из различных материалов). При этом информация о поглощенной энергии в различных термолюминесцентных детекторах позволяет математическими методами восстановить спектр рентгеновского излучения плазмы в достаточно широком энергетическом диапазоне (с учетом поглощения как внешними фильтрами, так и самими термолюминесцентными детекторами, расположенными один за другим в канале спектрометра).

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Полученные в результате измерений данные представляют собой значения поглощенной энергии J в детекторах экспонированных за фильтрами разной толщины x . Функция $J(x)$ является кривой ослабления излучения, которая связана с искомым спектральным распределением $I(E)$ интегральным уравнением Фредгольма

$$J(x) = \int S(E)I(E) \exp(-\mu(E)x)dE); \quad (1)$$

где $S(E)$ является функцией спектральной чувствительностью детектора, $\mu(E)$ – линейный ко-

эффициент ослабления излучения в фильтре. Уравнение (1) является интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода относительно функции $I(E)$. Оно относится к классу некорректно поставленных задач и нахождение его точного решения в общем виде достаточно сложно.

Решение упрощается в том случае, когда появляется дополнительная априорная информация об искомом спектре излучения. В данном случае если искать спектр $I(E)$ в виде не непрерывной функции, а в виде гистограммы, сформированной дискретными квазимонохроматическими компонентами спектра, то нахождение решения в такой аппроксимации оказывается гораздо легче.

Такой подход, называемый “методом эффективных энергий” [9, 10] был успешно реализован в работах [5, 9, 10, 15–18]. Процедура обработки экспериментальных данных сводится к нахождению касательных к кривой ослабления в полулогарифмических координатах и нахождению по параметрам этих касательных среднего значения энергии квантов и их количественного вклада в искомый спектр. Более детально особенности метода эффективных энергий и экспериментальное обоснование его достоверности изложены в работе [9, 10]. Именно такой подход был применен в данной работе для восстановления спектра рентгеновского излучения по измеренным кривым ослабления.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

На рис. 2 приведены восстановленные спектры рентгеновского излучения плазмы на установке вакуумная искра с лазерным иницированием для катодов из алюминия и железа при токе разряда около 10 кА. При этом следует отметить, что для катодного иницирования, примененного для облучения ТЛД, плазма импульсного сильного электрического разряда формируется из продуктов эрозии материалов обоих электродов, как анода, так и катода [12].

Из рис. 2 видно, что характер спектра рентгеновского излучения зависит от материала разрядных электродов. Вклад жесткой компоненты с энергией квантов $E > 10$ кэВ наблюдается для катода из более тяжелого элемента (^{26}Fe). Наиболее наглядно разницу в распределениях можно оценить по величине электронной температуры T_e , если предположить, формально, что спектр имеет температурный характер. При таком предположении температура составляет соответственно $T_e \approx 0.4$ кэВ (катод ^{13}Al) и $T_e \approx 0.6$ кэВ (катод ^{26}Fe).

Также на основе проведенных измерений сделано сравнение относительного выхода рентгеновского излучения для катодов из железа и алюминия в предположении, что пространственные

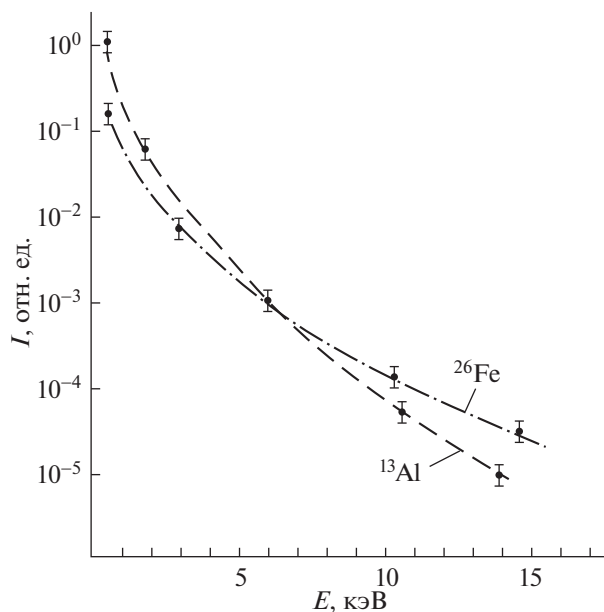


Рис. 2. Спектры излучения плазмы на установке вакуумная искра с лазерным инициированием с катодом из алюминия и железа при токе разряда 10 кА.

характеристики излучения слабо зависят от материала катода. Оказалось, что интегральный по спектру выход излучения для алюминиевого катода в 2.5 раза превышает аналогичный выход при использовании катода из железа. Полученные результаты согласуются с результатами работы [3], согласно которой с ростом атомного номера Z плазмообразующего материала растет электронная температура T_e плазмы.

Образование плазмы НВИ для катода, выполненного из алюминия (Al) приводит к увеличению выхода рентгеновского излучения по сравнению с катодом из железа (Fe). Это можно объяснить тем, что для Al требуется меньшая энергия ионизации, вследствие чего достигается увеличение степени ионизации плазмы и выхода рентгеновского излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приводятся результаты по измерению спектра рентгеновского излучения плазмы НВИ с лазерным инициированием для катода из алюминия ^{13}Al и железа ^{26}Fe . Примененная диагностическая методика на основе термолюминесцентных детекторов позволила провести исследования рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.2–15 кэВ.

Показано, что вид спектра рентгеновского излучения плазмы зависит от материала разрядных электродов. Для катода из алюминия ^{13}Al и железа ^{26}Fe электронная температура плазмы НВИ раз-

лична и соответственно равна $T_e \approx 0.4$ кэВ и $T_e \approx 0.6$ кэВ. Полученные результаты подтверждают зависимость вида спектра от атомного номера Z плазмообразующего материала.

Рассмотренная методика и результаты измерения могут быть полезны для анализа и оптимизации излучательных характеристик плазмы на импульсных разрядных системах с различной геометрией электродов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Короб Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В., Сухоруков С.Т. // Успехи физических наук. 1979. Т. 129. Вып. 1. С. 87.
2. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.
3. Анциферов П.С., Вихрев В.В., Иванов В.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 1018.
4. Долгов А.Н., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. Вып. 9. С. 818.
5. Долгов А.Н., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2008. № 5. С. 103.
6. Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Макаров В.В., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. Вып. 12. С. 1076.
7. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Додулад Э., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2013. № 4. С. 23.
8. Башутин О.А., Алхимова М.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Савелов А.С., Саранцев С.А. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. Вып. 11. С. 1006.
9. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100.
10. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89.
11. Korobkin Y.V., Paperny V.L., Romanov I.V., Rupasov A.A., Shikanov A.S. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2008. 50. 065002.
12. Alkhimova M.A., Vovchenko E.D., Melekhov A.P., Ramakoti R.S., Savelov A.S., Krapiva P.S., Moskalenko I.N. // Nukleonika. 2015. 60 (2). 221.
13. Paperny V.L., Romanov I.V., Kologrovov A.A., Krasov V.I., Korobkin Y.V., Rupasov A.A. // Phys. Plasmas. 2022. 29, 063102.
14. Jun-Wu Wang, Xin-Bing Wang, Zakharov V.S. // 2021. Chinese Phys. B 30 095207.
15. Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2007. № 1. С. 88.
16. Bashutin O.A., Grigoryeva I.G., Korf A.N., Salakhutdinov G.Kh. // Instruments and Experimental Techniques. 2020. 63. 3. P. 355.
17. Balovnev A.V., Bashutin O.A., Grigoryeva I.G., Korf A.N., Salakhutdinov G.Kh. // Plasma Physics Reports. 2019. 45. 3. P. 277.
18. Salakhutdinov G.Kh. // Procedia Computer Science, 2020. 169. P. 342.

ПАМЯТИ АЛЕКСАНДРА ВЛАДИМИРОВИЧА ТИМОФЕЕВА

DOI: 10.31857/S0367292122700172



31 июля 2022 года на восемьдесят шестом году жизни скончался выдающийся ученый и замечательный человек, главный научный сотрудник НИЦ “Курчатовский институт”, доктор физико-математических наук, профессор Александр Владимирович Тимофеев.

После окончания в 1960 г. физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова А.В. Тимофеев поступил в аспирантуру, во время обучения в которой им были выполнены пионерские работы по теории дрейфово-диссипативной неустойчивости слабо ионизированной плазмы. В его совместной с Б.Б. Кадомцевым работе впервые был учтен эффект конечного ларморовского радиуса ионов и показано, что изотермическая неоднородная плазма в сильном магнитном поле неустойчива по отношению к дрейфовым волнам с поперечной длиной волны порядка среднего ларморовского радиуса иона.

Логическим продолжением темы дрейфово-диссипативной неустойчивости стала опубликованная в 1964 году обобщающая статья Б.Б. Кадомцева, А.Б. Михайловского и А.В. Тимофеева о волнах с отрицательной энергией в диспергирующих средах, сыгравшая большую роль в понима-

нии процессов возбуждения колебаний при наличии диссипации.

В эти же годы у А.В. Тимофеева формируется интерес к физике нелинейных процессов и к конвективным явлениям. Выполненный им анализ конвективной неустойчивости плазмы в квазилинейном приближении показал, что спектр колебаний вблизи критической плотности несравненно богаче найденного в линейном приближении и что учет нелинейных эффектов меняет сам критерий устойчивости.

После окончания аспирантуры А.В. Тимофеев становится сотрудником возглавляемого И.Н. Голвиным отдела “Огра” в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова. Применительно к экспериментам на установке Огра-I им исследовались циклотронные колебания анизотропной плазмы и влияние на желобковую неустойчивость неоднородного вращения, связанного с радиальным электрическим полем. Физика циклотронных колебаний, циклотронного нагрева, а также колебания и устойчивость плазмы с течениями остались предметами его интереса и в последующие годы. А.В. Тимофеев вскрыл замечательную аналогию между взаимодействием колебаний жидкости с направленным движением ее частиц и затуханием Ландау, свойственным колебаниям бесстолкновительной плазмы; дал физическую интерпретацию теоремы Рэлея о наличии точек перегиба у профиля скорости как необходимого условия неустойчивости плоскопараллельного течения. Идея резонансов в различных волновых явлениях в плазме получила в работах А.В. Тимофеева углубленное развитие. Различными аспектам резонансных явлений посвящены его опубликованные в разные годы обзоры в журнале “Успехи физических наук” и в сборнике “Вопросы теории плазмы”. В 2000 г. в издательстве “Физматлит” вышла монография А.В. Тимофеева “Резонансные явления в колебаниях плазмы”, описывающая как фазовые, так и пространственные резонансы в плазме. Монография сразу стала событием среди специалистов и переиздана в 2009 году.

А.В. Тимофееву принадлежит обширный цикл работ по теории распространения электромагнитных волн в неоднородной плазме. Им изучены свойства электронного циклотронного резонанса в неоднородном магнитном поле, развито

квазиклассическое описание с использованием комплексного волнового вектора, описаны тонкие эффекты, имеющие место около критической поверхности. На базе этих работ А.В. Звонковым, А.Ю. Куяновым, А.В. Тимофеевым и А.А. Сквородой создан код OGRAY для расчета нагрева плазмы и возбуждаемого тока при электронном циклотронном резонансе, эффективно используемый до сих пор для моделирования экспериментов.

Автор более полутора сотен научных трудов, А.В. Тимофеев оставил значимый след в различных областях физики. Хорошо известна, например, его статья о поведении адиабатического инварианта при изменении характера движения. Для стиля А.В. Тимофеева характерны глубокое проникновение в физику задачи и разработка адекватного общего, не ограниченного частными особенностями затрагиваемой проблемы, метода решения.

При этом свойственные А.В. Тимофееву глубина и математическая основательность используемых подходов сочетались со стремлением довести найденные решения до уровня практического применения. Примерами этого могут служить конкретные вопросы электронного циклотронного нагрева плазмы, эффект “магнитного

берега”, идеи плазменной сепарации компонент отработавшего ядерного топлива, для осуществления которой он предложил использовать различие в скоростях дрейфа нагретых и холодных ионов в криволинейном магнитном поле. В последние годы он увлеченно занимался вопросами создания плазменных двигателей для космических аппаратов с использованием ионно-циклотронного нагрева.

В течение многих лет А.В. Тимофеев был членом редколлегии журнала “Физика плазмы”. В редакционных делах он проявлял принципиальность и, вместе с тем, внимательное, уважительное отношение к авторам. Те же внимание и безграничное терпение он проявлял и в отношении своих коллег и учеников, щедро делаясь с ними своим временем, знаниями и идеями. Его глубокая интеллигентность в сочетании с доброжелательностью и принципиальностью останутся примером для будущих поколений исследователей.

Смерть Александра Владимировича — тяжелая утрата для его коллег, друзей, родных и близких. А.В. Тимофеев останется в своих трудах и в памяти всех, кому выпало счастье работать и общаться с ним.

ПАМЯТИ АЛЬБЕРТА АБУБАКИРОВИЧА ГАЛЕЕВА

DOI: 10.31857/S0367292122700184



После продолжительной болезни скончался крупный специалист в области физики плазмы, доктор физико-математических наук, академик РАН, директор ИКИ РАН в 1988–2002 гг. Альберт Абубакирович Галеев.

Альберт Абубакирович родился 19 октября 1940 г. в г. Уфе Башкирской АССР. В 1957 г. он поступил в Московский энергетический институт, из которого в 1961 г. перевелся в Новосибирский государственный университет.

В эти же годы он стал мастером спорта по самбо и чемпионом многих региональных сибирских соревнований

В 1964 г. А.А. Галеев защитил диссертацию на степень кандидата физико-математических наук, а в 1968 г. получил степень доктора физ.-мат. наук, став самым молодым доктором наук в СССР.

В 1970 г. А.А. Галеев начал работать в должности старшего научного сотрудника в Институте высоких температур Академии наук СССР. В 1973 г. перешел в Институт космических исследований Академии наук СССР, возглавив отдел физики космической плазмы, в 1988 г. стал директором института. В 2003 г. А.А. Галеев стал почетным директором ИКИ РАН. За время работы в ИКИ РАН А.А. Галеев был участником и руково-

дителем множества проектов, связанных с исследованием космоса.

Галеев А.А. разработал теорию слабого взаимодействия волн в плазме, которая послужила одним из трех блоков теории слабой плазменной турбулентности. За одну из работ, посвященную удержанию плазмы в магнитных ловушках, в 1967 г. А.А. Галеев получил Премию им. Ленинского комсомола.

Совместно с Р.З. Сагдеевым он разработал теорию неклассического переноса в тороидальных системах “токамак”, за которую в 1984 г. они были удостоены Ленинской Премии по науке и технике. Участвовал в развитии теории сильной ленгмюровской турбулентности и генерации электромагнитных волн при релаксации пучков в плазме.

А.А. Галеев разработал теории таких фундаментальных процессов в космической плазме, как взрывное пересоединение магнитных силовых линий, ионизация разреженного газа быстрыми потоками замагниченной плазмы, нагружение солнечного ветра кометными ионами, ускорение быстрого солнечного ветра альфвеновскими волнами из корональных дыр.

А.А. Галеев внес заметный вклад и в плазменную астрофизику, разработал теорию короны аккреционного диска черной дыры. На сегодняшний день эта работа является одной из самых цитируемых в астрофизике.

А.А. Галеев разработал теории таких фундаментальных процессов в космической плазме, как взрывное пересоединение магнитных силовых линий в магнитосферном хвосте, сопровождающееся ускорением ионов до 1 Мэв, ионизация разреженного газа потоком замагниченной плазмы со скоростями превышающими критическое значение (феномен Альфвена), гибридное описание нагружения солнечного ветра кометными ионами, выявившее важное значение перезарядки кометных ионов в коме кометы, неклассическое вращение плазмы токамака в режимах плато и банановом режиме, ускорение быстрого солнечного ветра альфвеновскими волнами из корональных дыр. Совместно с Р.З. Сагдеевым, В.Д. Шапиро и В.И. Шевченко им была разработана теория сильной ленгмюровской турбулентности и генерации электромагнитных волн при релаксации пучков в плазме.

Нельзя не отметить большой вклад А.А. Галеева и в плазменную астрофизику. Он разработал теорию короны аккреционного диска черной дыры. Его работа, описывающая излучение и динамику этой короны, на сегодняшний день является одной из самых цитируемых работ в астрофизике.

С 1971 г. он преподавал в Московском физико-техническом институте, а с 1991 до 2003 г. руководил кафедрой космической физики МФТИ. Им читались курсы лекций по космической электродинамике, нелинейным явлениям в плазме и введение в современные космические исследования.

Среди учеников А.А. Галеева 6 докторов наук, 7 кандидатов наук и один академик РАН. В преподавании он применял новаторские методы — студенты решали оригинальные задачи и близкие к реальным научные проблемы по теории аккреции, магнитного пересоединения, ускорения солнечного ветра и аномальной ионизации газа. На книгах А.А. Галеева учились многие поколения исследователей в нашей стране и за рубежом. Его монография “Нелинейные процессы в плазме” (совместно с Р.З. Сагдеевым) — одна из наиболее цитируемых в мире работ по физике плазмы.

В 1978–1984 гг. им была проведена огромная учебно-редакционная работа по изданию 6-томной советско-американской энциклопедии “Основы физики плазмы”, где он был и редактором, и автором многих статей. Эта книга до сих пор является настольной для студентов, аспирантов и исследователей всего мира.

А.А. Галеев — автор 158 научных публикаций, в том числе двух научных монографий: “Нелинейная теория плазмы” (1969 г., в соавторстве), “Магнитосферная плазменная физика” (1982 г., в соавторстве).

Эти монографии и книги пользуются большой популярностью специалистов в области космической физики, а также стали повседневными учебными пособиями для аспирантов и студентов технических вузов и университетов.

Научная и педагогическая деятельность А.А. Галеева получила признание как в нашей стране, так и за рубежом. Он пользовался заслуженным авторитетом в кругах научной общественности,

российских и зарубежных коллег, студентов и аспирантов.

А.А. Галеев — был действительным членом Российской академии наук (1992), иностранным членом Общества Макса Планка (1994), Международной академии астронавтики (МАА) (1985), Европейской академии (1990) и Российской академии космонавтики имени К.Э. Циолковского (1999).

Ему была присуждена почетная степень Доктора Парижского университета (1993), а также премии фон Кармана МАА (1995) и Александра фон Гумбольдта (1997). В 2002 г. А.А. Галеев получил премию Президента за научные достижения, а в 2005 г. — премию Президента Российской Федерации в области образования.

За участие в космическом проекте “Венера–Галлей” А.А. Галеев награжден Орденом Трудового Красного Знамени (1986), а в 2002 г. Орденом Знак Почета. В 2008 г. А.А. Галеев был награжден медалью имени Ханса Альфвена Европейского геофизического союза за выдающиеся достижения в области физики

В течение многих лет он являлся членом научного директората Международного института космических исследований в Берне (Швейцария). Кроме того, А.А. Галеев был членом редколлегии журнала “Физика плазмы” практически с момента основания журнала.

Альберта Абубакировича отличали искренний интерес к своей работе, умение увидеть суть проблемы, блестящая физическая интуиция и высокопрофессиональное владение математическим аппаратом теорфизики.

Его научные труды останутся в золотом фонде мировой науки. Доброжелательность, интеллигентность и скромность снискали любовь и уважение всех знающих его коллег. Ученики Альберта Абубакировича никогда не забудут его уроки как глубокого понимания физики так и этики, необходимой в научной работе.

Память о нем как о выдающемся ученом и замечательном Человеке навсегда сохранится в наших сердцах.