



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



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



НАУКА

— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 9, 2024

СТЕЛЛАРАТОРЫ

Спонтанные и вынужденные переходные процессы в плазме стелларатора Л-2М
в режиме высокой мощности ЭЦР-нагрева

Д. Г. Васильков, В. Д. Борзосеков, Н. Н. Скворцова, Н. К. Харчев

983

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

Зависимость коэффициента распыления от энергии и угла падения бомбардирующей частицы.
Энергетический спектр и средняя энергия распыленных частиц
на примере мишени из вольфрама

П. Ю. Бабенко, В. С. Михайлов, А. П. Шергин, А. Н. Зиновьев

996

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

Физические положения и основные результаты исследований,
определяющие развитие двигателей с замкнутым дрейфом электронов

В. П. Ким, А. В. Семенкин, Е. А. Шилов

1008

Электрический взрыв тонких проводников (смена парадигмы)

*В. М. Романова, И. Н. Тиликин, А. Е. Тер-Оганесян, А. Р. Мингалеев,
Т. А. Шелковенко, С. А. Пикуз*

1062

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

Квазидвумерный код для расчета импеданса антенны системы ИЦР-нагрева

П. Р. Науменко, К. О. Недбайлов, А. С. Черненко

1076

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

Верификация работы апертурного зонда с задерживающим потенциалом
для диагностики электроракетных двигателей

Д. А. Майстренко, А. А. Шагайда, Д. А. Томилин, Д. А. Кравченко, М. Ю. Селиванов

1097

Метод измерения электронной температуры плазмы в установке ГОЛ-NB

С. В. Полосаткин, Г. С. Павлова

1116

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

Теория крупномасштабных течений вращающейся частично ионизованной космической
и астрофизической плазмы в приближении холловской магнитной гидродинамики

Т. В. Галстян, Д. А. Кошкина, Д. А. Климачков, А. С. Петросян

1124

CONTENTS

Tom 50, No. 9, 2024

STELLARATORS

Spontaneous and Induced Transient Processes in Plasma of the L-2M Stellarator in High-Power ECR Heating Regime

D. G. Vasilkov, V. D. Borzosekov, N. N. Skvortsova, N. K. Kharchev 983

INTERACTION OF PLASMA WITH SURFACES

Dependence of Sputtering Coefficient on Energy and Incidence Angle of Bombarding Particles. Energy Spectrum and Average Energy of Sputtered Particles by the Example of a Tungsten Target

P. Yu. Babenko, V. S. Mikhailov, A. P. Shergin, A. N. Zinoviev 996

PLASMA DYNAMICS

Physical Principles and Main Research Results Determining the Development of Thrusters with Closed Electron Drift

V. P. Kim, A. V. Semenkin, E. A. Shilov 1008

Electric Explosion of Thin Wires (a Paradigm Shift)

V. M. Romanova, I. N. Tilikin, A. E. Ter-Oganesyan, A. R. Mingaleev, T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz 1062

INTERACTION OF WAVES WITH PLASMA

Quasi-Two-Dimensional Code for the Calculation of Antenna Impedance of the ICR Heating System

P. R. Naumenko, K. O. Nedbailov, A. S. Chernenko 1076

PLASMA DIAGNOSTICS

High Dynamic Range Retarding Potential Analyzer Operation Verification

D. A. Maystrenko, A. A. Shagayda, D. A. Kravchenko, D. A. Tomilin, M. Yu. Selivanov 1097

Method for Measuring the Plasma Temperature at the GOL-NB Facility

S. V. Polosatkin, G. S. Pavlova 1116

SPACE PLASMA

A Theory of Large-Scale Flows of Rotating Partially Ionized Space and Astrophysical Plasma in the Approximation of Hall Magnetohydrodynamics

T. V. Galstyan, D. A. Koshkina, D. A. Klimachkov, A. S. Petrosyan 1124

УДК 533.9.07, 533.9.078

СПОНТАННЫЕ И ВЫНУЖДЕННЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М В РЕЖИМЕ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ ЭЦР-НАГРЕВА

© 2024 г. Д. Г. Васильков^{a, b, *}, В. Д. Борзосеков^a, Н. Н. Скворцова^{a, c}, Н. К. Харчев^{a, d}^aИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия^bМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия^cМИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия^dНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: lhdh81@mail.ru

Поступила в редакцию 15.05.2024 г.

После доработки 15.07.2024 г.

Принята к публикации 16.07.2024 г.

Приводится сравнительный анализ эволюции макро- и микропараметров плазмы при спонтанных и вынужденных переходных процессах в классическом квазистационарном стеллараторе Л-2М. Нагрев плазмы осуществлялся в режиме электронно-циклотронного резонансного нагрева (ЭЦРН) на второй гармонике гирочастоты в условиях высокого удельного энерговыклада в диапазоне мощностей 0.8–2 МВт/м³. Спонтанные переходные процессы наблюдаются при постоянной мощности нагрева, а вынужденные инициированы скачкообразно растущей или убывающей мощностью нагрева. Проводится поиск связи эволюции макропараметров плазмы (в первую очередь энергетического времени жизни) с параметрами плазменной турбулентности. Приводятся физические модели явлений, определяющих динамические изменения макропараметров плазмы. Анализ данных высокочастотных диагностик позволяет выявить влияние МГД и кинетических неустойчивостей на переходные процессы в горячей плазме стелларатора, а также роль взаимодействия плазмы со стенками вакуумной камеры.

Ключевые слова: управляемый термоядерный синтез, бестоковая плазменная магнитная ловушка – стелларатор, электронный циклотронный резонансный нагрев плазмы, переходные процессы, плазменная турбулентность.

DOI: 10.31857/S0367292124090015, EDN: DVLGIC

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамические переходные процессы играют большую роль в замкнутых магнитных ловушках – токамаках и стеллараторах. С их помощью существует возможность увеличения энергетического времени жизни τ_E плазмы, повышения температуры электронной T_e и ионной T_i компонент, необходимой для достижения критерия Лоусона или тройного произведения $n_e T_i \tau_E$. В настоящее время наблюдаются тенденции работать на крупномасштабных установках с мощными источниками нагрева. Однако в соответствии со стеллараторным скейлингом ISS04 зависимость τ_E обратно пропорционально мощности на-

грева P [1]. Кроме экстенсивного увеличения энергии плазмы W , необходим и интенсивный путь подавления переноса тепла из плазмы и эффективное удержание плазмы при увеличении газокинетического давления плазмы p . Увеличение давления плазмы возможно как при крупномасштабных, так и при локальных переходных процессах с образованием внутренних или внешних транспортных барьеров, а в некоторых случаях отдельно по электронной или ионной компоненте плазмы. Можно разделить переходные процессы на спонтанные, не связанные с заданным изменением параметров разряда [2], и на вынужденные, инициированные изменением

условий нагрева плазмы или действием газонапуска [3, 4]. Также на динамику параметров плазмы во многих случаях влияют условия взаимодействия краевой плазмы со стенками вакуумной камеры. Практический интерес представляет сравнение ряда важных параметров, сопровождающих переходные процессы, в частности, выявление низкоамплитудных предвестников спонтанных переходов.

Связь эволюции макропараметров плазмы, в первую очередь энергетического времени жизни, с микропараметрами – турбулентностью, кинетическими неустойчивостями – представляет большой интерес, проливая свет на влияние аномального тепло- и массопереноса. Отдельный интерес представляют системы, работающие без индукционного тока, не испытывающие влияния токово-винтовых и макроскопических магнито-гидродинамических (МГД) неустойчивостей, связанных с давлением плазмы. В подобных системах есть возможность выявить корреляцию, хотя бы качественную, между значениями принципиальных макропараметров плазмы и параметрами плазменной турбулентности. Существенно, что подобные исследования могут проводиться на установках небольших размеров, экстенсивные параметры плазмы которых (объем, полная энергия) и детали конструкции не играют значимой роли. Важной во всех случаях является роль пристеночной слабо замагниченной плазмы, в которой происходит диффузионно-конвективный механизм теплообмена в плазменном слое (*scrape-off layer* – SOL), взаимодействующем со стенками вакуумной камеры, а также изменение потоков в результате варьирования внешних параметров – мощности и локализации нагрева, включения/выключения других методов нагрева, срывов, микродуг на стенках камеры и элементах установки и др.

Из многочисленных работ, посвященных спонтанным переходным процессам, можно упомянуть работу [2], когда в стеллараторной системе наблюдается падение флуктуаций плотности при формировании электронного транспортного барьера. В экспериментах на стеллараторе TJ-II было показано, что фронт возмущения плотности и температуры плазмы при инжекции примесей распространяется аномально быстро, в режиме так называемой баллистической моды [5]. Следовательно, можно предполагать, что процесс инжекции газа тесно

связан с процессами аномального переноса, т. е. с развитием неустойчивостей и турбулентности плазмы. Важно выявить влияние распространения инжектируемого в плазму газа, в том числе выбитых из стенок примесей. Существенно также анализировать эволюцию микротурбулентности плазмы при поступлении частиц со стенки камеры в плазму.

Вынужденные переходные процессы, как правило, связаны с методом нагрева плазмы, с контролируемым изменением водимой мощности и параметрами источника частиц, например, программой работы газонапускных клапанов или пеллет-инжекцией. При вынужденном переходном процессе изменение плотности и температуры плазмы, а также градиентов этих величин должно повлиять на условия возбуждения неустойчивостей. Например, проводились эксперименты с включением мощного дополнительного нагрева, вызывающего импульсное дополнительное газоотделение стенки. Так при удвоении мощности ЭЦР-нагрева удваивалась и мощность тепловой нагрузки на стенки вакуумной камеры, что вызывало существенное усиление распыления материала покрытия стенок и импульсное поступление атомов материала покрытия в пристеночную плазму после включения импульса дополнительного нагрева [6].

В любом случае модель влияния пристеночного слоя и его динамика совокупно с описанием турбулентного механизма периферийной плазмы может, в принципе, корректно описать физику переноса.

Для описания переноса в стеллараторах была разработана модель неоклассического переноса в плазме с учетом аномальных потерь. Для неоклассических коэффициентов переноса в стационарном случае решалась система из четырех нелинейных уравнений первого порядка для плотности, температуры и компонент амбиполярного поля. Аномальные потери вводились согласно феноменологической модели на основе размерных соображений [7]. Также анализировалась возможность бифуркации в стеллараторной системе с неоклассическим переносом, которая может быть связана с переходным процессом (наличие двух устойчивых состояний и одного неустойчивого). Из двух найденных аналитически стационарных решений устойчивым оказалось только одно, соответствующее меньшему по абсолютной величине

значению амбиполярного электрического поля [8]. В соответствующей модели кроме диффузионных потоков энергии и частиц закладываются конвективные, пропорциональные временным производным амбиполярного поля, то есть связанные с токами поляризации. Как оказалось, отсутствие зависимости от аномальных потоков в плазме существенно исказило картину источников частиц и мощности нагрева.

Для корректного описания переходных процессов, при которых возможно формирование краевых транспортных барьеров и изменение поступления частиц со стенок камеры, необходимо учитывать также влияние краевой области плазмы, как внутри, так и вне сепаратрисы магнитных поверхностей. Широко принятым является механизм переноса тепла в области вне сепаратрисы в результате продольной электронной теплопроводности, рассчитываемой в диффузионном приближении с локальными эмпирическими транспортными коэффициентами. В то же время подобный подход не позволяет достаточно адекватно описать аномальные процессы переноса, вызываемые низкочастотной турбулентностью. Моделирование процессов переноса возможно также с учетом самосогласованного поддержания турбулентной плазмы в состоянии, близком к турбулентно-релаксированному [9].

Резюмируя, нужно сказать, что для прояснения физики переноса в замагниченной плазме в тороидальных ловушках необходимо непосредственно изучать связи и корреляцию между динамическим изменением макропараметров и эволюцией флуктуирующих микропараметров, что возможно и на установках сравнительно небольших размеров и параметров плазмы. Более того, в квазистационарных установках при отсутствии индукционного тока можно избежать перестройки структуры магнитного поля в результате эволюции амплитуды и профиля тока и связанных с индукционным током макроскопических неустойчивостей.

Цель настоящей статьи состоит в представлении сравнительных исследований спонтанных и вынужденных переходных процессов и сопутствующей эволюции турбулентных флуктуаций, возникающих в плазме стелларатора Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева.

2. УСТАНОВКА Л-2М, ГИРОТРОННЫЙ КОМПЛЕКС МИГ-3 И ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Установка Л-2М (ИОФ РАН) – классический стелларатор с большим широм магнитного поля и плоской геометрической осью. Магнитная структура установки создается по принципу классического стелларатора набором дискретных катушек тороидального поля и двумя парами винтовых обмоток полоидального поля. Основные параметры установки следующие: полное число периодов винтового поля $N = 14$, заходность $l = 2$, большой радиус геометрической оси тора $R_0 = 1$ м, средний радиус сепаратрисы $a_p = 0.115$ м, максимальное (резонансное) магнитное поле на оси $B_0 = 1.34$ Т. Плотность плазмы варьируется в диапазоне $n_e = (0.5-3) \times 10^{19}$ м⁻³, электронная температура $T_e = 500-1500$ эВ, энергия плазмы $W = 100-700$ Дж. За относительную координату малого радиуса принята величина $x = a/a_p$, где a – средний радиус эллиптической магнитной поверхности. Подробное описание установки представлено в [10]. В качестве рабочего газа для создания плазмы использовался водород, перед рабочим режимом стенки камеры покрывались бороуглеродной пленкой. В результате этого происходил процесс боронизации стенок вакуумной камеры. После боронизации значения эффективного заряда плазмы, измеренные по ее проводимости, лежат в интервале $Z_{\text{eff}} = 1.5-2$, причем в экспериментах не наблюдается зависимости Z_{eff} от плотности [11].

Создание и нагрев плазмы осуществлялся с помощью СВЧ-излучения в диапазоне мощностей 0.1–1 МВт методом электронно-циклотронного резонанса на 2-й гармонике гирочастоты [12]. Применявшийся в данных экспериментальных сериях гиротронный комплекс МИГ-3¹ состоит из двух гиротронов, работающих соответственно на частотах 75 ГГц и 74,8 ГГц. Существенным является то, что часть поглощаемого СВЧ-излучения трансформируется в бернштейновские волны, поглощающиеся в области середины радиуса, вследствие этого профиль поглощаемой мощности существенно расширяется [13].

Эксперименты, описанные здесь, проводились при значениях $\langle \beta \rangle \leq 0.25\%$, где $\langle \beta \rangle$ есть отношение газокинетического давления плазмы к маг-

¹ Предыдущий комплекс МИГ-2 с одним гиротроном позволял вводить мощность СВЧ до 0.35 МВт.

нитному давлению, усредненное по объему плазменного шнура. В стеллараторе Л-2М плазма практически бестоковая, малый неиндукционный ток $I_p < 5$ кА, состоящий из суммы бутстреп-тока, тока увлечения и тока Пфирша–Шлютера, не может заметно изменить геометрию магнитных поверхностей или повлиять на условия устойчивости.

Диагностический комплекс установки позволяет определять глобальные, радиальные и локальные параметры плазмы. Радиальное распределение электронной температуры $T_e(a)$ определяется по данным измерений излучения в рентгеновском, оптическом и СВЧ-диапазонах, распределение электронной плотности $n_e(a)$ – по данным СВЧ и лазерного интерферометров. Флуктуирующие значения электрического поля и плотности измеряются с помощью зондовых диагностик, рефлектометрии и регистрации рассеяния СВЧ-излучения гиротрона на флуктуациях плотности.

В краевой и высокотемпературной плазме стелларатора Л-2М измерялись плазменные флуктуации. Электрический потенциал плазмы и его флуктуации регистрировались с помощью зонда Ленгмюра, вдвигаемого на глубину до 1 см внутрь от граничной магнитной поверхности [14].

Флуктуации плотности измерялись несколькими методами по рассеянию СВЧ-излучения одного из гиротронов (первого гиротрона, используемого для пробоя разряда газа и его ионизации). Линейно поляризованное СВЧ-излучение гиротрона расщепляется на входе в плазму на Х-волну (необыкновенную) и О-волну (обыкновенную) [15]. Около 90% мощности излучения гиротрона приходится на Х-волну. Регистрация обратного рассеяния Х-волны (далее – ОР), поглощаемой в центре плазменного шнура, позволяет определять коротковолновые флуктуации концентрации плазмы с волновым числом $k_{\perp} = 30$ см⁻¹. Длинноволновые флуктуации с волновым числом $k_{\perp} = 1$ см⁻¹ регистрируются с помощью метода малоуглового рассеяния О-волны (далее МУР). Таким образом, измерялись характеристики флуктуаций плотности, усредненные по сечению плазменного шнура [16].

Регистрировалась компонента поля отраженного и рассеянного назад СВЧ-излучения, коллинеарная полю в падающей волне. Это соответствовало регистрации поля отраженной Х-волны. Для регистрации рассеянного излучения

была использована схема гомодинного детектирования. В такой схеме частоты флуктуаций плотности регистрируются в спектре как результат интерференции опорного и рассеянного потоков СВЧ-излучения. Осциллирующая компонента рассеянного излучения пропорциональна квадрату флуктуаций плотности плазмы, усредненному по объему рассеяния [17].

В данных измерениях необходимо учитывать отражение СВЧ-излучения. Расчетные значения коэффициента отражения (по мощности) необыкновенной волны от области резонанса на второй гармонике гирочастоты электронов сильно зависят от плотности плазмы и электронной температуры в резонансной области. Флуктуации плотности усредняются по оси СВЧ-пучка от границы плазменного шнура до области гирорезонанса. При падении плотности n_2 течение разряда сигнал, пропорциональный n_2 , падает, при растущей плотности – этот сигнал подрастает. Необходимо отметить, что речь идет о регистрации отражения по СВЧ-лучу назад, что в магнитной конфигурации стелларатора Л-2М означает регистрацию эффекта диффузного отражения. Изучение отражения СВЧ-волн от области ЭЦР-нагрева показало расхождение результатов измерений с расчетами зеркального отражения излучения от области гирорезонанса в рамках одномерной модели [18].

Для спектрального и корреляционного анализа измеренных сигналов низкочастотных плазменных флуктуаций применялись разработанные для описанных диагностик численные методы анализа [19, 20].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В более ранних экспериментах с гиротронным комплексом МИГ-2 в импульсах наблюдались спонтанные переходные процессы, приводившие к незначительному (не более 10%) изменению макропараметров. Сравнение эволюции флуктуирующих и макропараметров в экспериментах с МИГ-2 и МИГ-3 приведены в [21]. В экспериментах с гиротронным комплексом МИГ-3 были зарегистрированы динамические переходные процессы, имеющие сходство с переходными процессами из стандартного (L) в режим улучшенного удержания – так называемыми L-N-переходами [22]. В режиме мощного ЭЦР-нагрева в диапазоне вводимой в плазму СВЧ-мощности 0.3–1 МВт (соответствующие удельные

мощности нагрева составляют 1.2–4 МВт/м³) реализованного с помощью гиротронного комплекса МИГ-3, в разрядах наблюдаются спонтанные переходные процессы, сопровождающиеся ростом энергии до 25% и плотности плазмы до 50% [23]. К сожалению, из-за высокого уровня тепловой нагрузки на близкие к плазме элементы установки, в данном режиме ленгмюровские зонды были отодвинуты наружу от сепаратрисы, и структура плазменной периферии не изучалась, в отличие от более ранних исследований с использованием гиротронного комплекса МИГ-2 [21].

В представленной работе для анализа было выбрано три режима (рис. 1). Первый режим реализован в импульсе № 17449 (рис. 1а, б) с постоянной заданной СВЧ-мощностью нагрева, два гиротрона работают синхронно во временном интервале с 51 по 60 мс с суммарной мощностью $P = 0.6–0.45$ МВт. Отсчет времени ведется от момента включения электрического тока через магнитную систему стелларатора, указанный интервал соответствует постоянному значению магнитной индукции в плазме стелларатора Л-2М. Диапазон значений СВЧ-мощности отражает спад мощности в течение импульса по результатам детектирования. В этом импульсе наблюдается спонтанный рост плотности на 56-й мс. Второй режим реализован в импульсе № 17343 (рис. 1в, г), – это режим с модуляцией СВЧ-мощности нагрева (рост мощности в течение СВЧ-импульса). Первый гиротрон с мощностью $P_1 = 180–160$ включается на 48-й мс и выключается на 56-й мс, второй гиротрон с мощностью $P_2 = 260–230$ включается на 55-й мс, выключается на 61-й. Третий режим – скачкообразное понижение мощности в течение импульса СВЧ-нагрева реализован в импульсе № 17329; при этом мощности гиротронов удерживаются в интервалах соответственно $P_1 = 0.3–0.25$ МВт, $P_2 = 0.17–0.12$ МВт. Во всех рассматриваемых случаях осуществлялся режим центрального ЭЦР-нагрева, – резонансная область поглощения СВЧ-излучения лежала в центре плазменного шнура. Необходимо отметить, что все три режима сопровождаются скачкообразным ростом плотности плазмы при переходном процессе.

Динамика и численные значения τ_E в различных режимах ЭЦР-нагрева представлены на рис. 2. Методика расчета динамики τ_E дается в [24]. На рис. 2а представлена эволюция τ_E при

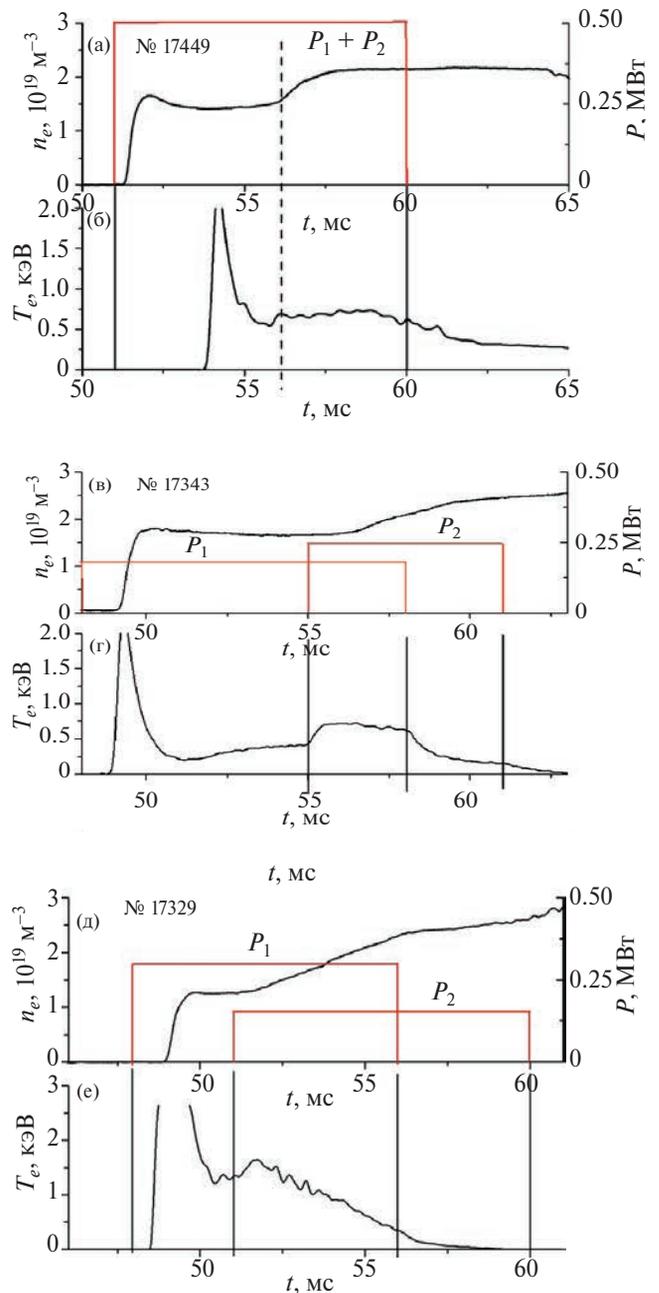


Рис. 1. Временная эволюция средней электронной плотности n_e (слева) и центральной электронной температуры T_e (справа) для трех выбранных режимов: а, б) спонтанный переходный процесс; в, г) модулированное увеличение мощности; д, е) модулированное уменьшение мощности. Сценарий ЭЦР-нагрева указан красными линиями. Пунктирная линия соответствует моменту спонтанного переходного процесса.

введении в плазму немодулированной СВЧ-мощности 0.5 МВт, спонтанный переходный процесс дает приращение τ_E в 1.5 раза, – между двумя стационарными состояниями на 54-й и 58-й мс СВЧ-импульса энергетическое время

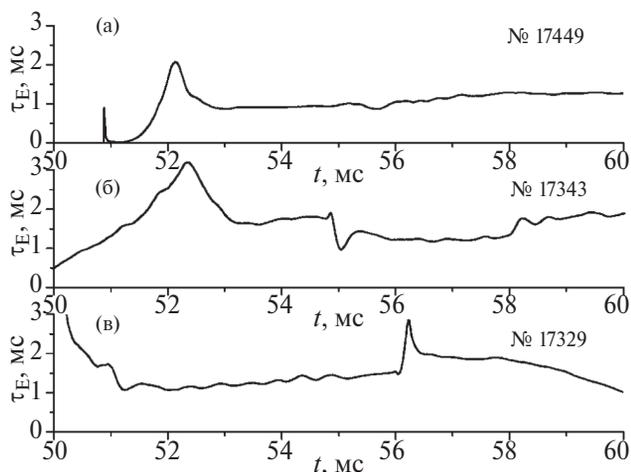


Рис. 2. Временная эволюция энергетического времени плазмы τ_E на квазистационарной фазе разряда для режимов со спонтанным переходом (а), скачкообразным ростом (б) и уменьшением мощности нагрева (в).

τ_E меняется с 0.9 до 1.3 мс. На рис. 2б представлена динамика τ_E при увеличении мощности нагрева, при этом τ_E падает с 1.8 мс до 1.2 мс. Наконец на рис. 2в представлен режим с уменьшением мощности, при этом τ_E растет от 1.5 до 1.9 мс. Поскольку энергия плазмы в установке Л-2М мала, высокие мощности нагрева не позволяют получить высокие значения τ_E в стационарном режиме, в отличие от так называемого профилированного режима [24], в котором имеется возможность кратно увеличить τ_E . Первый гиротрон при фиксированной мощности служил для ионизации и первичного нагрева плазмы, второй обеспечивал стационарный разряд длительностью 10 мс. В данном случае в режиме с уменьшением мощности нагрева было получено рекордное для плазмы в стеллараторе Л-2М значение $\tau_E = 7$ мс [24].

Во всех случаях экспериментальные значения τ_E разумно согласуются с рассчитанными по полумпирической Транспортной модели канонических профилей, ранее применявшейся к токамакам [25].

Для получения определенного значения τ_E важна динамика электронной температуры T_e и плотности n_e , а также энергосодержание плазмы $W \sim \int (n_e T_e + n_i T_i) dV$. Динамика T_e на стационарной фазе разряда определяется модуляцией P , динамика центральной и усредненной плотности n_e зависит от ее перераспределения по диаметру шнура и от источника частиц основной компоненты плазмы и от поступления примесей со стенок. Известно, что при ЭЦР-нагреве имеет

место эффект выноса плотности из центральной области (rimr-out), приводящий к формированию немонотонного “провального” профиля плотности (рис. 3). В то же время при наличии индукционного тока эффект rimr-out увеличивается с ростом n_e до определенного критического значения, после чего уменьшается. Критическое значение плотности зависит от тока плазмы; с ростом тока оно возрастает при фиксированной мощности ЭЦР-нагрева [26]. Профиль электронной температуры обладает краевым транспортным барьером, динамику которого с помощью оптических диагностик определить не удается [27].

Ранее обнаружено, что при скачкообразном увеличении мощности ЭЦР-нагрева в течение разряда усиливается импульсное поступление примесей в плазму, вызванное распылением покрытия стенки камеры стелларатора Л-2М. Также включение дополнительной мощности нагрева ведет к подавлению длинноволновых ($k_{\perp} = 2 \text{ см}^{-1}$) флуктуаций плотности в краевой плазме, нарастанию коротковолновых ($k_{\perp} = 30 \text{ см}^{-1}$) и длинноволновых флуктуаций ($k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$) в срединной области плазмы и к усилению коротковолновых флуктуаций ($k_{\perp} = 20 \text{ см}^{-1}$) в центральной области, включая область гирорезонанса. В краевой плазме при поступлении примесей наблюдается падение потенциала и его флуктуаций. Поступление примесей в плазму, как и любой резкий рост плот-

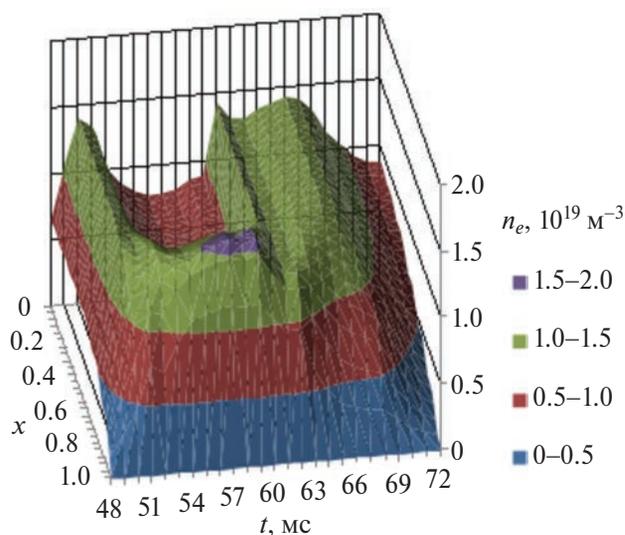


Рис. 3. Пространственно-временное распределение электронной плотности плазмы при ЭЦР-нагреве с эффектом rimr-out по данным лазерной интерферометрии.

ности, вызывает всплеск и повышение уровня МГД-активности [6].

На рис. 4 и 5 представлена эволюция макропараметров в сравнении со структурой флуктуаций. На рис. 4 даны параметры импульса со спонтанным переходным процессом: а) огибающие СВЧ-импульсов ЭЦР-нагрева в условиях, когда оба гиротрона работали синхронно с суммарной мощностью, достигающей 0.5 МВт, б) временные эволюции средней электронной плотности (синяя линия) и энергии плазмы (зеленая линия). На рис. 4в представлена эволюция интенсивности излучения линий атомарного водорода $H\alpha$ (переходный процесс сопровождается падением сигнала) и ионов бора ВІІ (при переходном процессе наблюдается рост этого сигнала). На рис. 4г представлен фурье-спектр малоуглового рассеяния гиротронного излучения, на рис. 4д — фурье-спектр обратного рассеяния гиротронного излучения в плазме. Вертикальной линией отмечен момент перехода. Видно, что диагностики дают отклики на стационарные стадии разряда до перехода (53–55.5-я мс) полоса спектра $f=0\dots 100$ кГц наблюдается в сигнале малоуглового рассеяния (МУР), после перехода, при плотности,

возросшей до $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, наблюдается сигнал обратного рассеяния (ОР) в диапазоне частот $f=0\dots 150$ кГц.

На рис. 5 представлены временные эволюции сигналов ленгмюровского зонда, свидетельствующие об изменении структуры электрического поля. Сравниваются импульсы с модуляцией мощности нагрева — падением (№ 17329) и ростом (№ 17343). На рисунке представлены: а) осциллограммы плавающего потенциала ленгмюровского зонда V_f (красная линия — с ростом, черная линия — с падением мощности); б) фурье-спектр V_f в импульсе с ростом мощности, в) фурье-спектр V_f в импульсе с падением мощности. Видно радикальное (на порядок) падение потенциала при выключении второго гиротрона (56-я мс), как и обрезание флуктуаций рассеяния. При включении второго гиротрона наблюдается четырехкратный рост V_f . Рост потенциала и уширение его спектра коррелирует с включением дополнительного нагрева. После выключения первого СВЧ-импульса и при действии второго СВЧ-импульса наблюдается монотонное падение потенциала и обужение частотного спектра.

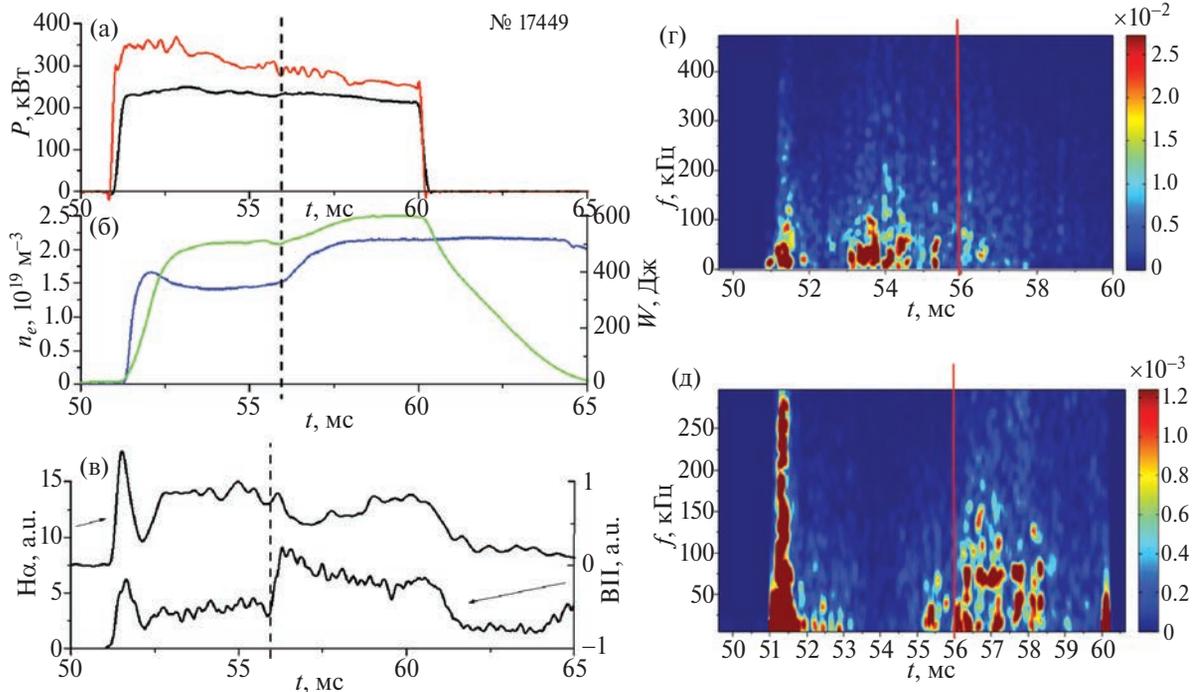


Рис. 4. Параметры импульса со спонтанным переходным процессом: а) мощности двух гиротронов P_1 (красная линия) и P_2 (черная линия); б) средняя электронная плотность (синяя линия) и энергия плазмы (зеленая линия); в) интенсивности излучения линий атомарного водорода $H\alpha$ и ионов бора ВІІ; г) фурье-спектр малоуглового рассеяния гиротронного излучения, д) фурье-спектр обратного рассеяния гиротронного излучения. Пунктиром отмечен момент перехода, вертикальными сплошными линиями — моменты включения и выключения СВЧ-излучения гиротронов.

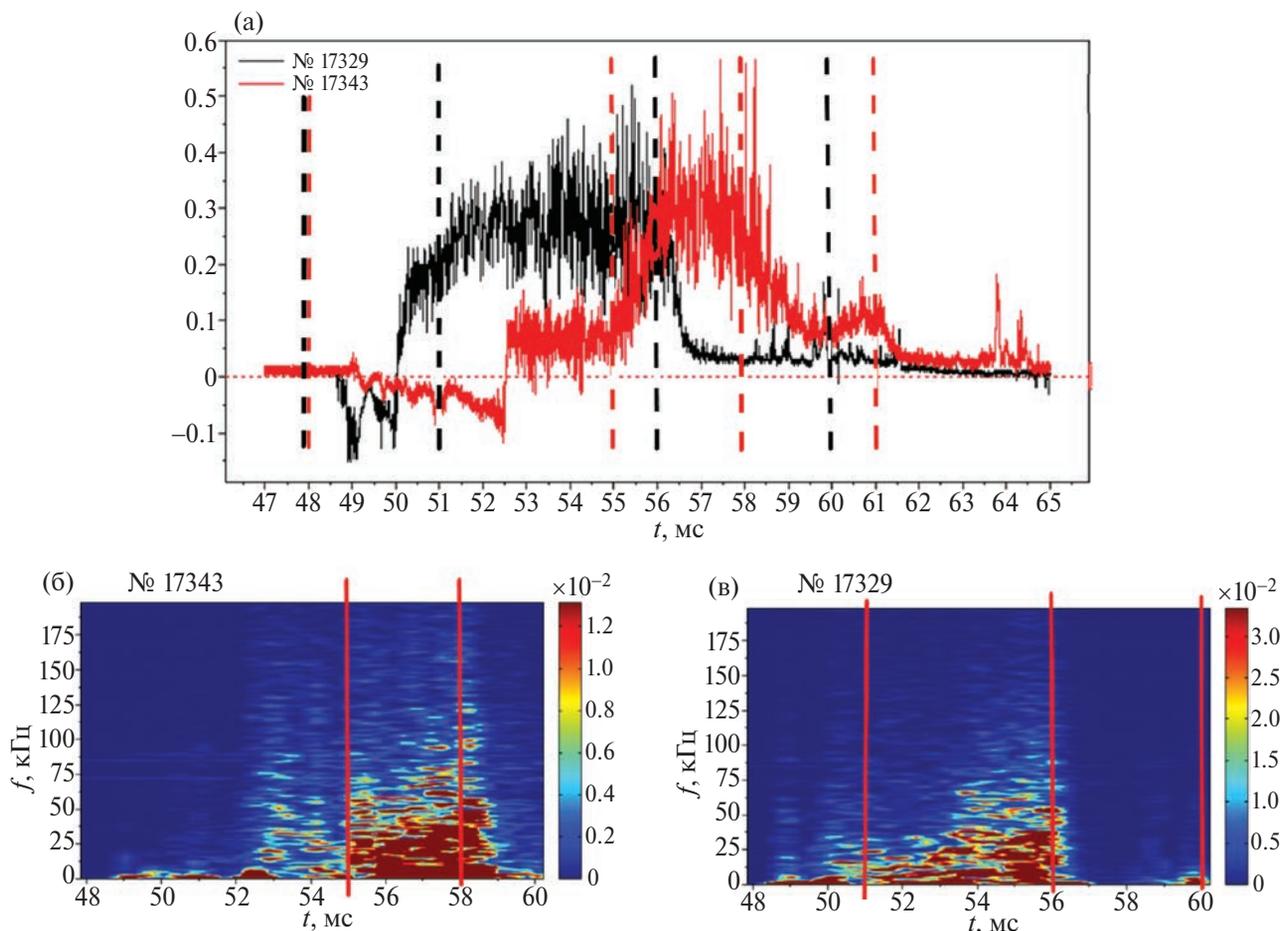


Рис. 5. Плавающий потенциал ленгмюровского зонда в импульсах с модуляцией СВЧ-мощности нагрева. а) Осциллограммы плавающего потенциала V_f (красная линия – с ростом, черная линия – с падением СВЧ-мощности); б) фурье-спектр флуктуаций V_f в импульсе с ростом мощности, в) фурье-спектр флуктуаций V_f в импульсе с падением СВЧ-мощности. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты включения и выключения гиротронов.

Подобный эффект – низкое значение потенциала на краю и его скачкообразный рост/падение – наблюдается как на начальной стадии, в условиях холодной периферийной плазмы. Это обусловлено тем, что пока механизм распространения тепла теплопроводностный и не открылся канал конвекции и диффузии на краю [28]. Также подобное явление наблюдается в условиях импульсно-периодического нагрева плазмы, когда в паузах между импульсами температура и потенциал периферийной плазмы падает практически до нуля [29].

Фурье-спектры сигналов обратного рассеяния гиротронного излучения для трех рассматриваемых сценариев разряда представлены на рис. 6. Рисунок 6а соответствует импульсу со спонтанным переходом, рис. 6б – с ростом мощности нагрева, 6в – с уменьшением. В импульсе со спонтанным переходом первый всплеск флуктуаций с 51-й по

52-ю мс коррелирует с первоначальным ростом плотности, и дальнейший спад до полосы с частотой 0...30 кГц соответствует небольшому спаду плотности (см. рис. 1а). Далее при постоянной плотности до переходного процесса флуктуации практически отсутствуют. После окончания переходного процесса появляются флуктуации в полосах частот 0...40 и 60...80 кГц, при этом наблюдаются флуктуации и на более высоких частотах. Флуктуации имеют всплывающий характер.

Характер спектра для импульса с ростом СВЧ-мощности нагрева весьма сходен. Начальная стадия аналогична предыдущему случаю, характер флуктуаций не меняется при включении второго гиротрона на 55-й мс. После начала роста плотности плазмы на 56-й мс появляются флуктуации, частотный спектр которых аналогичный 6а.

Характер флуктуаций для 6в иной, при этом необходимо отметить, что в этих условиях схема

4. ОБСУЖДЕНИЕ

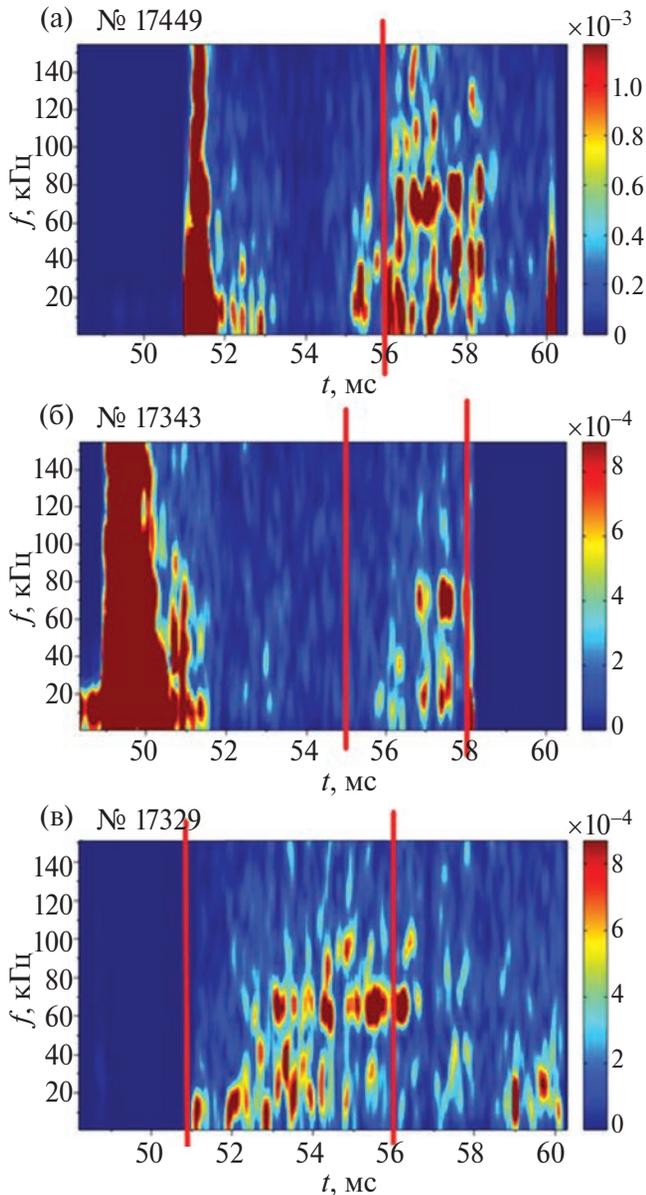


Рис. 6. 3D-фурье-спектр сигнала обратного рассеяния гиротрона для трех режимов: а) импульс со спонтанным переходным процессом, б) импульс с ростом СВЧ-мощности, в) импульс с уменьшением СВЧ-мощности. Вертикальными линиями отмечены спонтанный переход (а) и моменты включения и выключения СВЧ-излучения гиротронов (б, в).

измерений технически отличалась. В данном случае полоса меньших частот появляется с началом роста плотности, полоса больших частот появляется с задержкой, на 53-й мс, полоса меньших частот исчезает на 54.5-й мс, после выключения первого гиротрона, полоса больших частот — на 56.5-й мс. Надо отметить, что эти времена не коррелируют с временами включения и выключения СВЧ-нагрева.

Для анализа требуется рассмотреть особенности взаимодействия краевой плазмы со стенкой и его изменение при переходных процессах, а также возможные плазменные неустойчивости для условий представленных экспериментов.

В стеллараторе Л-2М при мощности ЭЦР-нагрева 0.2 МВт удельные нагрузки на стенку камеры в углах сепаратрисы магнитных поверхностей составляют 0.5 МВт/м². Удвоение мощности в эксперименте (импульс № 17343) и соответствующее увеличение диффузионных и конвективных потоков плазмы, воздействующих на стенки вакуумной камеры в углах сепаратрисы, вызывают заметное распыление бороуглеродного покрытия стенок камеры. Именно этот эффект позволяет поставить эксперименты по изучению влияния импульсного поступления примесей на турбулентные флуктуации плотности и потенциала, а также на МГД-активность [6]. Если радиационные потери и потоки атомов перезарядки распределены по камере приблизительно равномерно, то взаимодействие плазма-стенка происходит в узкой области вблизи углов сепаратрисы. Также было показано, что в режимах дополнительного ЭЦР-нагрева при условии падения средней плотности плазмы наблюдается рост уровня коротковолновых турбулентных флуктуаций плотности с задержкой 2–4 мс относительно фронта включения СВЧ-импульса дополнительного нагрева, и сохраняется уровень длинноволновых флуктуаций плотности [6].

В случае спонтанных переходных процессов с перестройкой периферийного слоя плазмы одновременно с существенным ростом плотности растет и МГД-активность. Также рост МГД-активности наблюдался при вынужденном переходе, вызванном увеличением СВЧ-мощности нагрева. Видимо, механизм изменения периферии плазмы при спонтанном переходном процессе с высокой мощностью во многом аналогичен режиму с увеличением мощности. По крайней мере, структура спектра частотных флуктуаций плотности близка (рис. 5).

В связи с этим интересным представляется сравнение микропроцессов при увеличении мощности нагрева плазмы (подробно изученном в [6]) и в режиме с падением мощности, при котором наблюдается эффект значительного роста энергетического времени жизни [24]. Увеличение уровня флуктуаций плотности также происходит

при увеличении плотности плазмы. Однако в этом случае наблюдается и рост энергетического времени жизни. Этот результат, по-видимому, можно трактовать как уменьшение турбулентного потока тепла из-за падения температуры и роста плотности плазмы, несмотря на рост флуктуаций плотности [6].

Из рис. 3 видно, что характер спектра отраженного назад рассеяния для спонтанного и вынужденного переходных процессов, сопровождающихся ростом плотности, сходен, — он спадает при росте плотности и снова возрастает при падении ее в результате рекомбинации. Возможная перестройка профиля плотности в данных экспериментах не измеряется, однако ранее было обнаружено, что при увеличении мощности нагрева растет глубина “провала” плотности в центральной области плазменного шнура (эффект *rim-out*, некомпенсированный индукционным током) и одновременно возрастает ее значение на периферии за счет динамического роста энергетической нагрузки на стенки [29].

Минимальный уровень флуктуаций наблюдается для магнитного поля $B_{\text{н}}/B_0 \sim 5 \times 10^{-5}$, где $B_{\text{н}}$ — амплитуда флуктуирующего магнитного поля, B_0 — тороидальное магнитное поле на оси плазменного шнура. Уровень флуктуаций плотности в приграничной области плазменного шнура $n_{\text{н}}/n \sim 0.2-0.3$. в центральной области данное значение уменьшается до 0.1. В приграничном слое могут развиваться локализованные МГД-неустойчивости типа пилинг-мод [30], а в более глубоких слоях — дрейфовые вихри [31, 32]. В области нагрева о природе структур пока можно только предполагать. Низкочастотные пульсации с высоким уровнем кросс-корреляции пронизывают весь плазменный шнур. Взаимосвязь между турбулентными пульсациями в разных видах низкочастотной структурной турбулентности возникает через взаимное влияние ансамблей стохастических структур [33].

В обсуждаемых экспериментах были обнаружены следующие характерные флуктуации. Для электрического потенциала вблизи сепаратрисы характерно: абсолютное значение плавающего V_f увеличивается при включении второго гиротрона, при выключении — V_f падает практически до нуля. При включении второго гиротрона расширение спектра флуктуаций от 0...10 до 0...70 кГц, при

выключении второго гиротрона падение этого спектра до 0 во всем частотном диапазоне.

Флуктуации плотности: для волнового числа $k_{\perp} = 1 \text{ см}^{-1}$ характерна полоса частот 0...100 кГц до спонтанного переходного процесса, затем интенсивность флуктуаций падает до 0 во всем частотном диапазоне. Для волнового числа $k_{\perp} = 30 \text{ см}^{-1}$ в спектре флуктуаций появляются полосы частот 10–30 и 60–80 кГц после спонтанного переходного процесса. Близкий характер и для режима с ростом СВЧ-мощности нагрева плазмы, — при начале роста плотности наблюдаются частотные полосы 10–30 и 60–80 кГц. В импульсе с уменьшением СВЧ-мощности наблюдаются флуктуации плотности в полосах 0...40 и 60...80 кГц и их перестройка. Флуктуации плотности имеют вспышечный характер.

Проанализируем характер обнаруженных флуктуаций. К низкочастотным возмущениям (частоты масштаба $f \sim 10$ кГц) относятся электростатические геодезические акустические моды (ГАМ) с характерной частотой $f = f = (2\gamma / \rho R_0^2)(1 + \mu^2 / 2)$, где p и ρ — соответственно давление и плотность плазмы, γ — показатель адиабаты. Сателлит ГАМ на трехмерной кривизне имеет характерную частоту $f = C_s \sqrt{2 + \mu^2} \sim \sim 64$ кГц, где μ — угол вращательного преобразования силовой линии, C_s — скорость ионного звука. Трехмерная акустическая мода, характерная для плазмы стеллараторов, имеет частоту $\omega \sim \omega_{\text{ГАМ}} N_{\mu} / l$, где N — число периодов магнитного поля, l — заходность стелларатора. Оценка для Л-2М дает частоту $f \approx 110$ кГц [34]. Что касается кинетических неустойчивостей, то оценка для ионной температурной градиентной (ITG) моды для параметров плазмы Л-2М дает значения $f \leq 100$ кГц, для электронной температурной градиентной (ETG) моды дает $f \leq 1$ МГц [35]. Необходимо также отметить, что некоторые возмущения могут трансформироваться, например, градиентная мода может переходить в сателлит ГАМ близкой частоты (механизм перехода по спектру).

Вклад периферийной плазмы можно оценивать с точки зрения как диффузионных, так и недиффузионных (конвективных) механизмов. Вспышечный характер колебаний плотности можно соотнести с образованием вихрей. Разделение диффузионных и конвективных компонент

потока с помощью теоретико-вероятностных построений в виде конечной смеси гауссовых распределений анализировалось в [33]. Показана связь процесса низкочастотной сильной структурной турбулентности с неброуновским переносом плазмы в магнитном поле, определяемая характерными временными и пространственными масштабами ансамблей стохастических плазменных структур. Перемежаемость плазменных турбулентных пульсаций обычно связывается с процессами возникновения плазменных структур (солитонов и вихрей), их нелинейным взаимодействием, а также процессами затухания и выноса.

Анализ недиффузионного характера переноса в краевой плазме подробно излагается в [36]. Механизм аномального переноса тепла основан на конкуренции, когда нагрев плазмы, фоновая (неоклассическая) теплопроводность и внешние граничные условия искажают начальный профиль давления, делая его слабонеустойчивым. Эта неустойчивость возбуждает и поддерживает нелинейную конвекцию, которая стремится восстановить адиабатически редуцированное состояние и приводит к аномальному недиффузионному переносу тепла и плотности плазмы.

Развитие этих подходов и более подробный анализ флуктуаций как в центре плазменного шнура, так и в присепаратрисной области плазмы, и поиск возможных связей с изменением макропараметров плазмы и характеристиками удержания планируется представить в следующих публикациях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен сравнительный анализ эволюции макропараметров и флуктуирующих параметров при спонтанных и вынужденных переходных процессах в плазме классического квазистационарного стелларатора Л-2М. Получение и удержание плазмы осуществлялось в режиме электронно-циклотронного резонансного СВЧ-нагрева в условиях высокого удельного энерговклада в диапазоне $0.8\text{--}2\text{ МВт/м}^3$.

В плазме наблюдаются спонтанные переходные процессы при постоянной мощности нагрева P и вынужденные при скачкообразно растущей или убывающей P . Высокие значения удельной СВЧ-мощности ЭЦР-нагрева создают значительную тепловую нагрузку на стенку камеры в углах сепаратрисы, что приводит к распылению боро-

углеродного покрытия стенок камеры и изменению его характеристик при модуляции мощности нагрева. При анализе флуктуирующих параметров плазмы выявлен ряд характерных частот, соответствующих возможным МГД и кинетическим неустойчивостям.

Авторы выражают благодарность А.А. Летунову и Ю.В. Хольнову за предоставленные экспериментальные данные, коллективу стелларатора Л-2М и гиротронного комплекса МИГ-3 за участие в экспериментах, С.В. Неудачину, В.П. Пастухову и Д.А. Шелухину (НИЦ КИ) за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Эксперименты на установке Л-2М выполнялись в рамках Госзадания ИОФ РАН. Работа Н.К. Харчева поддержана Российским научным фондом, грант 23-72-00042.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yamada H., Harris J. H., Dinklage A., Ascasibar E., Sano F., Okamura S., Talmadge J., Stroth U., Kus A., Murakami S., Yokoyama M., Beidler C.D., Tribaldos V., Watanabe K.Y. and Suzuki Y. // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. 1684.
2. Fujisawa A., Iguchi H., Minami T., Yoshimura Y., Sanuki H., Itoh K., Lee S., Tanaka K., Yokoyama M., Kojima M., Itoh S.-I., Okamura S., Akiyama R., Ida K., Isobe M., Morita S., Nishimura S., Osakabe M., Shimizu A., Takahashi C., Toi K., Hamada Y., Matsuoka K. and Fujiwara M. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 2669–2672.
3. Yoshimura Y., Kasahara H., Tokitani M., Sakamoto R., Ueda Y., Ito S., Okada K., Kubo S., Shimoizuma T., Igami H., Takahashi H., Tsujimura T.I., Makino R., Kobayashi S., Mizuno Y., Akiyama T., Ashikawa N., Masuzaki S., Motojima G., Shoji M., Suzuki C., Tanaka H., Tanaka K., Tokuzawa T., Tsuchiya H., Yamada I., Goto Y., Yamada H., Mutoh T., Komori A., Takeiri Y. and the LHD Experiment Group. // Nucl. Fusion. 2016. V. 56. 046005.
4. Eguilior S., Castejón F., Luna E. de la, Cappa A., Likin K., Fernández A. and TJ-II Team // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2003. V. 45. P. 105.
5. Milligen B. Ph. van, Estrada T., Garcia L., Lopez Bruna D., Carreras B.A., Xu Y., Ochando M., Hidalgo C., Reynolds-Barredo J. M., Lopez Fraguas A. and the TJ-II Team // Nuclear Fusion. 2016. V. 56. 016013.
6. Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Гребенщиков С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Мала-

- хов Д.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Харчевский А.А., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В. // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. С. 666–672.
7. *Коврижных Л.М.* // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32. С. 1070–1078.
 8. *Коврижных Л.М.* // *Физика плазмы*. 2005. Т. 31. С. 17–29.
 9. *Пастухов В.П.* // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 808–823.
 10. *Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D., Batanov G.M., Berezhetskij M.S., Danilkin I.S., Donskaya N.P., Fedyanin O.I., Gladkov G.A., Grebenschikov S.E., Harris J.H., Kharchev N.K., Kholnov Yu.V., Kolik L.V., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Letunov A.A., Likin K.M., Lyon J.F., Meshcheryakov A.I., Nechaev Yu.I., Petrov A.E., Sarksyian K.A. and Sbitnikova I.S.* // *Nucl. Fusion*. 1997. V. 37. P. 233.
 11. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю.* // *Успехи прикладной физики*. 2015. Т. 3. № 2. С. 145–149.
 12. *Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskii M.S., Borzosekov V.D., Fedyanin O.I., Grebenschikov S.E., Grishina I.A., Khol'nov Yu.V., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kovrizhnykh L.M., Larionova N.F., Malakhov D.V., Meshcheryakov A.I., Petrov A.E., Pleshkov E.I., Sarksyian K.A., Shchepetov S.V., Skvortsova N.N., Stepakhin V.D., Vafin I.Yu., Vasilkov D.G. and Voronov G.S.* // *Plasma and Fusion Research*. 2011. V. 6. 2402142.
 13. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Meshcheryakov A.I., Grishina I.A., Tereshchenko M.A.* // *Phys. Plasmas*. 2023. V. 30. 122112.
 14. *Щепетов С.В., Хольнов Ю.В. и Васильков Д.Г.* // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. С. 151.
 15. *Суворов Е.В., Фрайман А.А.* // *Физика плазмы*. 1980. Т. 6. С. 1161–1166.
 16. *Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Малахов Д.В., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К.* // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2011. № 2. С. 70.
 17. *Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Коврижных Л.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. С. 511.
 18. *Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Вафин И.Ю., Петров А.Е., Сарксян К.А., Сахаров А.С., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. С. 707.
 19. *Горшенин А.К., Королев В.Ю., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н.* Программа робастного анализа временных рядов длинноволновой турбулентности в тороидальных плазменных установках. Св-во 2012610645 10 января 2012.
 20. *Борзосеков В.Д., Смирнов В.А.* Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021617541 Российская Федерация. Программа спектрально-корреляционного и вейвлет-анализа параметров коротковолновой и длинноволновой плазменной турбулентности на стеллараторе Л-2М : № 2021615229.
 21. *Васильков Д. Г., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 731.
 22. *Wagner F., Baldzuhn J., Brakel R., Burhenn R., Erckmann V., Estrada T., Grigull P., Hartfuss H. J., Herre G., Hirsch M., Hofmann J.V., Jaenicke R., Rudyj A., Stroth U. and Weller A.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1994. V. 36. A61.
 23. *Vasilkov D.G., Grebenschikov S.E., Grishina I.A., Ivanov V.A., Meshcheryakov A.I., Petrova M.N. and Kharchev N.K.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. V. 2055. 012005.
 24. *Vasil'kov D.G. and Kharchev N.K.* // *Plasma Physics Reports*. 2023. V. 49. P. 1443.
 25. *Dnestrovskij Yu.N., Melnikov A.V., Lysenko S.E., Meshcheryakov A.I., Kharchev N.K., Vasilkov D.G., Grebenschikov S.E., Kasyanova N.V., Cherkasov S.V., Vafin I.Yu., Eliseev L.G., and Sychugov D.Yu.* // *Plasma Phys. Reports*. 2024. V. 50. P. 552.
 26. *Andreev V.F., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V., Dnestrovskij Yu.N., Gorbunov E.P., Kasyanova N.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Myalton T.B., Roy I.N., Sergeev D.S. and Zenin V.N.* Experimental study of density pump-out effect with on-axis electron cyclotron resonance heating at the T-10 tokamak // *Plasma Phys. Control. Fusion* 2016. V. 58. 055008.
 27. *Воронов Г.С., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронова Е.В., Гребенщиков С.Е., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Логвиненко В.П., Малахов Д.В., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Саенко В.В., Скворцова Н.Н., Федянин О.И., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Щепетов С.В.* // *Физика плазмы*. 2010. Т. 36. С. 595.
 28. *Vasilkov D.G., Tereshchenko M.A.* // *Plasma Physics Reports*. 2022. V. 48. P. 71
 29. *Васильков Д.Г., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Вафин И.Ю., Гребенщиков С.Е., Гришина И.А., Иванов В.А., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Мещеряков А. И., Петрова М.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В.* Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. Вып. 3. С. 79.
 30. *Щепетов С.В., Васильков Д.Г.* // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. С. 602.
 31. *Nezlin M.V., Snezhkin E.N.* Rossby Vortices, Spiral Structures, Solitons. *Astrophysics and Plasma Physics*

- in Shallow Water Experiments. Springer Series in Nonlinear Dynamics. Springer-Verlag. 1993.
32. *Kharchev N.K., Skvortsova N.N., Sarksyian K.A.* Stochastic structures in low-frequency plasma turbulence: measurement of characteristics and determination of general features // *Journal of Mathematical Sciences*. 2001. 106. P. 2691.
33. *Батанов Г.М., Бенинг В.Е., Королев В.Ю., Петров А.Е., Пшеничников А.А., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К., Хольнов Ю.В., Окубо К., Шимозума Т., Иошимора И., Кубо С., Санчез И., Эстрада Т., ван Миллиген Б.Ф.* Структурная плазменная низкочастотная турбулентность в стеллараторах // *Стохастические модели структурной плазменной турбулентности*. М.: Макс Пресс. С. 92.
34. *Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V. and Vasilkov D.G.* // *Journal of Physics: Conference Series*. 2018. V. 1094. 012012.
35. *Skvortsova N.N., Chirkov A.Yu., Kharchevsky A.A., Malakhov D.V., Gorshenin A.K. and Korolev V.Yu.* // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. V. 666. 012007.
36. *Пастухов В.П., Курнева Н.А., Смирнов Д.В.* // *Физика плазмы*. 2019. Т. 45. № 12. С. 1072.

SPONTANEOUS AND INDUCED TRANSIENT PROCESSES IN PLASMA OF THE L-2M STELLARATOR IN HIGH-POWER ECR HEATING REGIME

D. G. Vasilkov^{a,b,*}, V. D. Borzosekov^a, N. N. Skvortsova^{a,c}, and N. K. Kharchev^{a,d}

^a*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia*

^b*Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia*

^c*MIREA — Russian Technological University, Moscow, 119454, Russia*

^d*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182, Russia*

**e-mail: lhdlhd81@mail.ru*

Comparative analysis of time evolutions of plasma macro- and microparameters during spontaneous and induced transient processes in the classical quasi-stationary stellarator L-2M is presented. Plasma heating was performed in the electron cyclotron resonance heating (ECRH) regime at the second harmonic of electron gyrofrequency under conditions of high specific energy input in the power range of 0.8–2 MW/m³. Spontaneous transient processes are observed at constant heating powers, and induced ones are initiated by a stepwise increase or decrease in heating power. Correlation between time evolutions of plasma macroparameters (primarily the energy lifetime) and the parameters of plasma turbulence is searched. Physical models of the phenomena that determine dynamic changes in plasma macroparameters are presented. Analysis of the data of high-frequency diagnostics made it possible to clear up the action of MHD and kinetic instabilities on transient processes in the stellarator hot plasma, as well as the role of plasma-wall interaction.

Keywords: controlled fusion, current-free plasma magnetic trap, stellarator, electron cyclotron resonance heating of plasma, transient processes, plasma turbulence

УДК 533.9

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ ОТ ЭНЕРГИИ И УГЛА ПАДЕНИЯ БОМБАРДИРУЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ РАСПЫЛЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ПРИМЕРЕ МИШЕНИ ИЗ ВОЛЬФРАМА

© 2024 г. П. Ю. Бабенко^{а, *}, В. С. Михайлов^а, А. П. Шергин^а, А. Н. Зиновьев^а^аФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: babenko@npd.ioffe.ru

Поступила в редакцию 16.06.2024 г.

После доработки 03.07.2024 г.

Принята к публикации 12.07.2024 г.

Дан обзор функциональных зависимостей для описания свойств атомных частиц, распыленных при ионной бомбардировке поверхности твердого тела. Рассмотрена зависимость коэффициентов распыления от энергии и угла падения бомбардирующей частицы. Приведены энергетические спектры и средние энергии распыленных частиц. На примере мишени из вольфрама и изотопов водорода в качестве снарядов предложены формулы для расчета рассматриваемых величин. Эти данные необходимы для оценки поступления распыленных атомов вольфрама в качестве примеси в горячую плазму с использованием транспортных кодов. При концентрации примеси вольфрама более критической невозможно осуществить управляемую термоядерную реакцию с планируемым энергетическим выходом в токамаке-реакторе ИТЭР. Коэффициенты распыления также играют важную роль при моделировании поступления примесей в плазменные установки в результате взаимодействия атомов водородного топлива с материалами дивертора и первой стенки.

Ключевые слова: ионная бомбардировка поверхностей, вольфрам, коэффициенты распыления, энергетические спектры распыленных частиц, токамак ИТЭР

DOI: 10.31857/S0367292124090026, **EDN:** DVJQUC

1. ВВЕДЕНИЕ

Реакция слияния дейтерия и трития, осуществляемая при наиболее низкой температуре, выбрана в международном проекте ИТЭР в качестве демонстрации возможности достижения термоядерного синтеза с положительным выходом. Однако уже с самого начала термоядерных исследований было ясно, что одной из основных преград на пути к управляемому термоядерному синтезу является проблема взаимодействия высокоэнергетических частиц плазмы с материалами первой стенки реактора. В качестве материала дивертора и стенки реактора в токамаке ИТЭР планируется использование вольфрама. Высокоэнергетические потоки изотопов водорода способны приводить к разрушению обращенных к плазме материалов и к поступлению нежелательных примесей в плазму. В работе [1] было продемонстрировано,

что для характерных сценариев ИТЭР количество образующихся частиц распыленного вольфрама весьма близко к критическим значениям. Современные расчеты критической концентрации вольфрама для условий ИТЭР с положительным выходом $Q > 10$ дают значение $1.9 \cdot 10^{-4}$ от плотности плазмы [2, 3]. Проблема использования вольфрама в качестве материала первой стенки и дивертора широко обсуждается [4–7].

Для корректного учета количества поступающего в плазму материала необходимо знать энергетические и угловые зависимости коэффициентов распыления $Y(E, \theta)$ вольфрама изотопами водорода. Из работы [8] видно, что экспериментальные данные по $Y(E, \theta)$ весьма ограничены, и зачастую носят противоречивый характер. Какие-либо данные по распылению вольфрама тритием отсутствуют.

Отдельный интерес представляет информация об энергиях распыленных частиц вольфрама. Эти данные позволяют спрогнозировать дальнейший транспорт примеси и оценить вероятность прохождения в центральную область плазмы. Экспериментальные данные по энергетическим спектрам распыленного вольфрама практически отсутствуют.

Данная работа посвящена обзору имеющихся моделей, описывающих зависимость коэффициентов распыления от энергии и угла падения бомбардирующей частицы, и предоставляет сводку функциональных зависимостей (формул) для описания энергетических характеристик распыленных частиц.

2. ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ ОТ ЭНЕРГИИ БОМБАРДИРУЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ

На рис. 1 представлены имеющиеся экспериментальные данные и данные расчетов коэффициента распыления при различных энергиях соударения для системы дейтерий–вольфрам (D–W). Как видно из рис. 1, экспериментальные данные имеют большой разброс. Представлены

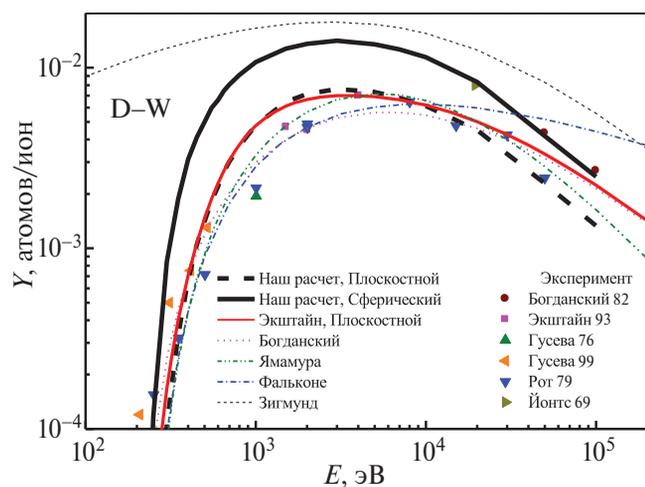


Рис. 1. Зависимость коэффициента распыления от энергии бомбардирующей частицы. Точки – эксперимент из работы [8]. Красная сплошная линия – расчет Экштайна для плоскостного поверхностного барьера из работы [8]. Черная жирная сплошная линия – наш расчет для сферического барьера. Черная жирная штриховая линия – наш расчет для плоскостного барьера. Тонкая штриховая линия – расчет по формуле Зигмунда. Пунктирная линия – расчет по формуле Богданского. Штрихпунктир-пунктирная линия – расчет по формуле Ямамуры. Штрихпунктирная линия – расчет по формуле Фальконе.

результаты компьютерного моделирования из работы [9]. Рассмотрены два предельных случая поверхностного потенциального барьера. Для поверхности, состоящей из острий атомного размера, применим сферический потенциальный барьер. В этом случае распыляются частицы с энергией E_{sp} , большей энергии сублимации U_s , то есть $E_{sp} > U_s$. Для плоской поверхности используется плоскостной потенциальный барьер и условие вылета меняется на $E_{sp} \cdot \cos^2 \theta_{sp} > U_s$, где θ_{sp} – угол вылета распыленной частицы относительно нормали к поверхности. Как видно из рис. 1, поверхностный потенциальный барьер, отражающий шероховатость поверхности, значительно влияет на коэффициент распыления и энергетический порог распыления. При воздействии плазмы на вольфрамовую стенку шероховатость поверхности может значительно меняться. И полученные нами значения для двух поверхностных потенциалов могут рассматриваться как предельные случаи изменения коэффициента распыления.

При распылении тяжелых мишеней легкими атомами доминирует распыление поверхностных слоев потоком обратно рассеянных частиц. В данном случае широко используемый код SRIM [10] дает неверные результаты, поскольку в коде используется неточная (магическая) формула для расчета рассеяния частиц на большие углы. В частности, расчеты с помощью кода SRIM дают неверные положения порогов распыления. В работах Экштайна для расчета распыления используется усовершенствованный код SDTrimSP [11]. На рис. 1 и далее в тексте мы приводим детальное сравнение наших расчетов с расчетами группы Экштайна [8].

На рис. 1 также приведены результаты компьютерного моделирования из работы Экштайна [8] для плоскостного потенциального барьера, а также теоретические кривые из работ Богданского [12], Фальконе [13] и Ямамуры [14]. Данные полученные с помощью формулы Зигмунда [15] уменьшены в 20 раз. Как видно из рис. 1, модель Зигмунда в данном случае неприменима.

В случае бомбардировки легкими частицами тяжелой мишени доминирует механизм распыления поверхностных слоев потоком обратно рассеянных бомбардирующих частиц. Теоретическое рассмотрение данного механизма приведено в работах [14, 16]. Модель Зигмунда не описывает зависимость коэффициентов распыления вблизи

энергетического порога и применима лишь в случае бомбардировки вольфрама ионами средних и тяжелых масс. Как видно из рис. 1, модель Фальконе при энергиях более 10^4 эВ дает завышенные значения коэффициента распыления. Остальные кривые удовлетворительно согласуются между собой и экспериментом.

2.1. Формула Зигмунда

Рассмотрим вначале формулу, предложенную Зигмундом [15], на базе которой создавались почти все последующие зависимости коэффициента распыления от энергии бомбардирующих ионов. В работе [15] коэффициент распыления рассчитан в предположении хаотичного рассеяния и замедления иона в бесконечной среде. В случае $M_2/M_1 < 1$ (здесь M_1 – атомная масса частицы снаряда, а M_2 – атомная масса атома мишени) роль налетающей частицы сводится к передаче энергии частицам мишени, далее развивается каскад соударений, в котором частица отдает импульс на движение в сторону поверхности и при этом имеет энергию больше порога распыления. Для коэффициента распыления в кэВ-диапазоне энергий и для тяжелых ионов и ионов средних масс при нормальном падении была предложена формула

$$Y(E_0) = \left(\frac{3}{4\pi^2} \right) \alpha \frac{S_n(E_0)}{C_0 U_s} = 0.042 \cdot \alpha \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \frac{S_n(E_0)}{U_s} \quad (1)$$

Здесь $C_0 = 1.808 \text{ \AA}^2$ – коэффициент, был получен Зигмундом для потенциала Борна–Майера, α – коэффициент, зависящий от отношения M_2/M_1 (приведен в работе [15]), U_s – энергия сублимации для материала мишени (для вольфрама $U_s = 8.9$ эВ), $S_n(E_0)$ – сечение ядерного торможения, приходящееся на один атом, E_0 – энергия налетающей частицы.

Значения ядерных тормозных потерь для КгС потенциала [17] межатомного взаимодействия можно определить с помощью формул:

$$S_n(E_0) = 4\pi \cdot Z_1 Z_2 e^2 \cdot a_L \cdot \frac{M_1}{M_1 + M_2} \cdot s_n(E_0) \quad (2)$$

$$s_n^{Krc}(\varepsilon) = \frac{0.5 \cdot \ln(1 + 1.2288\varepsilon)}{\varepsilon + 0.1728\sqrt{\varepsilon} + 0.008\varepsilon^{0.1504}}$$

$$a_L = 0.88534 \cdot a_B \cdot \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{-1/2},$$

$$\varepsilon(E_0) = E_0 \cdot \frac{M_2}{M_1 + M_2} \cdot \frac{a_L}{Z_1 Z_2 e^2}$$

Здесь Z_1 и Z_2 – атомный номер частицы снаряда и частицы мишени, соответственно, e – заряд электрона, a_L – длина экранирования Линдхарда, ε – приведенная энергия, a_B – боровский радиус.

Следует отметить, что формула (1) не отражает пороговую зависимость коэффициента распыления. Еще раз подчеркнем, что формула Зигмунда применима для расчета коэффициента распыления в кэВ-диапазоне энергий для тяжелых ионов и ионов средних масс при нормальном падении.

Отметим, что в рассматриваемых ниже формулах Богданского, Ямамуры, Экштайна–Преусса как множитель входит зависимость сечения ядерного торможения от энергии бомбардирующей частицы $S_n = f(E_0)$.

2.2. Формула Богданского

В формуле Богданского добавлены члены для учета пороговой зависимости коэффициента распыления [12].

$$Y(E_0) = Q \cdot S_n^{Krc}(\varepsilon) \left(1 - \left(\frac{E_{th}}{E_0} \right)^{2/3} \right) \left(1 - \frac{E_{th}}{E_0} \right)^2 \quad (5)$$

В табл. 1 приведены параметры Q и E_{th} из работы [18] для мишени из вольфрама (W). Параметры получены подгонкой формулы (5) к экспериментальной зависимости $Y = f(E_0)$.

2.3. Формула Ямамуры

Эмпирическая формула Ямамуры [14] создана на основе большого количества экспериментальных данных:

Таблица 1. Параметры Q и E_{th} из формулы Богданского (5) для систем H–W и D–W.

Система	E_{th} , eV	Q
H–W	428	$0.7 \cdot 10^{-2}$
D–W	178	0.0179

$$\begin{aligned}
 Y(E_0) &= 0.042 \frac{Q(Z_2)\alpha^* \left(\frac{M_2}{M_1}\right)}{U_s} \\
 &\frac{S_n(E_0)}{1 + \Gamma k_e \varepsilon^{0.3}} \left[1 - \sqrt{\frac{E_{th}}{E_0}}\right]^s \\
 \varepsilon &= \frac{0.03255}{Z_1 Z_2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}} \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_0 \text{ (eV)} \\
 s_n^{TF}(\varepsilon) &= \frac{3.441\sqrt{\varepsilon} \cdot \ln(\varepsilon + 2.718)}{1 + 6.355\sqrt{\varepsilon} + \varepsilon(6.882\sqrt{\varepsilon} - 1.708)} \\
 k_e &= 0.079 \frac{(M_1 + M_2)^{3/2}}{M_1^{3/2} M_2^{1/2}} \frac{Z_1^{2/3} Z_2^{1/2}}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{3/4}} \\
 S_n(E_0) &= \frac{84.78 Z_1 Z_2}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}} \frac{M_1}{M_1 + M_2} s_n^{TF}(\varepsilon) \\
 \Gamma &= \frac{W(Z_2)}{1 + \left(\frac{M_1}{7}\right)^3} \\
 \alpha^* &= \begin{cases} 0.249 \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{0.56} + 0.0035 \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{1.5}, & \frac{M_2}{M_1} > 1 \\ 0.0875 \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{-0.15} + 0.165 \left(\frac{M_2}{M_1}\right), & \frac{M_2}{M_1} < 1 \end{cases} \\
 E_{th} &= \begin{cases} 6.7 \frac{U_s}{\gamma}, & M_1 \geq M_2 \\ \left(1 + 5.7 \frac{M_1}{M_2}\right) \frac{U_s}{\gamma}, & M_1 \leq M_2 \end{cases}
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Параметры Q, W, s в формуле Ямамуры для систем водород-вольфрам (Н–W), дейтерий-вольфрам (D–W) и тритий-вольфрам (Т–W) приведены в табл. 2.

2.4. Формула Экштайна–Преусса

На наш взгляд наилучшая подгоночная формула предложена в работе Экштайна и Преусса [19], с помощью которой авторы описывали свои расчетные данные (расчет производился с помощью программы SDTrimSP). Следует отметить, что в работе 2003 года приведена формула с ошибкой. Правильная формула доступна в работе [20]

$$\begin{aligned}
 Y(E_0) &= q \cdot s_n^{KrC}(\varepsilon) \frac{\left(\frac{E_0}{E_{th}} - 1\right)^\mu}{\frac{\lambda}{\omega(\varepsilon)} + \left(\frac{E_0}{E_{th}} - 1\right)^\mu}, \\
 \omega(\varepsilon) &= \varepsilon + 0.1728\sqrt{\varepsilon} + 0.008 \cdot \varepsilon^{0.1504}
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

с ядерными тормозными потерями для потенциала KrC.

Пороговая энергия E_{th} и значения q, λ и μ являются подгоночными параметрами. Параметры λ, q, μ и E_{th} для систем Н–W, D–W и Т–W приведены в табл. 3.

Формула Экштайна–Преусса хорошо описывает наш расчет для энергий менее 10 кэВ, при больших энергиях имеется различие.

2.5. Формула Фальконе

Для случая плоского потенциального барьера имеется теоретический расчет Фальконе [13]. В работе Фальконе предложена формула для вычисления коэффициента распыления Y тяжелых

Таблица 2. Параметры Q, W, s и E_{th} в формуле Ямамуры для систем Н–W, D–W и Т–W.

Система	Q	W	s	E_{th}, eV
Н–W	0.72	2.14	2.8	426.683
D–W	0.72	2.14	2.8	222.134
Т–W	0.72	2.14	2.8	154.052

Таблица 3. Параметры λ, q, μ и E_{th} в формуле Экштайна–Преусса для систем Н–W, D–W и Т–W.

Система	λ	q	μ	E_{th}, eV
Н–W	1.0087	0.0075	1.2046	457.42
D–W	0.3583	0.0183	1.4410	228.84
Т–W	0.2870	0.0419	1.5802	153.8842

мишеней при бомбардировке легкими частицами низких энергий в виде

$$Y = 1.276 \cdot U_s^{-1} \cdot \frac{Z_1 Z_2}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{1/2}} \cdot \frac{\mu - 1}{(1 + \mu)^2} \cdot F(w) \quad (8)$$

$$Q_1 = \frac{Z_1 Z_2}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{1/2}}, Q_2 = \frac{\mu - 1}{(1 + \mu)^2}, \mu = \frac{M_2}{M_1}$$

$$Y = 1.276 \cdot U_s^{-1} \cdot Q_1 \cdot Q_2 \cdot F(w)$$

здесь Z_1 и Z_2 – заряды ядер сталкивающихся атомов, $\mu = M_2/M_1$.

$$F(w) = \frac{\ln w + 3w^{-1/2} - \left(3w^{3/2} \right)^{-1} - 8/3}{w^{1/2}},$$

$$w = \frac{E_0}{E_{th}}, E_{th} = \frac{U_s}{\gamma(1-\gamma)}, \gamma = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}$$

Пороговая энергия распыления обозначена – E_{th} , E_0 – энергия налетающего атома.

2.6. Коэффициенты распыления для систем Н–W и Т–W

На рис. 2а и 2б представлены зависимости коэффициента распыления от энергии налетающей частицы для систем Н–W и Т–W.

В случае Н–W формула Богданского подогнана под экспериментальные данные и следовательно, хорошо их описывает. Зависимость Ямамуры очень похожа на зависимость Богданского. Данные Экштайна–Преусса лежат между нашими расчетами для плоскостного и сферического поверхностного барьера. Формула Фальконе дает завышенные значения для больших энергий.

Для системы Т–W экспериментальных данных нет. Расчет Экштайна–Преусса лежит между двумя нашими предельными случаями. Формула Ямамуры дает заниженные значения коэффициента распыления. Формула Фальконе плохо описывает зависимость для больших энергий.

Мы рекомендуем использовать формулу Экштайна–Преусса для описания зависимости коэффициента распыления от энергии бомбардирующих частиц при энергиях менее 10 кэВ.

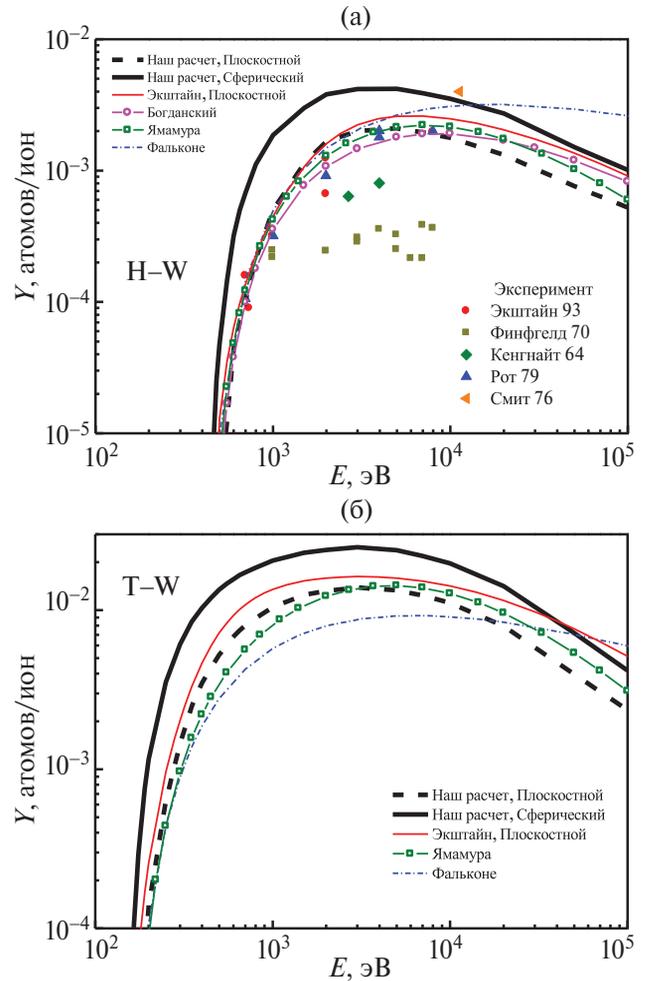


Рис. 2. Зависимость коэффициента распыления от энергии бомбардирующей частицы. Системы: Н–W (а) и Т–W (б). Наш расчет для сферического барьера – сплошная жирная линия и плоскостного – штриховая жирная линия. Расчет группы Экштайна – сплошная тонкая красная линия. Расчет по формуле Фальконе – штрихпунктирная линия. Формула Богданского – линия с открытыми кружками. Формула Ямамуры – открытые квадратики. Экспериментальные данные из работы [8] – точки.

3. КОЭФФИЦИЕНТ РАСПЫЛЕНИЯ ЧАСТИЦ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ ПУЧКА НА МИШЕНЬ

Экспериментальными данными для угловой зависимости коэффициента распыления для мишени из W крайне ограничены [8]. Удобно рассматривать угловую зависимость коэффициента распыления для величины $Y(\theta)/Y(0^\circ)$, т. е. нормируя коэффициент распыления $Y(\theta)$ на значения коэффициента распыления для нормального падения (рис. 3).

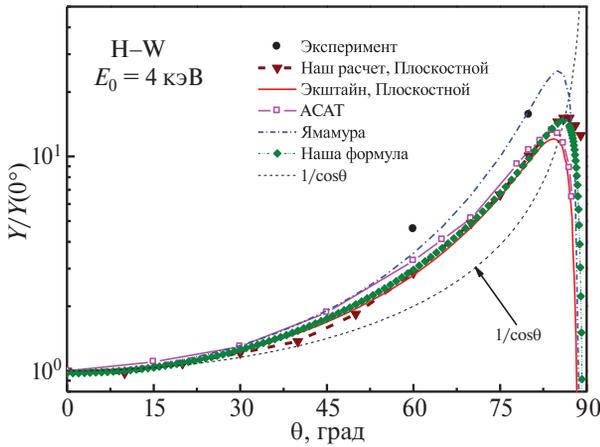


Рис. 3. Зависимость коэффициента распыления от угла падения пучка на мишень. Рассмотрена система Н–W. Энергия налетающей частицы $E_0 = 4$ кэВ. Угол падения пучка на мишень θ отсчитывается от нормали к поверхности. Черные сплошные кружки – экспериментальные данные из работы [8]. Линия с треугольниками – наш расчет для плоскостного барьера. Сплошная красная линия – моделирование программой SDTrimSP [8]. Линия с пустыми квадратами – расчет программой ACAT. Штрихпунктирная линия – формула Ямамуры [14]. Ромбики – расчет по формуле Зиновьева (10). Штриховая линия – зависимость $1/\cos\theta$.

На рис. 3 приведено сопоставление экспериментальных данных с данными различных расчетов. При изменении угла падения пучка на мишень изменяется длина области вблизи поверхности, для которой происходит сбор распыленных атомов. Эта длина меняется приблизительно как $1/\cos\theta$. Естественно, эта длина не может быть больше пробега налетающей частицы в твердом теле. Как видно из рис. 3, зависимость $1/\cos\theta$ не полностью отражает зависимость коэффициента распыления от угла. В модели распыления поверхности потоком обратно рассеянных частиц в зависимости от угла падения пучка на мишень меняется средний угол разворота потока обратно рассеянных частиц. Если при нормальном падении угол разворота составляет порядка 180° , то при угле падения θ он уменьшается на значение $180^\circ - \theta$. Соответственно растет и сечение рассеяния. В работе [21] была предложена формула

$$\frac{Y(\theta)}{Y(0^\circ)} = \frac{1}{\cos\theta} \frac{\sigma(\theta_{av.BS} - \theta)}{\sigma(\theta_{av.BS})} = f(\theta) \quad (9)$$

Здесь $\sigma(\theta)$ – дифференциальное сечение рассеяния на угол θ , $\theta_{av.BS}$ – средний угол рассеяния потока обратно рассеянных частиц. Чтобы учесть эффект насыщения длины сбора частиц при

скользящих углах падения мы добавили в формулу фактор, учитывающий это насыщение.

$$\frac{Y(\theta)}{Y(0^\circ)} = f(\theta) \cdot \exp\left(-\frac{f(\theta)}{L}\right) \quad (10)$$

где L – отношение проективного пробега налетающей частицы в веществе к характерной длине сбора по глубине распыленных атомов. Как видно из рис. 3, удается неплохо описать экспериментальные данные и данные компьютерного моделирования.

В литературе имеются и другие эмпирические зависимости, описывающие функцию $f(\theta)$. Зависимость коэффициента распыления от угла, полученная Ямамурой, дана в работе [18]

$$\frac{Y(\theta)}{Y(0^\circ)} = (\cos\theta)^{-f} \exp\left(f \left[1 - (\cos\theta)^{-1}\right] \cos\theta_{opt}\right) \quad (11)$$

$$f = \sqrt{U_s} \left(0.94 - 1.33 \cdot 10^{-3} \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \right),$$

$$\theta_{opt} = \frac{\pi}{2} - a_L \sqrt[3]{n} \left(2\varepsilon \sqrt{\frac{U_s}{\gamma E_0}} \right)^{-0.5}$$

Для рассматриваемого случая Н–W и $E_0 = 4$ кэВ: $Y(0^\circ) = 0.00201$, $f = 2.074$, $\theta_{opt} = 85.15^\circ$ и $n = 0.06333$ атомов/Å³. Зависимость Ямамуры не противоречит экспериментальным данным (см. рис. 3).

Как видно из рис. 3, результаты компьютерного моделирования для двух типов поверхностного потенциального барьера [9], расчеты группы Экштайна (код SDTrimSP), расчет группы Ямамуры (код ACAT) хорошо согласуются между собой. Формула Ямамуры дает похожую зависимость, но значения больше на 20%.

Существуют подробные расчеты угловых зависимостей коэффициента распыления от угла падения пучка на мишень для систем Н–W, D–W и T–W (приведены в работе [8]). В этой работе использовалась следующая зависимость коэффициента распыления от угла падения пучка на мишень:

$$\frac{Y(E_0, \theta_0)}{Y(E_0, 0)} = \left\{ \cos \left[\left(\frac{\theta_0 \pi}{\theta_0^*} \right)^c \right] \right\}^{-f} \exp \left\{ b \left[1 - \frac{1}{\cos \left[\left(\frac{\theta_0 \pi}{\theta_0^*} \right)^c \right]} \right] \right\} \quad (12)$$

$$\theta_0^* = \pi - \arccos \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{E_0}{E_{sproj}}}} \geq \frac{\pi}{2}$$

В работе [8] приведены значения параметров b , c , f в формуле (10) для систем Н–W, D–W и Т–W. Авторы работы [8] для этих случаев предполагали параметр $E_{sproj} = 1$ эВ.

На рис. 4 сопоставлены результаты расчетов Экштайна с расчетами по нашей программе. Как видно из рис. 4, для углов падения θ менее 75 – 80° имеется хорошее согласие.

Обращаем ваше внимание, что при углах падения пучка на мишень близких к 90° (угол отсчитывается от нормали к поверхности), т. е. для скользящего падения, поведение коэффициента распыления от угла зависит от наличия ямы в потенциале. В работах Экштайна использовался чисто отталкивательный потенциал KrC. Из-за эффекта блокировки при скользящих углах падения коэффициент распыления стремится к нулю. Наши расчеты показали, что учет потенциальной ямы в системах Н–W, D–W и Т–W приводит к тому, что эффект блокировки отсутствует и коэффициент распыления постоянен, т. е. не зависит от угла при значениях угла падения пучка на мишень более 85° .

На наш взгляд, использование формулы Ямамуры или Экштайна для зависимости коэффициента распыления от угла падения пучка

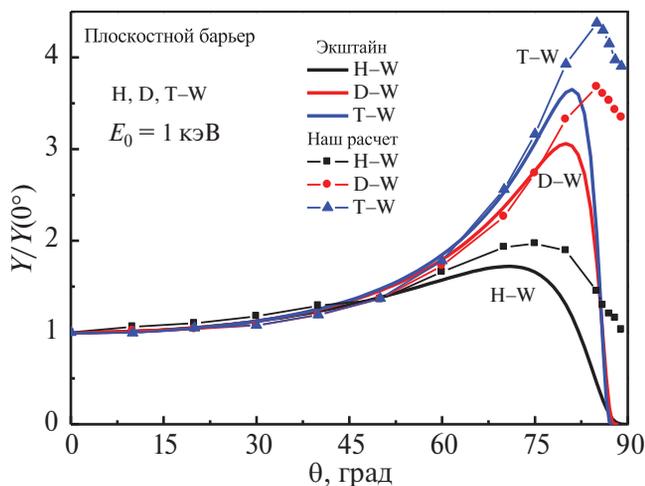


Рис. 4. Зависимость коэффициента распыления, нормированного на величину при нормальном падении, от угла падения. Системы Н–W, D–W и Т–W. Начальная энергия бомбардирующих частиц $E_0 = 1$ кэВ. Линии – расчет группы Экштайна. Линии с символами – наш расчет. Рассмотрен случай плоскостного барьера.

на мишень менее 80° не приведет к большим ошибкам.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ РАСПЫЛЕННЫХ ЧАСТИЦ

На границе твердое тело–вакуум возникает потенциальный барьер. Выбор барьера существенно влияет на энергетические спектры распыленных частиц. При малых энергиях наблюдается сильное отличие в энергетических спектрах для случаев сферического и плоскостного барьеров. Это объясняется тем, что при сферическом барьере все частицы, обладающие энергией выше энергии сублимации $E_{sp} > U_s$, вылетают с поверхности, а для плоскостного барьера произведение энергии частицы на квадрат косинуса угла вылета должно превышать энергию сублимации $E_{sp} \cdot \cos^2 \theta_{sp} > U_s$.

В литературе чаще всего ссылаются на формулу Томпсона [22] для энергетических спектров распыленных частиц:

$$N(E_{sp}) \sim \frac{E_{sp}}{(E_{sp} + U_s)^3} \quad (13)$$

здесь E_{sp} – энергия распыленной частицы.

В работе Фальконе [16] приведены формулы для расчета энергетического спектра распыленных атомов для плоскостного барьера:

$$N(E_{sp}) \sim \frac{E_{sp}}{(E_{sp} + U_s)^2} \ln \frac{\gamma(1-\gamma)E_0}{E_{sp} + U_s}, \quad (14)$$

$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}$$

здесь E_0 – энергия налетающей частицы, M_1 и M_2 – массы сталкивающихся частиц.

Экспериментальные данные об энергетических спектрах распыленных частиц при бомбардировке мишеней из вольфрама изотопами водорода отсутствуют.

На рис. 5 представлены экспериментальные данные по распылению мишени из серебра атомами аргона [23]. При использовании формул (13) и (14) энергия сублимации для мишени из серебра $U_s = 2.95$ эВ [24]. Согласие расчета по формулам и эксперимента можно улучшить, используя значение $U_s = 2.2$ эВ.

На рис. 6 приведены наши расчеты энергетических спектров распыленных частиц – точки и расчет по формуле Фальконе (14) – линии.

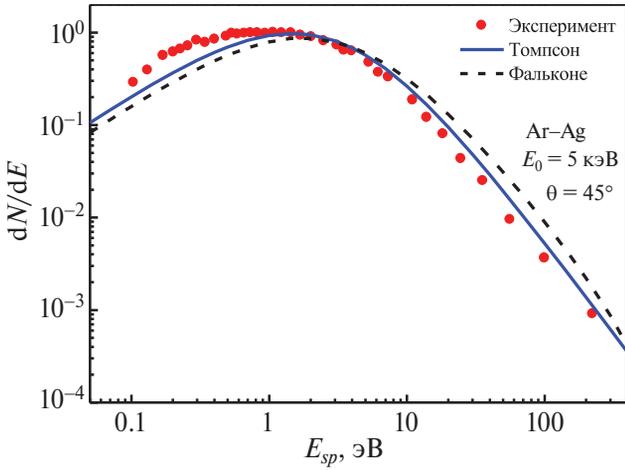


Рис. 5. Энергетический спектр распыленных частиц. Начальная энергия атомов аргона $E_0 = 5$ кэВ. Угол падения пучка на мишень $\theta = 45^\circ$. Точки – эксперимент из работы [23]. Линии – расчет по формулам Томпсона (13) – (сплошная линия) и Фальконе (14) – (штриховая линия).

Имеется удовлетворительное согласие данных нашего моделирования с расчетом по формулам для случая плоскостного барьера (см. рис. 6).

Отметим, что в отличие от формулы Томпсона, формула Фальконе учитывает зависимость энергетического спектра от массы иона. При подгонке нужно вводить нормирующий коэффициент.

5. ДАННЫЕ ПО СРЕДНИМ ЭНЕРГИЯМ РАСПЫЛЕННЫХ ЧАСТИЦ

Средние энергии распыленных частиц [9] приведены на рис. 7 в случае плоскостного и сферического барьеров для систем Н–W, D–W и Т–W. Как видно из рис. 7, средняя энергия в случае плоскостного барьера больше чем в случае сферического, что связано с более жестким критерием для отбора распыленных атомов.

Информацию о средней энергии распыленных частиц можно получить из величины коэффициента распыления Y и коэффициента распыления энергии (полная энергия распыленных частиц, отнесенная к начальной энергии налетающей частицы – sputtered energy coefficient) Y_E :

$$\bar{E}_{sp} = \frac{Y_E}{Y} E_0 \tag{15}$$

В препринте [25] приведены таблицы с величинами Y и Y_E . На рис. 8 показан наш расчет средней энергии распыленных частиц для плоскостного потенциального барьера и систем

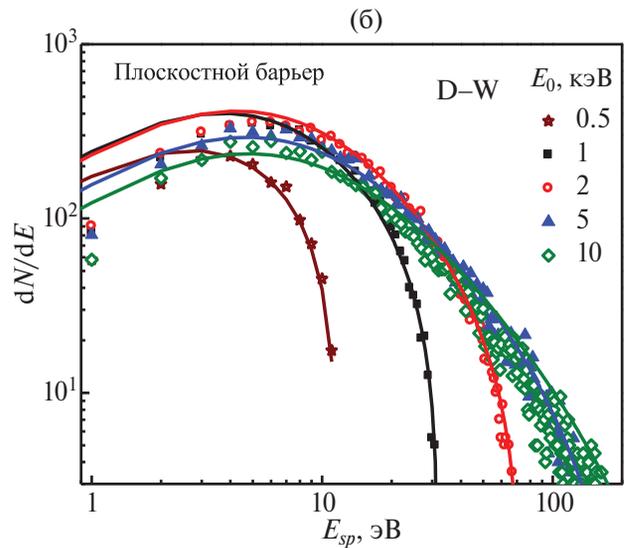
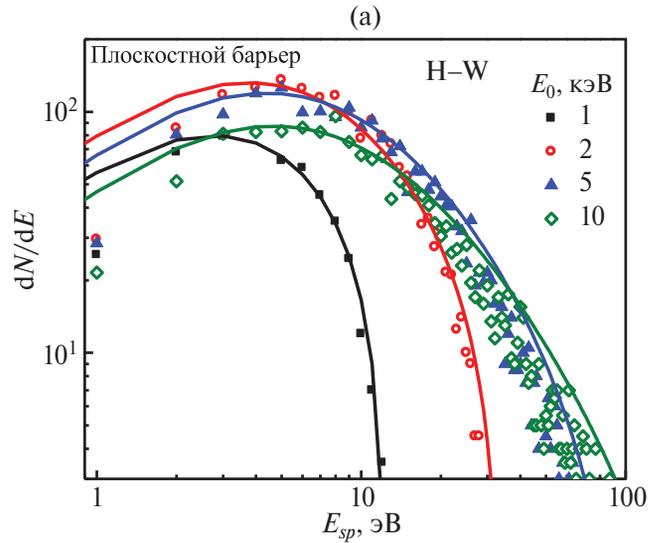


Рис. 6. Энергетические спектры распыленных частиц, рассчитанные с помощью нашей программы. Случай плоскостного поверхностного барьера. Приведены результаты для различных энергий бомбардирующего пучка. а – Н–W; б – D–W. Точки – наш расчет. Линии – расчет по формуле Фальконе (14).

Н–W, D–W и Т–W. На этом же рисунке представлены данные, полученные с помощью формулы (15) на основе расчетов группы Экштайна [25]. Видно, что оба расчета качественно согласуются.

Фальконе [26] предлагает следующую формулу для средней энергии распыленных частиц:

$$\bar{E}_{sp} = 2U_s g(w) \tag{16}$$

$$g(w) = \frac{\ln w + 2w^{-1} - \frac{w^{-2}}{2} - \frac{3}{2}}{(1 - w^{-1})^2}, w = \frac{E_0}{E_{th}}$$

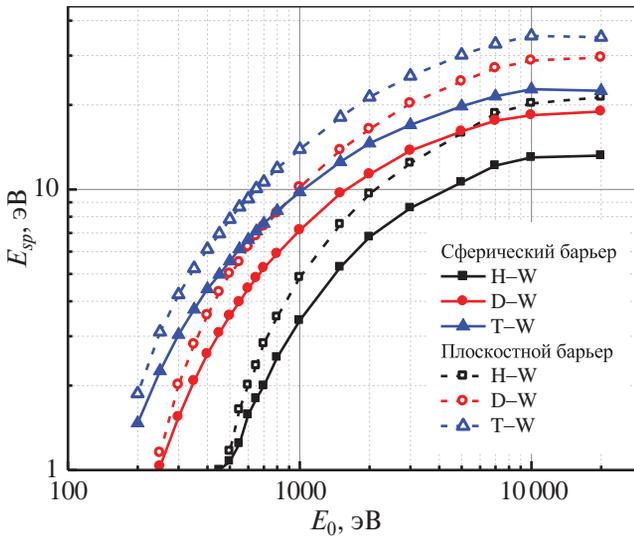


Рис. 7. Средняя энергия распыленных частиц в зависимости от энергии бомбардирующего пучка. Расчет нашей программой для плоскостного и сферического барьера. Рассмотрены системы: H–W, D–W и T–W. Рисунок из работы [9].

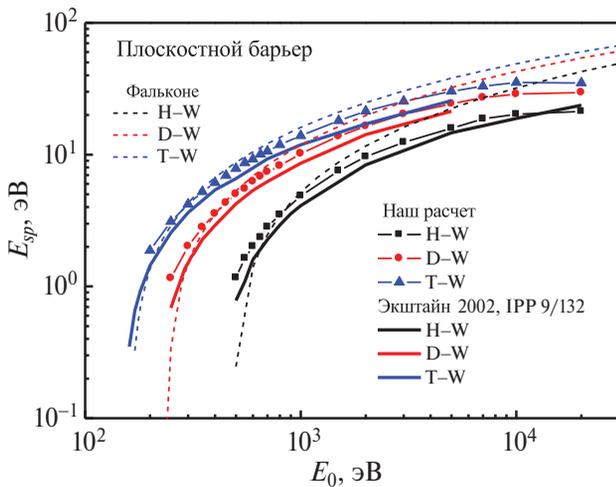


Рис. 8. Средняя энергия распыленных частиц в зависимости от энергии бомбардирующего пучка. Наш расчет – значки. Обработка данных расчета Экштайна – линии. Системы: H–W, D–W и T–W. Плоскостной поверхностный барьер. Дополнительно, приведено сравнение с формулой Фальконе (16) – штриховая линия. Использовались значения пороговых энергий, полученные с помощью нашей программы.

Таблица 4. Параметры A , B и E_{th} в формуле (17).

Система	A	B	E_{th}, eV
H–W	0.40938	6.59221	479.88
D–W	-0.4378	7.87302	236.21
T–W	-1.94753	9.09855	161.06

В табл. 4 приведены значения пороговой энергии распыления E_{th} , полученные в нашем расчете и в расчете Экштайна для мишени из W. Как видно из рис. 7, формула Фальконе сильно завышает энергию распыленных частиц при больших энергиях соударения (использовались значения порогов из табл.4).

Мы рекомендуем использовать результаты нашего расчета, которые хорошо описываются формулой

$$E_{sp} = A + B \cdot \ln\left(\frac{E_0}{E_{th}}\right) \quad (17)$$

Параметры A , B и E_{th} приведены в табл. 4.

Результаты сопоставления данных нашего расчета с аппроксимационными кривыми приведены на рис. 9.

6. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОРОГИ РАСПЫЛЕНИЯ

Важным параметром при расчете распыления первой стенки в токамаке является пороговая энергия распыления E_{th} . В нашей работе [27], проведен анализ поведения порогов для различных случаев. Было предложено использовать параметр $P(M_2/M_1) = \gamma E_{th}/U_s$, где $\gamma = 4M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$, M_1 – масса налетающей частицы, а M_2 – масса атома мишени, U_s – энергия сублимации. Зависимость параметра P от отношения M_2/M_1 приведена на рис. 10.

Экспериментальные данные о значениях пороговых энергий крайне ограничены. Приведены

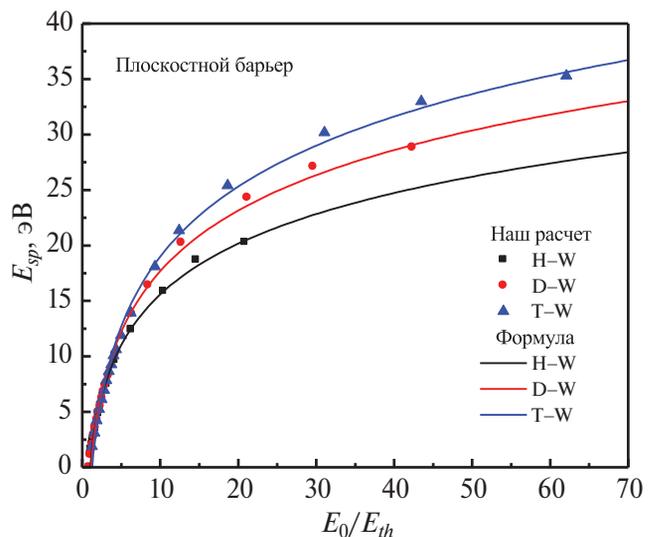


Рис. 9. Средняя энергия распыленных частиц в зависимости от отношения энергии соударения к пороговой энергии. Точки – результаты нашего расчета. Линии – расчет по формуле (17).

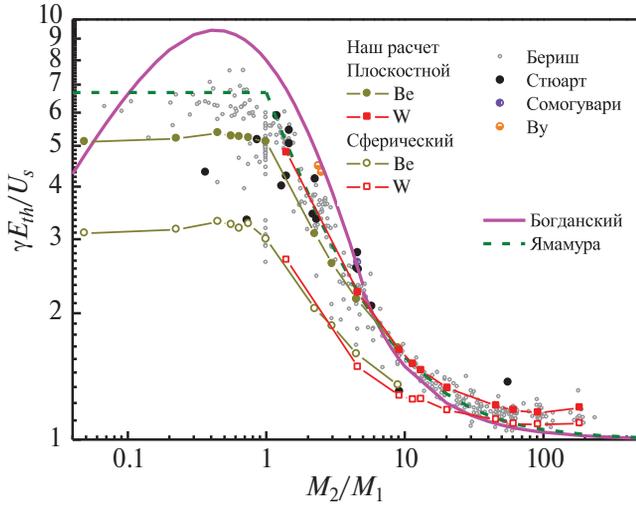


Рис. 10. Зависимость параметра $\gamma E_{th}/U_s$ от отношения масс M_2/M_1 .

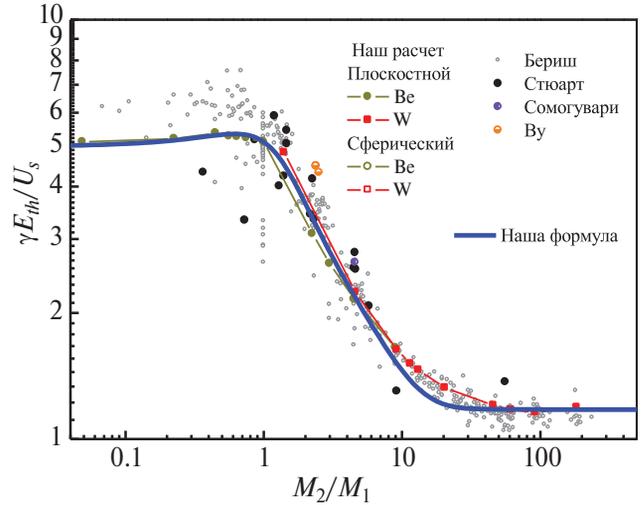


Рис. 11. Зависимость параметра $\gamma E_{th}/U_s$ от отношения масс M_2/M_1 .

данные (закрашенные точки) из работ: Стюарт [28], Сомогувари [29], Ву [30]. Расчетные данные для плоскостного поверхностного барьера, обозначенные открытыми точками, взяты из работы [8]. Пороги определялись как экстраполяция компьютерного расчета с помощью формулы Экштайна–Преусса и характеризуются большим разбросом. Точки с линиями – наш расчет для мишеней из Ве и W для плоскостного и сферического поверхностных барьеров. Эти данные для двух разных мишеней хорошо согласуются. Пороги для сферического барьера значительно ниже, что связано с условием вылета распяленной частицы.

В работе Богданского [31] предложено выражение для пороговой энергии

$$E_{th} = \begin{cases} 8 \frac{U_s}{\left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{2.5}}, & \frac{M_2}{M_1} \leq 3 \\ \frac{U_s}{\gamma(1-\gamma)}, & \frac{M_2}{M_1} \geq 3 \end{cases} \quad (18)$$

Выражение для пороговой энергии, используемое в формуле Ямамуры [14]

$$E_{th} = \begin{cases} 6.7 \frac{U_s}{\gamma}, & \frac{M_2}{M_1} \leq 1 \\ \left(1 + 5.7 \frac{M_1}{M_2}\right) \frac{U_s}{\gamma}, & \frac{M_2}{M_1} \geq 1 \end{cases} \quad (19)$$

Как видно из рис. 10, формула Богданского (18) применима только для $5 < M_2/M_1 < 30$. Формула Ямамуры не очень хорошо описывает данные в диапазоне $M_2/M_1 < 1$ и для $M_2/M_1 > 60$.

В нашей работе [27] показано, что при $M_2/M_1 < 1$ доминирует каскадный механизм, предложенный Зигмундом. Роль налетающей частицы сводится к передаче энергии атому мишени. Необходимо 5–6 столкновений атомов мишени, чтобы атом мишени поменял направление импульса и летел в сторону поверхности.

В области $M_2/M_1 > 1$ вблизи порога доминирует механизм распыления, связанный с выбиванием поверхностных атомов потоком обратно рассеянных первичных частиц, при этом в области $1 < M_2/M_1 < 10$ необходимо учитывать 2–3-кратные столкновения. В области $M_2/M_1 > 10$ необходимо учитывать поправку потерь энергии на торможение на электронах мишени [27]. Это переключение механизмов распыления при $M_2/M_1 = 1$ объясняет наличие “полочки” при $M_2/M_1 < 1$, что качественно согласуется с моделью Ямамуры.

Для описания зависимости параметра Р от отношения масс M_2/M_1 мы предлагаем формулу (см. синюю жирную линию на рис. 11)

$$\frac{\gamma E_{th}}{U_s} = \frac{2.24}{1 + 0.763 \cdot \left(\frac{M_2}{M_1} - 0.751\right)^2} + 2.24 \cdot \exp\left(-0.22 \left(\frac{M_2}{M_1}\right)\right) + 1.176 \quad (20)$$

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При описании коэффициента распыления вольфрама изотопами водорода в зависимости от энергии бомбардирующих частиц менее 10 кэВ

мы рекомендуем использовать формулу Экштайна–Преусса.

Использование формул Ямамуры или Экштайна для зависимости коэффициента распыления от угла падения пучка на мишень менее 80° допустимо и не приведет к большим ошибкам. При больших углах падения необходимо учитывать поправку на наличие ямы в потенциале межатомного взаимодействия. Зависимость коэффициента распыления от угла падения качественно определяется двумя факторами: увеличением области сбора распыленных частиц и возрастанием сечения для обратно рассеянных первичных частиц, а также ограничением области сбора пробегом частиц в веществе.

Для описания энергетических спектров распыленных частиц можно рекомендовать формулу Фальконе.

Для оценки средней энергии распыленных частиц мы рекомендуем пользоваться данными компьютерного моделирования и предложенными в настоящей работе аппроксимационными зависимостями.

Для пороговой энергии распыленных частиц в зависимости от отношения масс взаимодействующих частиц предлагается использовать формулу, приведенную в данной работе.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mikhailov V.S., Babenko P.Yu., Shergin A.P., Zinoviev A.N.* // Plasma Physics Reports. 2024. V. 50. № 1. P. 23.
doi: 10.1134/S1063780X23601682
2. *Field A.R., Casson F.J., Fajardo D., Angioni C., Challis C.D., Hobirk J., Kappatou A., Kim Hyun-Tae, Lerche E., Loarte A., Mailloux J.* // Nucl. Fusion. 2023. V. 63, P. 016028.
doi: 10.1088/1741-4326/aca54e
3. *Pütterich T., Fable E., Dux R., O'Mullane M., Neu R., Siccino M.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59 № 5. P. 056013.
doi: 10.1088/1741-4326/ab0384
4. *Loarte A., Pitts R.A., Wauters T., Nunes I., Köchl F., Polevoi A.R., Kim S.-H., Lehnen M., Artola J., Chen L., Pinches S.D., Bai X., de Vries P., Carvalho I., Dubrov M., Gribov Y., Schneider M., Zabeo L.* // ITER Technical Report. ITR-24-004. 2024.
5. *Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H., Gunn J.P., Hirai T., Kukushkin A.S., Kaveeva E., Miller M.A., Moulton D., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E., Schmitz O., Stangeby P.C., De Temmerman G., Veselova I., Wiesen S.* // Nucl. Mater. Energy. 2019. V. 20, P. 100696.
doi: 10.1016/j.nme.2019.100696
6. *Gao B., Ding R., Xie H., Zeng L., Zhang L., Wang B., Li Ch., Zhu D., Yan R., Chen J.* // Fusion Eng. Des. 2020. V. 156, P. 111616.
doi: 10.1016/j.fusengdes.2020.111616
7. *Guterl J., Bykov I., Ding R., Snyder P.* // Nucl. Mater. Energy. 2021. V. 27, P. 100948.
doi: 10.1016/j.nme.2021.100948
8. *Behrisch R., Eckstein W.* Sputtering by Particle Bombardment. Berlin: Springer, 2007.
doi: 10.1007/978-3-540-44502-9
9. *Михайлов В.С., Бабенко П.Ю., Шергин А.П., Зиновьев А.Н.* // ЖЭТФ. 2023. Т. 164. В. 3. С. 478.
doi: 10.31857/S004445102309016X
10. *Ziegler J.F., Biersack J.P.* SRIM. <http://www.srim.org>.
11. *Экштайн В.* Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. М.: Мир, 1995.
12. *Bohdansky J.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1984. V. 2. № 1–3. P. 587.
doi: 10.1016/0168-583X(84)90271-4
13. *Falcone G., Gullo F.* // Phys. Lett. A. 1987. V. 125. № 8. P. 432.
doi: 10.1016/0375-9601(87)90178-2
14. *Yamamura Y., Tawara H.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1996. V. 62. № 2. P. 149.
doi: 10.1006/adnd.1996.0005
15. *Sigmund P.* // Phys. Rev. 1969. V. 184. № 2. P. 383.
doi: 10.1103/PhysRev.184.383
16. *Фальконе Д.* // УФН. 1992. Т. 162. В. 1. С. 71.
doi: 10.3367/UFNr.0162.199201c.0071
17. *Wilson W.D., Haggmark L.G., Biersack J.P.* // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. № 5. P. 2458.
doi: 10.1103/PhysRevB.15.2458
18. *Eckstein W., Garcia-Rosales C., Roth J., Ottenberger W.* Sputtering Data. IPP report 9/82, Garching: IPP, 1993.
19. *Eckstein W., Preuss R.* // J. Nucl. Mater. 2003. V. 320. № 3. P. 209.
doi: 10.1016/S0022-3115(03)00192-2
20. *Eckstein W.* // Vacuum. 2008. V. 82. № 9. P. 930.
doi: 10.1016/j.vacuum.2007.12.004
21. *Бабенко П.Ю., Михайлов В.С., Шергин А.П., Зиновьев А.Н.* // ЖТФ. 2023. Т. 93. В. 5. С. 709.
doi: 10.21883/JTF.2023.05.55467.12-23
22. *Томпсон М.У.* // УФН. 1988. Т. 156. В. 3. С. 513.
doi: 10.3367/UFNr.0156.198811d.0513
23. *Wahl M., Wucher A.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1994. V. 94. № 1–2. P. 36.
doi: 10.1016/0168-583X(94)95655-3
24. *Kittel C.* Introduction to Solid State Physics. 8th edition. N.Y.: Wiley, 2005.

25. *Eckstein W.* Calculated Sputtering, Reflection and Range Values. IPP report 9/132. Garching : IPP, 2002.
26. *Falcone G.* // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 38. № 10. P. 6398. doi: 10.1103/PhysRevB.38.6398
27. *Бабенко П.Ю., Михайлов В.С., Зиновьев А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50 В. 12. С. 3. doi: 10.61011/PJTF.2024.12.58055.19851
28. *Stuart R.V., Wehner G.K.* // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. № 7. P. 2345. doi: 10.1063/1.1728959
29. *Somogyvari Z., Langer G.A., Erdelyi G., Balazs L.* // *Vacuum.* 2012. V. 86. № 12. P. 1979. doi: 10.1016/j.vacuum.2012.03.055
30. *Wu Sh.-M., van de Kruijs R., Zoethout E., Bijkerk F.* // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 106. № 5. P. 054902. doi: 10.1063/1.3149777
31. *Bohdansky J., Roth J., Bay H.L.* // *J. Appl. Phys.* 1980. V. 51. № 5. P. 2861. doi: 10.1063/1.327954

**DEPENDENCE OF SPUTTERING COEFFICIENT ON ENERGY
AND ANGLE OF INCIDENCE OF BOMBARDING PARTICLE.
ENERGY SPECTRUM AND AVERAGE ENERGY OF SPUTTERED PARTICLES
USING THE EXAMPLE OF A TUNGSTEN TARGET**

P. Yu. Babenko^{a,*}, V. S. Mikhailov^a, A. P. Shergin^a, A. N. Zinoviev^a

^a*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russian Federation*

**e-mail: babenko@npd.ioffe.ru*

The work provides an overview of the functional dependencies (formulas) for describing the properties of atomic particles sputtered during ion bombardment of the surface of a solid body. The dependence of sputtering coefficients on the energy and angle of incidence of the bombarding particle is considered. The energy spectra and average energies of sputtered particles are presented. Using the example of a target made of tungsten and hydrogen isotopes as projectiles, formulas for calculating the quantities under consideration are proposed. These data are necessary to estimate the entry of sputtered tungsten atoms as an impurity into a hot plasma using transport codes. When the tungsten impurity concentration is more than critical, it is impossible to carry out a controlled thermonuclear reaction with the planned energy output in the ITER tokamak reactor. Sputtering coefficients also play an important role in modeling the entry of impurities into plasma installations as a result of the interaction of hydrogen fuel atoms with the materials of the divertor and the first wall.

Keywords: sputtering coefficients, energy spectra of sputtered particles, ITER tokamak, tungsten

*Посвящается памяти А.В. Жаринова
и А.И. Морозова — пионеров разработки
в СССР плазменных ускорителей ионов
и двигателей с замкнутым дрейфом
электронов*

УДК 533.9.07

ФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ РАЗВИТИЕ ДВИГАТЕЛЕЙ С ЗАМКНУТЫМ ДРЕЙФОМ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2024 г. В. П. Ким^{а, *}, А. В. Семенкин^б, Е. А. Шилов^а

^аНаучно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики
Московского авиационного института (национального исследовательского университета) (НИИ ПМЭ МАИ),
Москва, Россия

^бГосударственный научный центр Российской Федерации «Исследовательский центр М.В. Келдыша»,
Москва, Россия

e-mail: riame4@mai.ru

Поступила в редакцию 26.04.2024 г.

После доработки 27.05.2024 г.

Принята к публикации 01.06.2024 г.

Рассмотрены результаты многолетних исследований, выполненных в разных организациях СССР и России в процессе разработок двигателей с анодным слоем (ДАС) и стационарных плазменных двигателей (СПД). Используется их общее название «двигатели с замкнутым дрейфом электронов» (ДЗДЭ), поскольку они разработаны на основе плазменных ускорителей ионов с замкнутым дрейфом электронов (УЗДЭ). ДЗДЭ прошли достаточно долгий путь развития. В результате СПД стал одним из наиболее широко используемых в космосе электроракетных двигателей (ЭРД) и продолжает развиваться. Разработки ДАС также достигли достаточно высокого уровня и близки к переходу к практическому использованию. Поэтому рассмотрены основные физические положения и результаты исследований, которые определяли прогресс в развитии СПД и ДАС с целью их анализа и обобщения, а также оценки их применимости для дальнейшего развития названных двигателей. Приведена краткая характеристика основных этапов разработки СПД и ДАС и достигнутых на этих этапах результатов. Показано, что основной проблемой их дальнейшего развития является обеспечение как высокой тяговой эффективности, так и большого ресурса. Показано также, что основной фактор, ограничивающий ресурс ДАС и СПД, — попадание ускоренных ионов на элементы их конструкции, поэтому для управления их движением необходимо прежде всего понимать закономерности формирования электрического поля в разрядах ДЗДЭ. Выявлены новые и уточнены известные свойства разряда в ДЗДЭ и закономерности формирования электрического поля в нем, определяющие толщину и положение зоны ускорения с основным падением потенциала в разряде и потоки ускоренных ионов на элементы конструкции двигателя. Рассмотрены и проанализированы успешно апробированные на втором этапе развития СПД и ДАС способы управления толщиной и положением зоны ускорения в ДЗДЭ путем изменения характеристик магнитного поля. Показано, что эти способы позволяют эффективно управлять работой ДЗДЭ и его характеристиками, определены физические условия, обеспечивающих эффективность их применения. Определены физические условия реализации и обоснование целесообразности полного вынесения зоны ускорения из конструкции двигателя как основного направления современного развития ДЗДЭ с учетом результатов анализа свойств разряда и закономерностей формирования электрического поля в ДЗДЭ. Приведены основные выводы по рассмотренным вопросам.

Ключевые слова: двигатели с замкнутым дрейфом электронов, двигатель с анодным слоем, стационарный плазменный двигатель, свойства электрического разряда, управление рабочими процессами

DOI: 10.31857/S0367292124090032, **EDN:** DVJLYB

1. ВВЕДЕНИЕ

В СССР и Российской Федерации с конца 1950-х—начала 1960-х гг. проводятся исследования и разработки плазменных ускорителей ионов с замкнутым дрейфом электронов (УЗДЭ). Было разработано два типа УЗДЭ, имеющих близкие принципиальные схемы. Один из них был назван ускорителем с “узкой” зоной ускорения (УЗДУ) [1], а второй – ускорителем с “протяженной” зоной ускорения” (УЗДП) [2]. На основе первого был разработан электроракетный двигатель (ЭРД), названный впоследствии двигателем с анодным слоем (ДАС) [3], который сохраняет определенные перспективы применения в космосе, и источники ускоренных ионов, которые используются для эффективной реализации некоторых процессов вакуумно-плазменных технологий [4] (очистка и модификация свойств поверхностей, нанесение на них покрытий, доведение формы больших поверхностей до заданных и др.). На основе УЗДП был разработан ЭРД, названный “стационарным плазменным двигателем” (СПД), который уже многие годы успешно работает в системах управления движением космических аппаратов (КА) [5–7], и его применение в космосе расширяется.

Требования к названным двигателям существенно сложнее, чем к источникам ускоренных ионов наземного применения. Поэтому в данной статье будут рассмотрены результаты исследований и разработок, только названных выше двигателей, которые при их общей характеристике будут называться двигателями с замкнутым дрейфом электронов (ДЗДЭ). Но многие из полученных при исследованиях и разработке ДЗДЭ результатов могут оказаться полезными и при разработке отмеченных выше технологических источников ионов. К сказанному следует добавить, что ДАС и СПД могут разрабатываться как по одноступенчатой, так и по двухступенчатой схеме. Краткая характеристика истории и общего состояния разработки ДЗДЭ приведена в разделе 2, где показано, что наибольший прогресс достигнут в разработках ДЗДЭ одноступенчатой схемы. Поэтому с учетом ограниченности объема журнальной статьи авторами принято решение сосредото-

точиться на рассмотрении результатов, полученных для двигателей одноступенчатой схемы.

Следует также отметить, что в настоящее время возникают задачи, требующие создания двигателей с новыми выходными параметрами. При этом приходится решать ряд новых научно-технических проблем. Одной из них является кардинальное повышение ресурса СПД и ДАС, ограниченное в современных двигателях попаданием ускоренных ионов на элементы конструкции рассматриваемых двигателей. Решение этой проблемы затруднено сложностью и до настоящего времени недостаточной изученностью ряда важных физических процессов в электрическом разряде в УЗДЭ и отсутствием верифицированных методик расчета и проектирования новых ускорителей с существенно измененными требованиями к ним. Поэтому решать названную проблему приходилось и приходится в основном экспериментальным путем. С учетом близости принципиальных схем СПД и ДАС решение названной проблемы может осуществляться одинаковыми способами. Как показывает опыт, в качестве основы для разработки тех или мер по управлению процессами в ДЗДЭ и для качественной оценки эффективности названных мер в ДЗДЭ, можно использовать общие свойства электрического разряда и закономерности формирования электрического поля в нем. В качестве параметров, характеризующих названные свойства разрядов в ДЗДЭ, можно помимо исследования традиционных его выходных параметров использовать положение зоны ускорения (ЗУ) с основным падением потенциала в разряде и ее продольный размер (толщину) в направлении ускорения, контролируя которые можно судить о характере и эффекте воздействия осуществляемых мер по управлению процессами в двигателе. В частности, имеющиеся данные свидетельствуют о том, что кардинальное повышение ресурса ДЗДЭ может быть достигнуто путем частичного или полного вынесения ЗУ из конструкций рассматриваемых двигателей. Этот способ позволяет существенно снизить потоки ускоренных ионов на элементы конструкции двигателей и скорости их износа и тем самым существенно увеличить ресурс рассматриваемых уско-

рителей и двигателей. При этом в силу отмеченной сложности процессов даже в одноступенчатых двигателях физическое обоснование применяемых для управления подходов остается далеко от завершения. Поэтому определение, уточнение и обобщение физических условий реализуемости используемых подходов и их эффективности представляет собой генеральное направление современных исследований и прикладных разработок ДЗДЭ. С учетом отмеченного, задачами данного исследования являлось выявление или уточнение упомянутых свойств разряда в ДЗДЭ и физических условий, выполнение которых позволяет управлять процессами в ДЗДЭ, в том числе и для реализации упомянутого вынесения ЗУ из УК, что позволит использовать полученные результаты при разработке будущих двигателей.

Для решения названных задач была необходима систематизация полученных к настоящему времени результатов исследований, отражающих основные свойства разряда в ДЗДЭ, и физических положений, на основе которых разрабатывались способы управления процессами в них. Важная часть этих результатов и положений была получена или сформулирована уже на первом этапе разработки ДЗДЭ, продолжавшемся около 10 лет. Поэтому в разделе 3, в первую очередь, рассмотрены и систематизированы названные положения и результаты, а в последующих разделах приведены результаты анализа и обобщения результатов дальнейших работ с целью выявления и уточнения физических условий, определяющих реализуемость рассматриваемого способа управления процессами в ДЗДЭ. За исключением начального этапа разработки ДАС и СПД проходили почти синхронно, и рассмотренные ускорители и двигатели на их основе развивались, конкурируя между собой. Но успехи в развитии одного из них способствовали развитию второго. Поэтому далее они рассматриваются параллельно.

2. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИСТОРИИ И ОСНОВНЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ РАЗРАБОТКИ ДАС И СПД

В разработке первых плазменных ускорителей ионов с замкнутым дрейфом электронов ионов и ДЗДЭ на их основе лидировали работы по ДАС. Поэтому далее рассмотрение важных для разработки ДЗДЭ положений и результатов начинается с положений и результатов, полученных и сформулированных для ДАС.

2.1. Основные результаты разработки ДАС

Идея разработки ДАС родилась у научного сотрудника Отдела плазменных исследований Института атомной энергии имени И.В. Курчатова (ИАЭ) Аскольда Владимировича Жаринова на основе анализа результатов его исследований высоковольтных разрядов в электрическом (с напряженностью E) и ортогональном к нему магнитном (с индукцией B), $E \times B$, полях [6, 7]. Определенный импульс для начала работ по ДАС дали исследования, проведенные также сотрудником ИАЭ Е.Е. Юшмановым в рамках работ по управляемому термоядерному синтезу (УТС) для оценки возможности нагрева ионов в цилиндрической плазменной ловушке магнетронным методом, предложенным еще одним сотрудником ИАЭ П.М. Морозовым. Для проверки реализуемости этой идеи, Юшманов в середине 1950-х гг. провел эксперимент в цилиндрической ловушке плазмы с сильными продольным (вдоль оси ловушки) магнитным и радиальным электрическим полями [8]. Вдоль оси этой ловушки, он вводил плазму из специального источника вдоль оси ловушки. Электрическое поле в ловушке создавалось приложением высокого напряжения U_0 между источником плазмы и стенками камеры, а распределение потенциала внутри ловушки измерялось электростатическими зондами. Среди прочих результатов в этом эксперименте была впервые продемонстрирована возможность создания в значительной части объема плазмы достаточно сильного электрического поля с напряженностью, направленной по радиусу, т. е. поперек магнитного поля. Это был первый, важный для разработки УЗДЭ, результат.

При анализе результатов описанного эксперимента Жаринова заинтересовало то, что при некоторых напряжениях и индукциях магнитного поля в эксперименте Юшманова электрическое поле концентрировалось в достаточно узком слое плазмы в приосевой части камеры. Поэтому он решил использовать такой слой для ускорения ионов. Для проверки названной возможности, он провел эксперименты, подобные эксперименту Юшманова, а именно: у оси такой же цилиндрической камеры, в которой можно было создавать сильное продольное (параллельное оси камеры) магнитное поле, он расположил источник плазмы с выходной щелью, параллельной оси камеры, с длиной около 4 см и шириной около 1 см (рис. 1а) [1, 6, 7]. При созданном в камере магнит-

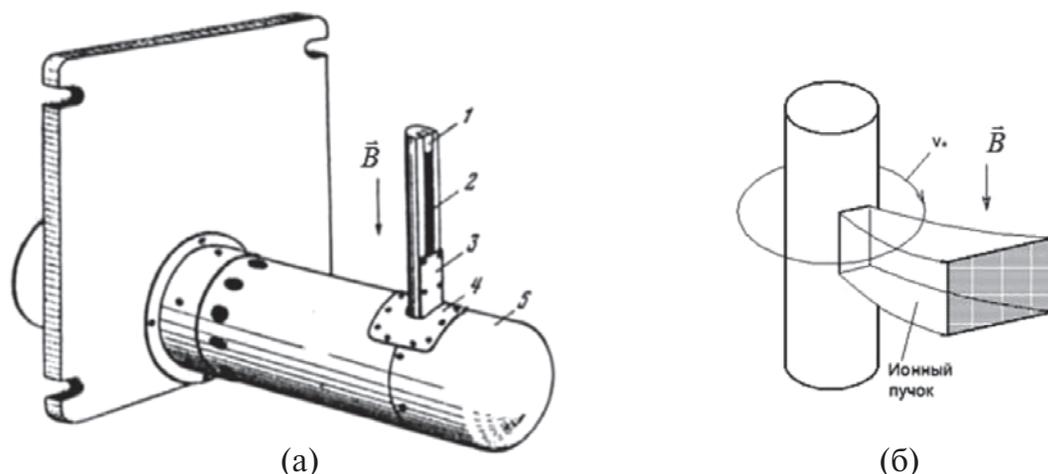


Рис. 1. Схема эксперимента А.В. Жаринова (а) и общий вид ионного пучка, выходящего из источника плазмы (б): 1 – источник плазмы, 2 – выходная щель источника, 3–5 – элементы конструкции [6, 7].

ном поле и приложении высокого напряжения между источником плазмы и стенками камеры, он получал ленточные пучки ионов водорода и других веществ (рис. 1б). Таким образом, А.В. Жариновым была впервые продемонстрирована возможность “безэлектродного” и “безстеночного” ускорения ионов электрическим полем в плазме с поперечным к электрическому полю магнитным полем.

На основе полученных результатов в 1961 г. Жариновым была подана заявка и впоследствии получено авторское свидетельство СССР на изобретение двигателя, который позже стал называться ДАС [7]. В этом двигателе (рис. 2) предполагалось ускорение ионов в кольцевом канале с продольным электрическим и радиальным магнитным полями, при этом объемный заряд ионов в названном канале предполагалось компенсировать электронами, дрейфующими вокруг оси двигателя под действием скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полей.

Жаринов предложил руководству отдела плазменных исследований (ОПИ) ИАЭ начать разработку такого двигателя. Однако это предложение не было поддержано, и он перешел на работу в Центральный научно-исследовательский институт машиностроения (ЦНИИМаш), где с 1962 г. начал работать в отделении, которым руководил Сергей Дмитриевич Гришин. Под непосредственным руководством Жаринова командой специалистов ЦНИИМаш, включавших кроме него М.А. Абдюханова, В.С. Ерофеева, Е.А. Ляпина, В.П. Наумкина, Ю.С. Попова, И.Н. Сафронова, Ю.М. Золотайкина, Л.В. Лескова, Ю.С. Попова, Ю.В. Саночкина и др., был выполнен

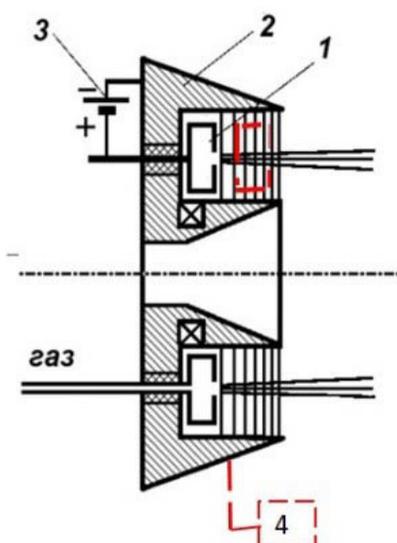


Рис. 2. Схема ДАС в соответствии с изобретением Жаринова: 1 – анод, 2 – магнитная система, 3 – источник электропитания, 4 – катод-нейтрализатор [7].

комплекс исследований и разработок плазменных источников ускоренных ионов со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полями и ДАС [6, 9, 10]. В результате к концу 1960-х гг. были разработаны основные физические принципы организации работы и созданы лабораторные модели 2-ступенчатых ДАС (рис. 3) с достаточно высокой тяговой эффективностью.

Созданные модели были способны работать на висмуте, таллии и других конденсирующихся рабочих веществах (РВ) при мощностях до 100 кВт, обеспечивая получение скоростей частиц РВ со скоростями до 80 км/с (рис. 4) [6, 9, 10]. Эти ско-

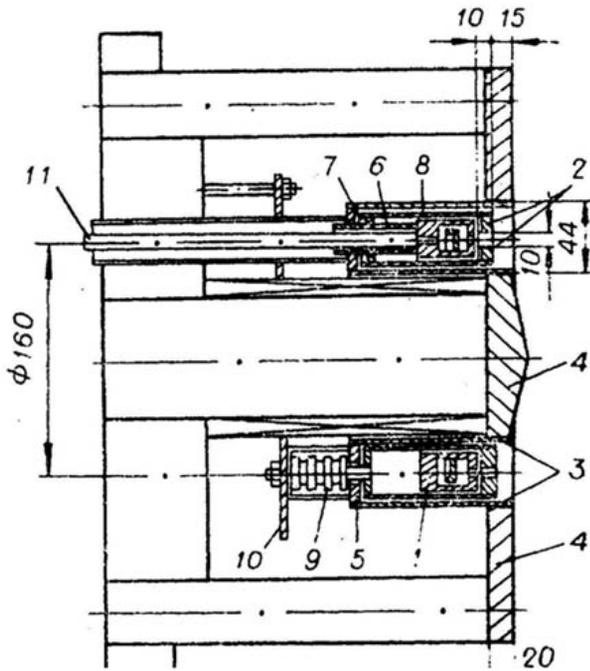


Рис. 3. Конструкция типичной двухступенчатой лабораторной модели ДАС: 1 – анод 1-й ступени, 2 – катод 1-й ступени–анод 2-й ступени, 3 – разрядная камера, которая могла быть использована как катод 2-й ступени, 4 – полюсы магнитной системы, 5–10 – конструктивные элементы, 11 – трубка подачи РВ [6, 7].

рости более, чем в 15 раз превосходили скорости истечения частиц РВ в лучших “тепловых” ракетных двигателях (ТРД), в которых ускорение потока РВ осуществляется за счет его нагрева с использованием внутренней энергии топлива или за счет электрической энергии и последующего преобразования тепловой энергии в кинетическую энергию направленного движения истекающего из двигателя потока РВ. Средняя скорость истечения частиц РВ, истекающих из ДАС, определялась путем измерения массового расхода РВ и развиваемой ускорителем реактивной тяги в предположении 100% ионизации потока частиц РВ, истекающих из двигателя (при неполной переработке потока атомов в ионы скорости последних получают еще больше).

Первые модели ДАС работали в основном на конденсирующихся рабочих веществах (РВ) и при достаточно больших мощностях. Это определялось направлением работ по ДАС в рассматриваемый период – создание мощных ЭРД, способных в будущем обеспечивать эффективную транспортировку тяжелых космических аппаратов (КА) и грузов в космосе, в том числе, к Луне и Марсу. Эта

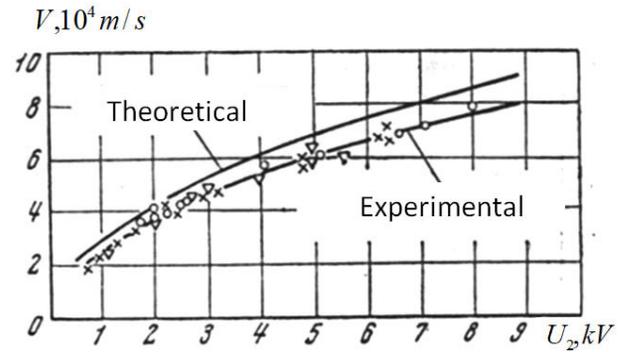


Рис. 4. Зависимость скоростей истечения двухступенчатого ДАС от ускоряющего напряжения на второй ступени (○, ▽ – висмут, × – перерасчет на ксенон по данным для висмута) [6, 7].

идея была очень популярной в 1960-х гг. после запуска Первого искусственного спутника Земли (ИСЗ) в 1957 г. и первого полета в космос Юрия Алексеевича Гагарина в 1961 г. Конденсирующиеся РВ упрощают решение проблем хранения больших запасов РВ, необходимых для решения задач ЭРД в названных миссиях, на борту КА и обеспечения высокого вакуума в установках для исследований и испытаний мощных ЭРД. Но возможности бортовых систем энергоснабжения в рассматриваемый период были весьма ограниченными, что тормозило развитие этого направления.

Были проведены также первые 500-часовые ресурсные испытания одной из моделей ДАС описанного типа и показано, что происходит значительная эрозия электродов этой модели вследствие их бомбардировки ускоренными ионами из плазмы как в первой, так и во второй ступенях [9, 10]. Таким образом, основной проблемой для дальнейшего развития ДАС стало повышение его ресурса.

Как будет показано позже, в рассмотренный период значительные успехи были достигнуты и в разработке СПД, приведшие к тому, что двигатели этого типа достаточно эффективно работали на ксеноне при мощностях порядка 1 кВт, и оказалось возможным применять их при достигнутой к концу 1960-х гг. энерговооруженности отечественных КА. Это существенно ускорило развитие работ по СПД, и в прикладном плане они стали опережать разработки ДАС. Поэтому примерно с середины 1970-х гг. были начаты разработки одноступенчатых ДАС разной мощности, работающих на ксеноне, что можно считать началом 2-го этапа развития ДАС. В результате в течение 1970–1990-х гг. командой специалистов ЦНИИМаш, включавшей В.И. Гаркушу, Е.А. Ля-

пина, А.В. Семенкина, А.Е. Солодухина, С.О. Твердохлебова, Л.Е. Захаренкова, В.Д. Подгорнову и др. при лидирующей роли сначала Е.А. Ляпина, а затем А.В. Семенкина были разработаны конкурентоспособные экспериментальные и опытные образцы одноступенчатых ДАС, достаточно эффективно работающие на ксеноне, в диапазоне мощностей от 0.5 до 50 кВт [6, 9–18]. Одна из названных моделей типа ТМ-50 на ксеноне с номинальной мощностью 50 кВт была разработана специалистами ЦНИИМаш совместно с ракетно-космической корпорацией “Энергия” в качестве возможного варианта базового ЭРД в ядерно-электрическом модуле для транспортировки тяжелых КА и грузов в космосе [12]. Были разработаны также экспериментальные образцы ДАС на ксеноне меньшей мощности, способные работать с достаточно высокой тяговой эффективностью и скоростями истечения до 40 км/с как в одноступенчатом, так и в двухступенчатом режиме [13]. Была исследована работа связки 3-х двигателей, включавшая в себя исследования струй как одиночного двигателя, так и названной связки ДАС [14], проведена серия ресурсных испытаний отдельных образцов ДАС с длительностью до 1000 ч, в том числе, в рамках программы оценки российских ДАС в США. Особо можно отметить разработку модели ДАС типа Д-55 (рис. 5) и исследование возможности обеспечения большого ресурса ДАС путем вынесения ЗУ из ускорительного канала [15, 16] (полученные при этом результаты будут рассмотрены позже). Названная модель послужила прототипом летного образца двигателя TAL WSF, разработанного и испытанного в космосе специалистами США [17].

По заказу Jet Propulsion Laboratory (США) был разработан также экспериментальный образец двухступенчатого ДАС, способный работать на висмуте при мощностях до 35 кВт и скоростях истечения до 70 км/с [18]. В рамках отечественных программ были разработаны опытные образцы двигателя малой мощности типа Д-38 и средней мощности типа Д-90 с проектной мощностью до 5 кВт [12].

В целом, к настоящему времени в России создан достаточно значительный задел для перехода к практическому применению ДАС в космосе.

2.2. Результаты разработки СПД

Работы по УЗДП и СПД, как уже отмечалось, стартовали в ИАЭ в 1962 г. также в отделе

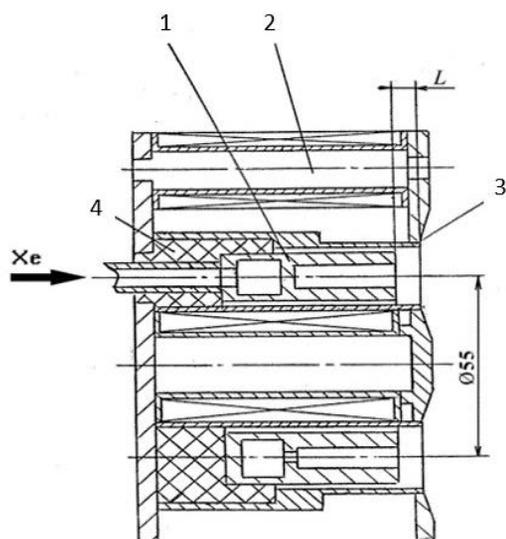


Рис. 5. Конструктивная схема ДАС типа Д-55: 1 – анод, 2 – магнитная система, 3 – разрядная камера, 4 – изолятор) [6, 7].

плазменных исследований, возглавляемом академиком Львом Андреевичем Арцимовичем. Эти работы поддерживались Арцимовичем и развивались в определенной мере под влиянием рассмотренных в предыдущем разделе идей и работ А.В. Жаринова под руководством научного сотрудника ИАЭ Алексея Ивановича Морозова. Основной идеей Морозова являлось ускорение ионов в протяженном слое плазмы со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -полями, в котором эквипотенциали электрического поля формируются силовыми линиями магнитного поля (рис. 6) [19], позволяя фокусировать ионы в процессе их ускорения, как в классических ионных двигателях. Соответствующее устройство было названо ускорителем с протяженной зоной ускорения (УЗДП) [2].

Названное предложение исходило из того, что электроны относительно свободно перемещаются вдоль силовых линий магнитного поля и должны выравнивать на них электрический потенциал. В условиях реального разряда с учетом электрического дрейфа электронов надо говорить о кольцевых поверхностях, содержащих однотипные вдоль направления дрейфа силовые линии, но для простоты изложения, как и во многих других работах, далее будет употребляться более короткое условное выражение “вдоль силовых линий”, имея в виду поверхности, в которых размещаются эти линии. Кроме того, анализируя динамику электронов в плазме вдоль силовой линии магнитного поля, Морозов вывел формулу “терма-

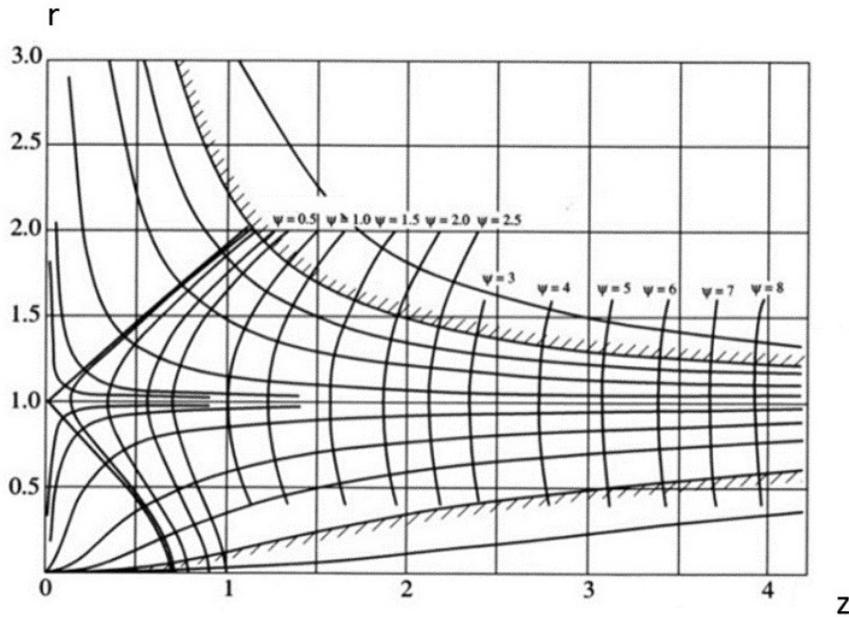


Рис. 6. Эквипотенциалы силовых линий магнитного поля ($\psi = \text{const}$) для СПД, предложенные Морозовым [6, 7].

лизованного” потенциала [19, 20], характеризующую возможное изменение потенциала вдоль силовой линии, которую можно записать в следующем виде:

$$\Delta\phi(\gamma) = \frac{kT_e(\gamma)}{e} \ln \frac{n_o(\gamma)}{n(\gamma)}, \quad (1)$$

где $\Delta\phi(\gamma)$ есть разница потенциала вдоль линии магнитного поля γ между точками с максимальной концентрацией $n_o(\gamma)$ и с концентрацией $n(\gamma)$ и $kT_e(\gamma)$ – температура электронов, предполагаемая постоянной вдоль силовой линии магнитного поля.

Поскольку рассматриваемая разность потенциалов существенно зависит от температуры электронов, для ее снижения Морозов предложил использовать в СПД разрядную камеру (РК) с диэлектрическими стенками, ограничивающими ускорительный канал (УК), способными снижать температуру электронов за счет эмиссии с такой стенки вторичных электронов с меньшей энергией, чем у выпадающих на стенки “первичных” электронов из плазмы. Как будет показано позже, рассмотренное отклонение эквипотенциалей от силовых линий играет важную роль в формировании электрического поля в начальной части ЗУ со стороны анода и направленных потоков ионов в этой зоне.

Следует отметить, что работы по СПД в ИАЭ были начаты практически одновременно с работами в США плазменных ускорителей

ионов, на основе которых в настоящее время в США разрабатываются так называемые холловские двигатели (ХД). Так, в 1962 г. была опубликована статья с описанием схемы “ускорителя ионов холловским током” [21] и предварительными результатами исследования “ускорения ионов в нейтральной плазме “с доминирующим гиромангнитным эффектом” [22], а авторами [23] была подана заявка на ускоритель ионов с такими же основными элементами, как у СПД (рис. 7, [22, 24]), на которую в 1964 г. был выдан патент США № 3155858.

В упомянутом патенте, как и в изобретении Жаринова, предполагалось ускорять ионы в кольцевом УК с продольным электрическим полем, созданным приложением постоянного напряжения между источником ионов и катодом, и радиальным магнитным полем. Объемный заряд ионов в названном канале, как и в ДАС, предполагалось компенсировать дрейфующими вокруг оси двигателя электронами под действием силы Лоренца.

На рассматриваемом этапе в США было разработано и испытано несколько лабораторных моделей ХД и было обнаружено, что тяговая эффективность этих моделей не превышала 30%. При этом одним из важных физических результатов являлось обнаружение с помощью электростатических зондов вращающихся в азимутальном направлении возмущений параметров плазмы

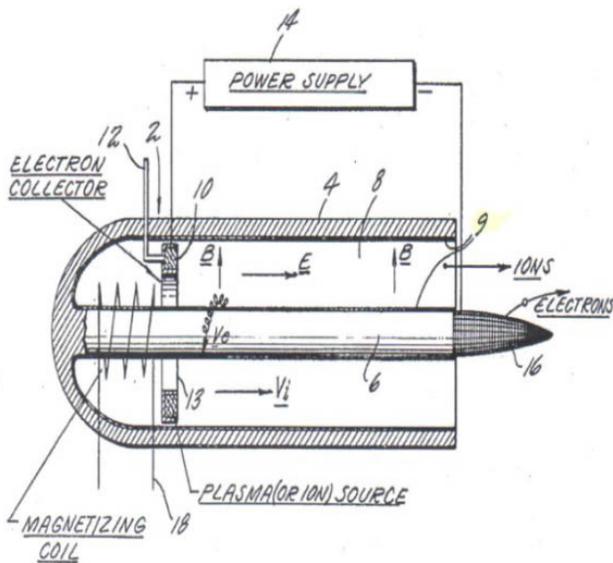


Рис. 7. Схема ускорителя ионов в соответствии с патентом США № 3155858: 2 – магнитная система, 4 и 6 – элементы магнитного сердечника, 8 – плазма, 9 – диэлектрические покрытия, 10 – плазменный или ионный источник, 12 – трубка подачи РВ в рабочий канал, 13 – корпус источника плазмы, 16 – источник электронов [23].

внутри УК [25, 26]. В частности, было показано, что названные возмущения параметров плазмы внутри ускорительного канала способны создавать азимутальную составляющую \vec{E}_ϑ электрического поля и компоненту скорости движения электронов $\vec{V}_{ez} \sim \vec{E}_\vartheta / B$ поперек магнитного поля. Было показано также, что при определенной взаимосвязи меняющихся во времени τ концентрации электрона \tilde{n}_e и \vec{E}_ϑ , может быть выполнено следующее условие результирующего переноса электронов за характерный период возмущений T

$$\int_{S_{ch}} \int_0^T \tilde{n}_e \vec{E}_\vartheta d\tau ds \neq 0, \quad (2)$$

где S_{ch} – это площадь поперечного сечения канала ускорения.

Это положение использовалось во многих последующих работах для объяснения наблюдаемого повышенного переноса электронов поперек магнитного поля.

Рассмотренные работы в США были свернуты в период 1965–1966 гг., вероятно, из-за того, что тяговая эффективность моделей ХД была значительно ниже тяговой эффективности созданных к тому времени ионных двигателей, а также из-за отсутствия идей по ее повышению. В то же время

в СССР в результате работ команды А.И. Морозова в ИАЭ, включавшей Ю.В. Есипчука, Г.Н. Тилинина, Ю.А. Шарова, В.А. Михайличенко, В.А. Смирнова, А.В. Трофимова, А.М. Капулкина, А.Н. Веселовзорова, И.Б. Покровского и др., как и в США, было создано и исследовано несколько лабораторных моделей СПД, работающих на разных РВ, в том числе, на инертных газах, определены их интегральные характеристики и проведены измерения внутри УК распределений потенциала “плавления” и ионного тока на плоский электростатический зонд с нормалью к приемной поверхности, ориентированной в сторону анода. На основе полученных результатов измерений было отмечено, что слой плазмы с электрическим полем в разряде является протяженным, а напряженность электрического поля можно считать пропорциональной значению локальной магнитной индукции [2]. Кроме того, было получено, что потенциал “плавающего” зонда в прианодной области заметно ниже потенциала анода, что могло означать наличие достаточно большого положительного прианодного скачка потенциала, а эквипотенциальные линии, близкие по геометрии к силовым линиям магнитного поля, можно получить только в двухступенчатых моделях СПД, работающих с напряжением разряда в несколько кВ [2]. Но в одноступенчатых СПД они значительно отклоняются от силовых линий магнитного поля, вследствие относительно высокой температуры электронов в начальной части зоны ускорения со стороны анода и заметной разницы значений потенциала между различными точками вдоль одной силовой линии в соответствии с формулой (1), дающей отмеченное отклонение эквипотенциалей от силовых линий [2].

Следует отметить, что упомянутые измерения распределения потенциалов были проведены в достаточно больших моделях ускорителя, работавших с относительно низкими массовыми расходами РВ и с помощью только “плавающих” плоских зондов. Более поздние измерения, проведенные в Московском авиационном институте имени С. Орджоникидзе (МАИ) с использованием более совершенной методологии, которые будут рассмотрены позже, показали, что ряд приведенных выше выводов требует корректировки. В прикладном же плане важно то, что к 1967–1968 гг. в ИАЭ командой Морозова были разработаны лабораторные модели СПД, имеющие при работе на ксеноне с мощностями разряда около 1–3 кВт

тяговый КПД до 30–35% и скорости истечения частиц РВ (удельные импульсы тяги) до 18 км/с [6, 7]. Эти параметры превышали соответствующие параметры ионных и других плазменных двигателей такого уровня мощности в названном диапазоне скоростей истечения. Также важной оказалась идея использования инертных газов в качестве РВ, предложенная специалистами ИАЭ, что упростило проведение исследований и испытаний СПД, а также хранение ксенона на борту КА и обеспечение совместимости работы СПД с элементами конструкции двигателя и КА.

Значимым преимуществом СПД в рассматриваемый период было также то, что при работе на ксеноне с уровнем мощности, не превышающим 1 кВт, и при скоростях истечения частиц РВ около 10 км/с СПД имел достаточно высокий тяговый КПД, позволяющий получать низкие (менее 20 кВт/Н) энергетические затраты на создание тяги. Сочетание указанных особенностей позволяло использовать СПД для управления движением советских космических аппаратов (КА) уже в начале 1970-х гг., а названная скорость истечения частиц РВ из СПД в 3 и более раз, превышала соответствующие скорости истечения в ТРД малой тяги. С учетом изложенного Морозов предложил провести летные испытания СПД, и это предложение было поддержано руководством ИАЭ, Всесоюзного научно-исследовательского института электромеханики (ВНИИЭМ) и отдела опытно-конструкторских работ государственного комитета СССР по атомной технике. В результате, группой специалистов ИАЭ, ВНИИЭМ, опытно-конструкторского бюро (ОКБ) “Заря” и его филиала в г. Калининграде (ныне известного как ОКБ “Факел”) было подготовлено и в 1972 г. успешно проведено первое летное испытание экспериментального образца (ЭО) СПД-60 (рис. 8), на борту искусственного спутника Земли (ИСЗ) “Метеор”, разработанного ВНИИЭМ [27, 28]. В этом образце, разработанном в ОКБ “Факел” на основе прототипа, разработанного в ИАЭ Ю.А. Шаровым, наружный диаметр ускорительного канала составлял 60 мм, и он мог длительно работать при мощностях до 500–600 Вт.

Для дальнейшего рассмотрения следует отметить, что ЭО СПД-60 имел достаточно протяженные в направлении ускорения (“широкие”) полюса для задания определенной магнитной индукции в ускорительном канале (УК), образующие

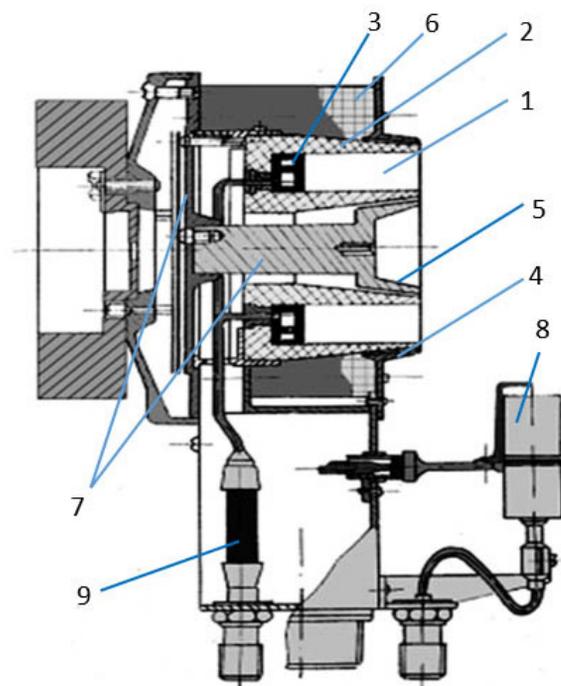


Рис. 8. Общий вид экспериментального образца СПД-60, впервые испытанного в космосе: 1 – ускорительный канал, 2 – разрядная камера, 3 – анод-газораспределитель, 4, 5 – наружный и внутренний (центральный) полюса магнитной системы соответственно, 6 – катушка намагничивания, 7 – элементы магнитопровода, 8 – газоразрядный катод-нейтрализатор, 9 – газозлектрическая развязка [6, 7].

сужающийся к выходу межполюсный зазор для создания силовых линий магнитного поля с “фокусирующей” геометрией в прианодной части УК в соответствии с упомянутой идеей Морозова. К сказанному следует добавить, что лабораторные модели типа ЭО СПД-60, созданные в ИАЭ, без особых дополнительных мер со стороны исследователей достаточно устойчиво работали в диапазоне разрядных напряжений 150–600 В и, судя по измерениям пространственного распределения ускоренных ионов вблизи плоскости выходного сечения зондами, проведенных в МАИ, обеспечивали близкую к 100%-ной переработку потока атомов ксенона в ионы уже при напряжениях около 200В [5, 28]. Ресурс ЭО СПД-60 на режиме работы с мощностью разряда 400 Вт составлял около 1000 часов.

Кроме того, в ИАЭ была показана возможность получения тягового КПД СПД на ксеноне 1 киловаттного класса до 60% и выше [6, 7, 28]. Но созданные модели с высокой тяговой эффективностью обладали небольшим ресурсом. Поэтому основной для дальнейшего развития СПД, как

и для ДАС, оказалась проблема обеспечения как высокой тяговой эффективности, так и большого ресурса.

Упомянутую устойчивую работу моделей ИАЭ можно было объяснить тем, что они имели в прианодной части УК участки с нарастающей в выходном направлении магнитной индукцией, что соответствовало теоретическому выводу Морозова об устойчивости ускоряемого ионного потока в таких частях канала [29]. Больше того, экспериментальное исследование характеристик моделей СПД со спадающей во всем канале в выходном направлении магнитной индукцией показало, что разряд в них становился неустойчивым и переходил в моду с высоким уровнем низкочастотных колебаний и большой долей электронной компоненты в разрядном токе [30], приводящей к значительному снижению тяговой эффективности. Поэтому одним из положений, которое соблюдалось далее при разработке большинства СПД в СССР, было создание в прианодной части УК магнитного поля со значительным участком нарастания магнитной индукции в выходном направлении. К сказанному следует добавить, что создание “фокусирующей” геометрии силовых линий магнитного поля обеспечивает в части УК возрастающее распределение магнитной индукции, что служит дополнительным обоснованием ее целесообразности.

Для последующего развития СПД важным оказалось решение в процессе первых испытаний СПД в космосе практической задачи, а именно: в результате работы одного из ЭО СПД-60 в течение примерно 170 ч ИСЗ “Метеор” был переведен на предпочтительную орбиту [27], и это было значимым успехом первого этапа работ по СПД, который привел к расширению и ускорению работ по СПД. К сказанному следует добавить, что уже в процессе подготовки рассмотренных испытаний СПД к его исследованиям и разработкам кроме ИАЭ, ОКБ “Факел” и ВНИИЭМ были привлечены МАИ, Центральный институт авиационного моторостроения имени П.И. Баранова (ЦИАМ), а несколько позже – Московский институт радиоэлектроники и автоматики (МИРЭА) и другие организации. В итоге, начался 2-ой этап развития СПД, и данное направление работ стало одним из ведущих по исследованиям и разработкам ЭРД в СССР в период 1970–1990-х гг., что дало значительные результаты [5–7, 28, 31–33]. При этом названное расширение числа привлеченных к ра-

ботам по СПД организаций оказалось полезным не только из-за увеличения возможностей исследований, но и обеспечило поддержание их уровня после расформирования в середине 1970-х гг. исследовательской группы ИАЭ из-за возникших в ней внутренних противоречий.

В прикладном плане основной проблемой, которая решалась на втором этапе развития СПД, стало повышение его ресурса при обеспечении высокой тяговой эффективности. Для решения этой проблемы сначала специалистами кафедры 208 МАИ, а затем НИИ прикладной механики и электродинамики МАИ (НИИПМЭ МАИ) Андреем М. Бишаевым, В.М. Гаврюшиным, В.И. Козловым, В.В. Егоровым, С.А. Хартовым, Р.К. Чуяном, Александром М. Бишаевым, В.М. Серовайским, А.И. Скрыльниковым, А.В. Лазуренко, Д.В. Меркурьевым, А.С. Архиповым, Е.К. Сидоренко, Е.А. Шиловым и др. при лидирующей роли В.П. Кима был выполнен комплекс исследований, позволивших выявить ряд важных особенностей протекания рабочих процессов в СПД и разработать технические решения, обеспечивающие, как достаточно высокую тяговую эффективность, так и повышенный ресурс этого двигателя [6, 7, 28, 31]. Эти работы несколько подробнее будут рассмотрены позже.

В ОКБ “Факел” с учетом рекомендаций и при научно-технической поддержке МАИ осуществлялось последовательное совершенствование организации рабочих процессов и конструкции СПД. В результате, в ОКБ “Факел” были разработаны и прошли наземную отработку конструкции летных образцов двигателей типа СПД-50, СПД-70, СПД-100 и СПД-140 второго поколения и двигательных установок на их основе, работающих на ксеноне с достаточно высокой тяговой эффективностью при номинальных мощностях от 0.4 до 4.5 кВт соответственно, и достаточными для решения ряда задач сроками службы (ресурсами) [5–7, 28, 31–33]. Была проведена их летная отработка сначала в составе ИСЗ типа “Метеор”, разработанных ВНИИЭМ, а затем в составе геостационарных ИСЗ, разработанных научно-производственным объединением прикладной механики (НПОПМ), и началось регулярное их применение в системах управления движением отечественных космических аппаратов (КА). Перечисленные двигатели уже многие годы используются в системах управления движением отечественных КА, а двигатели СПД-100 и СПД-

140 — используются и в составе зарубежных КА [5–7, 28, 31–33].

Как уже отмечалось ранее, с учетом успехов в разработке и применении СПД в СССР с начала 1990-х гг. была проведена комплексная оценка российских СПД и ДАС в США и Франции и начались работы по применению российских двигателей на зарубежных КА, а также разработки собственных версий СПД, называемых ими Холловскими двигателями (ХД). В настоящее время двигатели этого типа разрабатываются также в Италии, Китае, республике Корея, Израиле и Японии. Особо следует отметить, что в США ХД, работающие на криптоне, с 2019 г. начали применяться в системах управления движением многоспутниковой орбитальной группировки Starlink с максимальным проектным числом малых КА свыше 10000. Это резко расширило масштабы применения СПД (ХД) в космосе. Расчеты показывают также перспективность использования мощных транспортных модулей на основе СПД (ХД) и ДАС для реализации транспортировки тяжелых грузов к Луне и другим объектам Солнечной системы. Поэтому одна из основных задач современного развития СПД — создание двигателей, способных длительно и эффективно работать на режимах работы с повышенными до 3000 с и более удельными импульсами тяги, в том числе, на альтернативных ксенону рабочих веществах. Так, в США в течение более 10 лет разрабатываются ХД HERMES с номинальной мощностью 12.5 кВт, удельным импульсом тяги до 3000 с и проектным ресурсом не менее 50 тысяч часов по программе NASA разработки новых технологий и транспортные модули на его основе [34], разработан двигатель MaSMi с мощностью до 1 кВт и повышенным ресурсом для реализации полетов малых КА в дальний космос [35]. При этом главной проблемой создания таких двигателей является кардинальное повышение ресурса СПД (ХД) и ДАС, а уже используемые способы повышения ресурса ДЗДЭ не имели достаточно полного физического обоснования. С учетом изложенного актуальной была научно-техническая задача анализа и физического обоснования уже использованных или используемых способов повышения ресурса ДЗДЭ и оценки их перспективности при разработке ДЗДЭ нового поколения.

3. БАЗОВЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, НА ОСНОВЕ КОТОРЫХ РАЗРАБАТЫВАЛИСЬ ДАС И СПД НА ПЕРВОМ ЭТАПЕ ИХ РАЗВИТИЯ

Как уже отмечалось ранее, важная часть названных положений и результатов была разработана или получена уже на первом этапе развития ДЗДЭ. Поэтому они рассматриваются далее в первую очередь с комментариями авторов, учитывающими новые данные или отражающих их значимость на современном этапе развития ДЗДЭ. Отмечалось также, что на первом этапе развития ДЗДЭ наиболее последовательно основные физические положения для их разработки были сформулированы и подтверждены экспериментально на основе примерно 10 лет исследований ДАС [1, 10, 11]. Поэтому названные положения рассматриваются далее применительно к обоим типам УЗДЭ, и их можно свести к следующим выводам.

1. Возможны эффективная ионизация и “безэлектродное” ускорение ионов РВ в достаточно узком квазинейтральном слое плазмы со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -полями. Обоснованность этого положения была достаточно полно подтверждена исследованиями распределений параметров в экспериментальных ионных магнетронах, моделирующих процессы в ДАС [1, 10], один из которых представлен на рис. 9. В этом устройстве создавалось достаточно сильное и направленное вдоль оси камеры магнитное поле и через анодные трубки 3, расположенные у оси магнетрона, подавалась плазма, полученная в газовом разряде в парах таллия со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -полями.

Были проведены измерения ионного тока на коллектор, распределений потенциала плавающего зонда в истекающей из источника плазме вдоль и поперек направления ускорения ионов и энергетических характеристик потока ионов, попадающих на коллектор. В результате было получено, что основное падение потенциала реализуется в прианодном слое разряда с размером около 1.0 см (рис. 10), а энергия ионов сопоставима с энергией, примерно соответствующей приложенному между анодом и катодом напряжению. Ток ионов на коллектор был близок к значению, соответствующему потоку частиц таллия, поступавших в разряд в предположении их однократной ионизации. При этом плотность ионного тока в этом разряде существенно превышала возможную при ограничении ее объемным зарядом

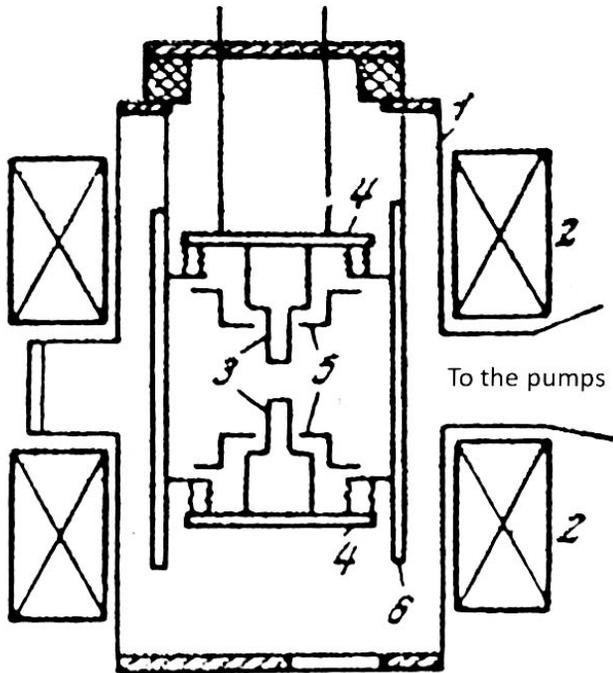


Рис. 9. Экспериментальный ионный магнетрон, использованный командой А.В. Жаринова для исследования ионизации и ускорения потоков ионов таллия в $E \times B$ -разряде: 1 – вакуумная камера, 2 – катушки намагничивания, создающие однородное продольное магнитное поле в рабочем объеме магнетрона, 3 – газоразрядные источники плазмы с выходными трубками с диаметром 10 мм, использованные в качестве анодов разряда, 4 – монтажные фланцы, 5 – электростатические экраны, 6 – коллектор ионов с внутренним диаметром 280 мм, охлаждавшийся водой и служивший катодом разряда) [6, 7].

ионов. Это свидетельствовало о квазинейтральном режиме их ускорения.

Важно, что была получена малая толщина зоны ускорения (ЗУ) с основным падением потенциала и локализация зоны с основным падением потенциала в прианодной части разряда. Первое свойство разряда, как будет показано позже, было объяснено Жариновым. Второе может быть объяснено тем, что поток ионов, истекающих из источника плазмы, расширяется и концентрация плазмы снижается по мере удаления от названного источника. Поэтому слой локализуется в прианодной области разряда с повышенной концентрацией плазмы, где реализуются более высокие скорости ионизации.

Отмеченная особенность локализации активной части разряда дала основание назвать УЗДУ и ДАС ускорителем и двигателем с анодным слоем соответственно.

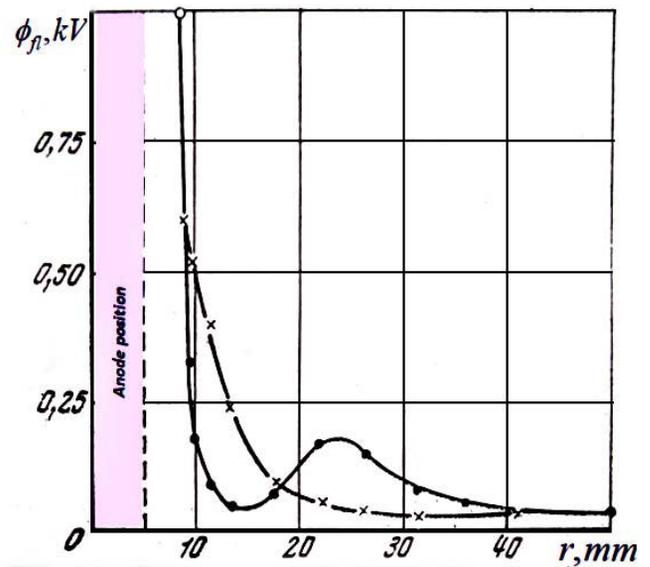


Рис. 10. Радиальные распределения потенциала «плавающего» зонда Φ_l в магнетронном разряде с напряжением 4 кВ и магнитной индукцией 0.15 Тл [1, 10] (• – без ионного пучка, × – с ионным пучком).

2. Продольный размер (толщина) L_{sh} ЗУ в направлении ускорения должна быть значительно меньше, чем ионный радиус Лармора $R_{Li} = V_i / \omega_i$, и больше, чем электронный радиус Лармора $R_{Le} = V_e / \omega_e$, где $V_i, V_e, \omega_i = eB / Mc, \omega_e = eB / mc$ скорости ионов и электронов, циклотронные частоты ионов и электронов (M и m – массы ионов и электронов) соответственно, т. е.

$$R_{Le} < L_{sh} \ll R_{Li}. \quad (3)$$

Первое из названных условий обеспечивает небольшое влияние магнитного поля на движение ионов внутри отмеченного слоя, а второе является одним из условий перемещения электронов в ЗУ преимущественно в азимутальном ($E \times B$) направлении. Далее электрическое поле будет считаться направленным преимущественно в направлении ускорения.

3. Плазма внутри рассматриваемого слоя должна быть разреженной, чтобы длины свободного пробега атомов, ионов и электронов превышали толщину слоя, а электроны должны быть «замагничены», чтобы их параметр Холла $\omega_e \tau_e$ был очень большим, где $\tau_e = \lambda / V_e, \lambda$ – время и длина свободного пробега электронов в объеме разряда.

Названные условия обеспечивают малое влияние столкновений электронов в объеме ЗУ между собой и с другими частицами, а также столкновений ионов и атомов между собой на их

движение, небольшой электронный ток поперек магнитного поля и доминирование электрического дрейфа в усредненном движении электронов. Поэтому можно расценивать приведенные условия, как также обеспечивающее почти полное “замыкание” траекторий усредненного движения электронов в кольцевом ускорительном канале. Поскольку с использованием этих предположений строится большинство анализов и теоретических моделей процессов в УЗДЭ, целесообразно было проверить их применимость. Среди них наиболее сложным является подтверждение существенной замагниченности электронов. Как будет показано далее, в зонах ускорения СПД были проведены экспериментальные проверки выполнения наиболее сложного для подтверждения условия существенной замагниченности электронов $\omega_e \tau_e \gg 1$, одной из ключевых особенностей УЗДЭ, объясняющей, почему в СССР и России ДАС и СПД назывались плазменными ускорителями или двигателями с замкнутым дрейфом электронов (ДЗДЭ).

4. Электрическое поле внутри ЗУ определяется уравнением Пуассона, т. е. распределением концентраций ионов (n_i) и электронов (n_e)

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} (\sum n_i q_i - n_e e), \quad (4)$$

где q_i , ρ , ϵ_0 – заряд ионов, локальная плотность не скомпенсированных зарядов и диэлектрическая проницаемость вакуума соответственно.

Из этого уравнения следует, что пространственные распределения электрического поля в разряде УЗДЭ определяются распределениями концентрации ионов и электронов, в свою очередь, зависящими от электрического поля и закономерностей рождения и движения ионов и электронов, т. е. все названные распределения связаны между собой и должны быть самосогласованными. Это определяет сложность теоретического описания совокупности физических процессов в рассматриваемом разряде, особенно, из-за сложности и недостаточной изученности динамики электронов в разрядах УЗДЭ и отсутствия до настоящего времени верифицированного количественного описания влияния на нее неустойчивостей в плазме и ее зависимости от общих условий разряда, пригодного в инженерной практике.

5. В оговоренных выше условиях, ионы с массой M должны двигаться внутри ЗУ в основном под действием электрического поля, сформиро-

ванного в ЗУ в соответствии с уравнением (4), т. е. уравнение их движения может быть записано в следующем виде:

$$M \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = q_i [\mathbf{E} + (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B})]_i \approx q_i \mathbf{E}. \quad (5)$$

Совместно с уравнением (3) это означает, что механизм ускорения ионов в ДАС и, как будет показано позже, в СПД является электростатическим, а с учетом разреженности плазмы их динамика, как и динамика нейтральных атомов наиболее адекватно должна описываться кинетическими уравнениями.

6. Электроны внутри ЗУ должны перемещаться под действием *под действием силы Лоренца*

$$m \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = -e [\mathbf{E} + (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B})], \quad (6)$$

в основном в азимутальном ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) направлении со средней скоростью электрического дрейфа $\mathbf{u} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$.

Дрейфовое движение электронов вызывает появление дрейфового (холловского) тока с плотностью

$$\mathbf{j}_{e\theta} = -n_e \mathbf{u} e = -n_e e \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (7)$$

Из-за столкновений с другими частицами, стенками и влияния неустойчивостей электроны в ЗУ перемещаются в противоположном направлении электрического поля. Продольный электронный ток поперек магнитного поля ограничивается магнитным полем. Поэтому перемещение электронов поперек магнитного поля можно описывать гидродинамическим уравнением для плотности этого тока

$$j_{ez} = \frac{1}{\omega_e \tau_e} n_e u e = \frac{n_e e}{B \omega_e \tau_e} E = \frac{n_e m}{B^2 \tau_e} E. \quad (8)$$

Для замагниченности электронов в ЗУ эффективное значение параметра Холла должно быть очень большим, т. е.

$$(\omega_e \tau_e)_{eff} = j_{e\theta} / j_{ez} \gg 1. \quad (9)$$

Из последнего выражения следует, что проверить существенную замагниченность электронов в ЗУ можно, получив данные о соотношении плотностей азимутальной и продольной составляющих электронного тока в зоне ускорения УЗДЭ. Кроме отмеченного ранее, важность оценки реальных значений $(\omega_e \tau_e)_{eff}$ определяется тем, что эти значения позволяют получить представление о значимости различных меха-

низмов переноса электронов поперек магнитного поля. Удостовериться в том, что это условие выполняется, не так просто. Косвенная проверка выполнения этого требования была осуществлена впервые в ИАЭ в работе В.Н. Демьяненко, С.В. Лебедева и др. [34] путем измерения при работающей модели СПД сигналов, наведенных дрейфовым током на нескольких диагностических катушках (ДК), соосных ускорительному каналу и охватывающих разрядную камеру. Сопоставляя полученные сигналы с сигналами на ДК, получаемыми при размещении в разных сечениях УК неработающей модели кольцевого проводника с током, можно было находить положение проводника и величину тока в нем, обеспечивающих получение на ДК таких же сигналов, как и при работе модели. Соответствующие значение тока и положение проводника трактовались как величина дрейфового тока (ДТ) электронов и положение центра его тяжести соответственно. По результатам измерения продольных составляющих ионных токов плоским электростатическим зондом можно было также оценить величины полного ионного тока в сечении УК, проходящем через найденный центр тяжести распределений ионных токов, и величину продольного электронного тока (ПЭТ) как разность разрядного тока и полного ионного тока в названном сечении. При определенных допущениях о сечениях, через которые протекают ДТ и ПЭТ, можно было также оценить плотности этих токов и значения эффективного параметра Холла по формуле (9). Такие измерения и оценки дали значения $(\omega_e \tau_e)_{eff} = 200 - 300$. Дополнительные исследования описанным выше методом были проведены специалистами МИРЭА А.И. Бугровой, В.К. Харчевниковым и др. для уточнения положения центра тяжести ДТ на разных режимах работы СПД [35].

Оценки эффективного значения параметра Холла были проведены также в МАИ В.П. Кимом по результатам измерений распределений локальных параметров плазмы в методической лабораторной модели (далее ЛМ-1) СПД с наружным диаметром УК около 100 мм, работающей при разрядном напряжении 200 В [36, 37], которые будут рассмотрены позже. В этой модели были определены двумерные распределения параметров плазмы, включая распределения потенциала плазмы и направленных ионных потоков, позволивших определить значения продольного ионного тока и электронной составляющей разряд-

ного тока в разных сечениях УК, и получить оценки плотности продольного электронного тока в области поперечного сечения УК с максимальными значениями концентрации электронов и дрейфового электронного тока. В данном случае важно то, что полученные значения концентрации электронов, напряженности электрического поля, направленных ионных токов позволили оценить электронную составляющую разрядного тока и величину холловского тока, а также оценку эффективного значения в ЗУ, которая дала значения $(\omega_e \tau_e)_{eff} \geq 100$. Полученная оценка параметра Холла заметно отличается от приведенной ранее, что может быть объяснено различием моделей, в которых проводились измерения, и режимов их работы. Кроме того, погрешность оценки эффективного параметра Холла рассмотренными методами достаточно велика из-за сложности точной оценки поперечных сечений, в которых протекают ДТ и ПЭТ. Но в целом полученные большие значения параметра Холла подтверждают существенную замагниченность электронов в ЗУ разряда СПД на типовых режимах его работы. При этом полученные оценки этого параметра свидетельствуют о том, что столкновения дрейфующих электронов с атомами и ионами вносят малый вклад в поперечный перенос электронов в ЗУ, так как оценки этого параметра с учетом только названных столкновений дают минимальные его значения в ЗУ более 1000.

7. Электрический дрейфовый (холловский) ток в ЗУ ДЗДЭ достаточно большой, потому что скорость дрейфа электронов для типичных режимов работы ДЗДЭ намного выше, чем средняя продольная (вдоль направления электрического поля) скорость электрона V_{ez} . Можно оценить электромагнитную силу $\mathbf{f}_{em} = \mathbf{j}_{e\vartheta} \times \mathbf{B}$, действующую на дрейфующие электроны в единице объема, в котором они движутся.

С учетом приводившегося ранее выражения скорости дрейфа, можно получить, что

$$\mathbf{f}_{em} = \mathbf{j}_{e\vartheta} \times \mathbf{B} = -n_e \mathbf{u}e \times \mathbf{B} = n_e e \mathbf{E} = -\mathbf{f}_{Ee}. \quad (10)$$

При условии квазинейтральности плазмы

$$n_e e \approx \sum n_i q_i, \quad (11)$$

где n_i — концентрация ионов с зарядом q_i , получается, что

$$\mathbf{f}_{em} = \mathbf{j}_{e\vartheta} \times \mathbf{B} = \sum n_i q_i \mathbf{E} = \mathbf{f}_{Ei}. \quad (12)$$

Таким образом, в силу квазинейтральности плазмы электромагнитная сила, действующая на

дрейфующие электроны, равна электрической силе \mathbf{f}_{Ei} , действующей на ионы со стороны электрического поля. При этом в работе [10] отмечалось, что в принципе электромагнитная сила и холловский ток в разряде УЗДЭ могут использоваться для решения определенных задач в магнитогидродинамическом (МГД) приближении. Но в ситуации, когда в ЗУ УЗДЭ ионы и электроны движутся в зоне ускорения в существенно отличающихся направлениях и “в значительной мере” независимо друг от друга, т. е. в отсутствие в ЗУ движения плазмы как целого, такой подход не представляется адекватным (слова “в значительной мере” в данном случае отражают то, что движутся ионы и электроны в одном и том же созданном внешним источником электрическом поле, формирующимся в объеме ЗУ с их участием в соответствии с уравнением (4)). Поэтому следует аккуратно подходить к разработке моделей для МГД-описания динамики ионного потока в ЗУ и моделей для качественного ее анализа. Так, с использованием уравнения “интегрального баланса сил” в зоне ускорения [1], полученного с использованием таких базовых соотношений, как (12) и др. без учета затрат на ионизацию, расходимости ионного потока и его взаимодействия со стенками, существенных в реальных ускорителях, можно получить ошибочные результаты. Кроме того, в экспериментальном плане гораздо проще и нагляднее контролировать движение ионов, измерять напряженность электрического поля, направленные ионные потоки в УК и их энергетические характеристики, чем контролировать распределения локальных значений плотности холловского тока, что значительно сложнее.

К сказанному следует добавить, что выражение (12) вызывало путаницу и в объяснении механизма ускорения ионов в УЗДЭ, а именно: кто-то может сказать, что оно отражает электромагнитный механизм ускорения ионов. Например, в некоторых ранних работах команды Жаринова и американских статьях по ХД использовался термин “ускорение плазмы холловским током”. Этот вопрос обсуждался и в некоторых, более поздних работах. С учетом отмеченного, он был специально рассмотрен В.П. Кимом в работе [38] на примере лабораторной СПД, в которой с использованием результатов измерений продольного распределения потенциала плазмы в разряде было определено распределение избыточных объемных зарядов и показано, что фактически в ЗУ СПД ионы

ускоряются в двойном электрическом слое избыточным отрицательным объемным зарядом электронов, перенос которых поперек магнитного поля ограничивается силой Лоренца.

Принципиальное отличие механизма ускорения ионов в ДЗДЭ состоит в следующем: в чисто электростатических двигателях униполярный поток ионов ускоряется зарядами электронов, сконцентрированными на поверхностях ускоряющих электродов, а в СПД и ДАС ионы ускоряются в квазинейтральной плазме избыточными зарядами электронов, удерживаемых силой Лоренца в окрестностях прозрачных для ионов магнитных поверхностей, содержащих однотипные силовые линии магнитного поля и компенсирующие основную часть объемного заряда ионов. Названные избыточные заряды электронов совместно с избыточным зарядом ионов в прианодной части ЗУ создают в объеме ЗУ электрическое поле, действующее на ионы с силой \mathbf{f}_{Ei} и на электроны с силой \mathbf{f}_{Ee} , перенос которых поперек магнитного поля ограничивается силой Лоренца.

Таким образом, было подтверждено, что в СПД (и, очевидно, в ДАС) ускорение ионов является электростатическим и “безэлектродным”. При этом, объемная сила \mathbf{f}_{Ei} , действующая на ионы со стороны электрического поля, должна быть равна силе \mathbf{f}_{ei} , действующей на ионы со стороны избыточного заряда электронов. В соответствии с 3-м законом Ньютона на электроны со стороны ионов действует сила $\mathbf{f}_{ie} = \mathbf{f}_{Ee} = -en_e\mathbf{E} = -\mathbf{f}_{em}$. Поэтому

$$\mathbf{f}_{Ee} + \mathbf{f}_{em} = 0. \quad (13)$$

Последнее уравнение показывает, что усредненные силы, действующие на дрейфующие электроны, находятся в равновесии. При этом сила реакции $\mathbf{f}_{ie} = \mathbf{f}_{Ee}$, действующая на электроны со стороны ускоряемых ими ионов, компенсируется действующей на них электромагнитной силой, передающей, в свою очередь, действие силы $\mathbf{f}_{ie} = \mathbf{f}_{Ee}$ через магнитное поле на магнитную систему двигателя [38].

Следует также отметить, что, по мнению авторов данной статьи, названия “холловский двигатель” (ХД), “двигатель с эффектом Холла” являются неудачными, поскольку классический эффект Холла состоял в отклонении зарядов, движущихся в проводнике в направлении действия основного электрического поля, поперек этого направления их движения под действием поперечного к нему магнитного поля. В УЗДЭ и в маг-

нетронах значительный ток электрического дрейфа в соответствии с уравнением (6) возникает под действием силы Лоренца при малых или нулевых продольных (вдоль направления электрического поля) токах, т. е. независимо от созданного электрическим полем продольного тока. Таким образом, электронный дрейфовый ток в УЗДЭ является первичным, а продольный ток электронов возникает вследствие взаимодействия дрейфующих электронов с другими частицами, стенками и возмущениями параметров плазмы из-за ее неустойчивостей, т. е. является вторичным. Поэтому рассматриваемые устройства по физической их основе логичнее называть “лоренцевыми” двигателями или ускорителями ионов с замкнутым дрейфом электронов, как было принято в СССР, а не “холловскими” двигателями, как их называют в США, или “двигателями с эффектом Холла”, как их называют в Европе.

8. Жариновым было показано [1], что в $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -слое с ионизацией, продольный размер L_{sh} в направлении ускорения (толщина ЗУ) с основным падением потенциала для его устойчивого существования должен быть таким, чтобы все образовавшиеся в нем электроны удалялись из слоя. Поэтому толщина ЗУ должна быть сопоставима с Ларморовским радиусом электронов, а именно

$$L_{sh} \approx R_{Le}(\Delta U) \sqrt{\frac{v_e}{v_i}}, \quad (14)$$

где $R_{Le}(\Delta U)$ – ларморовский радиус электронов со скоростью, соответствующей энергии электронов, прошедших разность потенциалов, равную падению потенциалов в слое ΔU , v_e – эффективная частота столкновений дрейфующих электронов с другими частицами и стенками или с условными “возмущениями параметров плазмы” вследствие ее неустойчивостей, вызывающих сдвиг электронов поперек магнитного поля, v_i – частота ионизационных столкновений электронов $v_i = \langle \sigma_i V_e \rangle n_a$ с атомами с концентрацией n_a , где $\langle \sigma_i V_e \rangle$ – коэффициент скорости ионизации, усредненный по функции распределения электронов по скоростям.

При этом важно, что выражение (14) является “директивным”, а именно: если слой стабильно существует, то толщина ЗУ должна соответствовать этому выражению. Это означает, что толщину и положение ЗУ в разряде можно рассматривать как интегральные параметры $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -разряда, а ее

малую толщину, как одно из важных общих свойств этого разряда, которое, как будет показано позже, можно использовать для управления процессами в УЗДЭ. В частности, можно изучать влияние различных внешних факторов на положение и толщину ЗУ и управлять названными параметрами, а следовательно, и процессами в разряде, изменяя названные факторы.

К сказанному следует добавить, что, как будет показано, позже, выражение (14) применимо и к СПД. В частности, оно объясняет один из факторов, определяющих разницу между процессами в ДАС и СПД. Так эффективную частоту столкновений электронов, определяющих поперечный к магнитному полю перенос электронов можно условно представить в виде $v_e = v_{ea} + v_{ei} + v_{ew} + \tilde{v}_e$, где v_{ea} – частота столкновений электронов с атомами, v_{ei} – ионами, v_{ew} – стенками и \tilde{v}_e – условная частота взаимодействия электронов с “возмущениями параметров плазмы”, вызванными ее неустойчивостями, определяющими “шумовую” электронную проводимость. При этом частота ионизационных столкновений является малой частью суммарной частоты столкновений электронов с атомами и ионами, которая, в свою очередь, значительно меньше частоты столкновений электронов со стенками. Последнюю можно представить в виде $v_{ew} = k_w V_e / b_{ch}$, где V_e – скорость электронов, b_{ch} – ширина УК, k_w – коэффициент, учитывающий то, что не все электроны, движущиеся из плазмы к стенке, взаимодействуют с нею с потерей импульса. В СПД меньше разность потенциалов между плазмой и диэлектрическими стенками РК, которая определяется условием “плавания” названных стенок в плазме и составляет несколько kT_e / e , где kT_e – температура электронов в эВ. В ДАС же стенки разрядной камеры, ограничивающие разряд в радиальном направлении, выполняются из электропроводных материалов и обычно имеют значительное отрицательное смещение по отношению к плазме в местах ее контакта со стенками. Поэтому должны быть меньше эффективная частота столкновений электронов со стенками и суммарная частота столкновений электронов в выражении (14), которые могут приводить к их смещению поперек магнитного поля и к возникновению “пристеночной проводимости”, механизм которой был впервые объяснен А.И. Морозовым [39]. Соответственно, должна быть меньше и толщина ЗУ. Эти выводы подтверждаются и эксперимен-

тальными данными, свидетельствующими, о несколько больших размерах зон ускорения в СПД, чем в ДАС, и о возможности управления процессами в разряде изменением свойств и потенциала стенок разрядной камеры [40].

Следует также отметить, что уже в первых работах ИАЭ было определено, что в прианодной области разряда и в выходной его части существенными являются возмущения параметров плазмы, в том числе, вращающиеся в азимутальном направлении, способные вызывать увеличение подвижности и коэффициентов диффузии электронов поперек магнитного поля, а в зоне ускорения доминируют продольные “пролетные” колебания, которые также могут влиять на поперечный перенос электронов [41–44]. Существенную роль может играть и пристеночная электронная проводимость, поскольку частота столкновений электронов со стенками значительно превышает частоту их столкновений с остальными частицами. Но вопрос о доминирующем механизме переноса электронов в разных зонах разряда до конца не решен в силу отмечавшейся сложности процессов, определяющих поперечный перенос электронов поперек магнитного поля в $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -разрядах.

9. Следующий важный качественный результат, полученный командой ЦНИИМаш, устанавливал, что для обеспечения эффективной ионизации потока РВ в рассматриваемом слое, плотность этого потока должна превышать определенное значение [1]. Действительно, высокая вероятность ионизации атомов РВ

$$P_i = 1 - \exp(-L_{sh} / \lambda_{ai}) \quad (15)$$

внутри ЗУ может быть получена, если длина $\lambda_{ai} = V_a / \langle \sigma_i V_e \rangle n_e$ свободного пробега атомов со скоростью V_a до их ионизации в плазме с концентрацией электронов n_e ($\langle \sigma_i V_e \rangle$ – коэффициент скорости ионизации атомов электронами, усредненный по функции распределения электронов по скоростям) будет значительно меньше, чем L_{sh} . В частности, полагая, что скорость атомов определяется температурой анода T_a , специалистами ЦНИИМаш было определено, что для получения вероятности ионизации атомов в слое $P_i \geq 0.5$, плотность тока $j_m = \dot{m}_a e / MS_{ch}$, рассчитанная по массовой плотности потока частиц РВ \dot{m}_a / MS_{ch} с массой M в УК с поперечным сечением S_{ch} , должна отвечать следующему условию [10]:

$$j_m \geq C \frac{1}{\langle \sigma_i V_e \rangle} \left(\frac{\langle \sigma_i V_e \rangle}{\langle \sigma_{ea} V_e \rangle} \right)^{1/2} \frac{B T_a^{1/2}}{M}, \quad (16)$$

где \bar{V}_i – средняя скорость ионов, \dot{m}_a – массовый расход частиц РВ через канал ускорения, B – магнитная индукция, $\langle \sigma_{ea} V_e \rangle$ – коэффициент скорости столкновений электронов с нейтральными атомами, приводящих к смещению электронов поперек магнитного поля, усредненный по функции распределения электронов по скоростям, C – константа.

Недостаток последнего выражения – оно получено лишь для одного возможного значения P_i подбором его значения, поскольку в выражении (15) правая часть зависит от P_i . Но, как показано В.П. Кимом [24], при тех же допущениях, что и в [1, 10], этот недостаток можно устранить, поскольку в $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -слое практически всегда $P_i < 1$. Действительно в выражении (15) можно представить, что

$$n_e \approx \frac{\dot{m}_i}{MS_{ch} \bar{V}_i} \approx \frac{\dot{m}_a}{MS_{ch} \bar{V}_i} P_i, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{L_{sh}}{\lambda_i} &= L_{sh} \frac{\langle \sigma_i V_e \rangle}{V_a} \frac{\dot{m}_a}{MS_{ch} \bar{V}_i} P_i = \\ &= -\ln(1 - P_i) = P_i f(P_i), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} L_{sh} \frac{\langle \sigma_i V_e \rangle}{V_a} \frac{\dot{m}_a}{MS_{ch} \bar{V}_i} &= \frac{L_{sh}}{\lambda_{i0}} = f(P_i) = \\ &= 1 + \frac{P_i}{2} + \frac{P_i^2}{3} + \dots + \frac{P_i^n}{n+1} + \dots, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\frac{\dot{m}_a}{S_{ch}} \approx f(P_i) \frac{M V_a V_i}{\langle \sigma_i V_e \rangle L_{sh}}. \quad (20)$$

Таким образом, чтобы обеспечить значение вероятности ионизации атомов РВ, превышающее заданное значение P_i , нужно обеспечить следующее условие:

$$\frac{\dot{m}_a}{S_{ch}} \geq f(P_i) \frac{M V_a V_i}{\langle \sigma_i V_e \rangle L_{sh}}, \quad (21)$$

где

$$\lambda_{io} = \frac{V_a}{\langle \sigma_i V_e \rangle n_{e0}} = \frac{V_a}{\langle \sigma_i V_e \rangle} \frac{MS_{ch} \bar{V}_i}{\dot{m}_a} \quad (22)$$

есть характерная длина свободного пробега атомов до их ионизации. Таким образом, используя предварительно рассчитанные значения функции $f(P_i)$ (рис. 11), можно оценить влияние различных факторов на значения λ_{io} и P_i

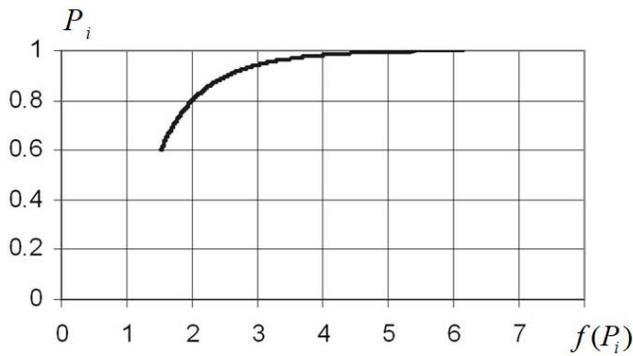


Рис. 11. Функция $f(P_i)$ [24].

в разрядах ДАС и СПД. Например, чтобы получить $P_i \geq 0.95$, необходимо обеспечить условие $L_{sh} / \lambda_{io} \geq f(P_i \geq 0.95) \approx 3$ (см. рис. 11), а именно:

$$\frac{\dot{m}_a}{S_{ch}} (P_i \geq 0.95) \geq 3 \frac{MV_a V_i}{\langle \sigma_i V_e \rangle L_{sh}}. \quad (23)$$

Приведенные выражения и рис. 11 иллюстрируют влияние всех действующих факторов на требуемую плотность массового расхода РВ для получения заданной вероятности ионизации атомов РВ и высокой эффективности использования РВ в ДЗДЭ. Для дальнейшего рассмотрения важно также, что эффективность ионизации в разряде зависит не только от плотности расхода и режимных параметров, но и от толщины слоя, которая, как будет показано позже, зависит от многих факторов, что усложняет анализ приведенных соотношений для прикладных целей.

10. Как уже отмечалось ранее, применимость приведенных положений и результатов к СПД была проверена в МАИ с использованием распределений локальных параметров плазмы в УК методической лабораторной модели (далее ЛМ-1) этого двигателя с наружным диаметром УК 98 мм (рис. 12), полученных в начале второго этапа развития СПД Андреем М. Бишаевым и В.П. Кимом

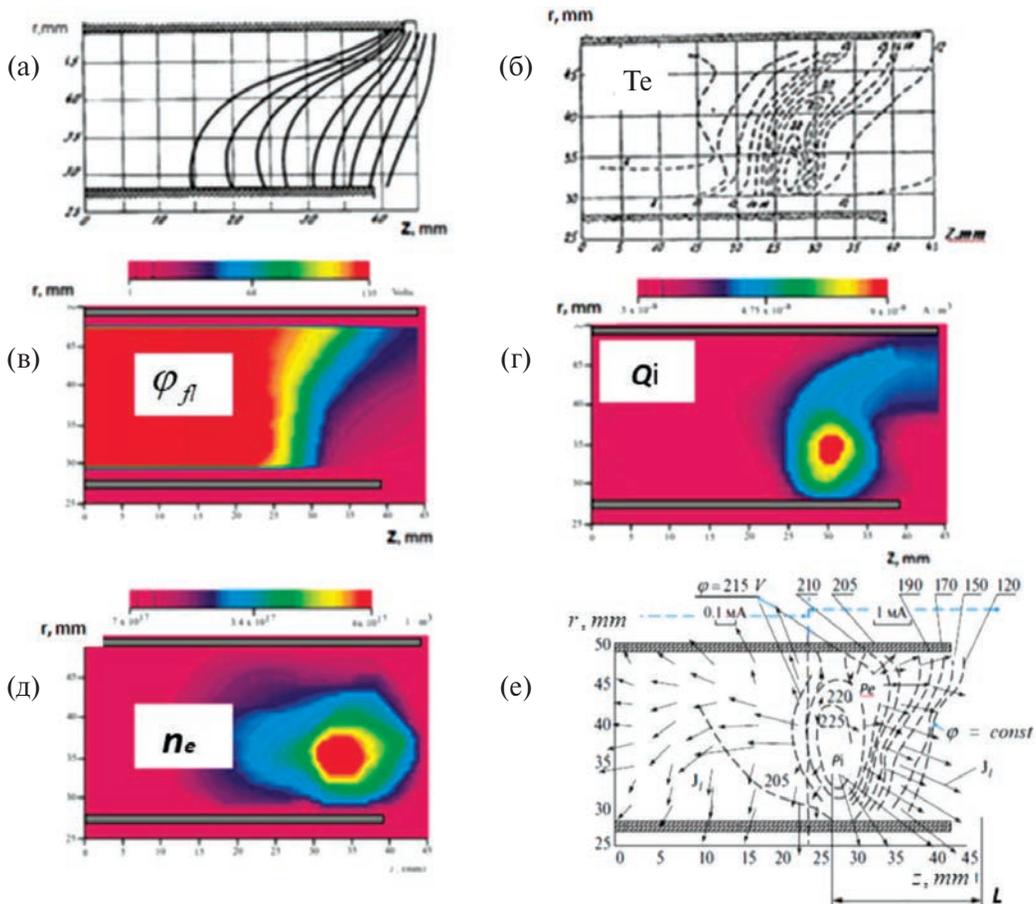


Рис. 12. Картина силовых линий магнитного поля (а) и распределения температуры электронов T_e (б), потенциала «плавления» зонда Φ_f (в), скорости ионизации Q_i (г), концентрации электронов n_e (д), потенциала плазмы Φ и направленных ионных токов J_i (е) в ускорительном канале методической модели ЛМ-1, работавшей при разрядном напряжении 200 В и расходе ксенона через ускорительный канал 3 мг/с [45].

[36, 37]. Двумерные распределения локальных параметров плазмы в значительной части ускорительного канала (УК) этой модели были получены перемещающимися и вращающимися направленными плоскими электростатическими зондами. В этой модели магнитное поле было подобрано таким образом (рис. 12а), чтобы снизить взаимодействие ускоренных ионов с наружной стенкой УК и возмущения разряда зондами, которые вводились внутрь УК через эту стенку. Для контроля значений потенциала, получаемых обработкой ВАХ-зондов, у наружной стенки были проведены измерения потенциала плазмы накаливаемым зондом, которые дали практически постоянное его значение 204–206 В почти вдоль всей наружной стенки за исключением выходной ее части. Они показали также приемлемую их сходимость с результатами обработки зондовых характеристик. Кроме того, распределения потенциала плазмы внутри канала вдоль силовых линий были рассчитаны вдоль силовых линий магнитного поля по формуле (1) с использованием результатов измерений этого потенциала у наружной стенки и значений концентрации и температуры электронов, полученных обработкой зондовых характеристик в объеме УК. В результате было получено, что распределения параметров, полученных разными способами, удовлетворительно согласуются между собой. Поэтому было признано возможным использовать их для качественного анализа процессов в УК СПД. В результате такого анализа был сделан ряд важных выводов о названных процессах, которые уже обсуждались в работах авторов выполненных измерений [36, 37, 45–47], а также в ряде публикаций других авторов.

Для темы данной статьи важными являются следующие выводы из представленных данных.

- Потенциал плазмы (рис. 12, 13) в значительной части прианодной зоны разряда и у значительной части наружной стенки выше потенциала анода и несколько уменьшается к аноду, т. е. электрическое поле в названных частях разряда отрицательно или близко к нулю, а прианодное падение потенциала отрицательно или мало по величине. При этом ЗУ с основным падением потенциала отделена от анода и от выходной части разряда зонами с малыми изменениями потенциала и локализуется в области разряда с максимальными значениями индукции (рис. 13 [45]). С учетом отмеченного СПД можно называть “плазменным двигателем

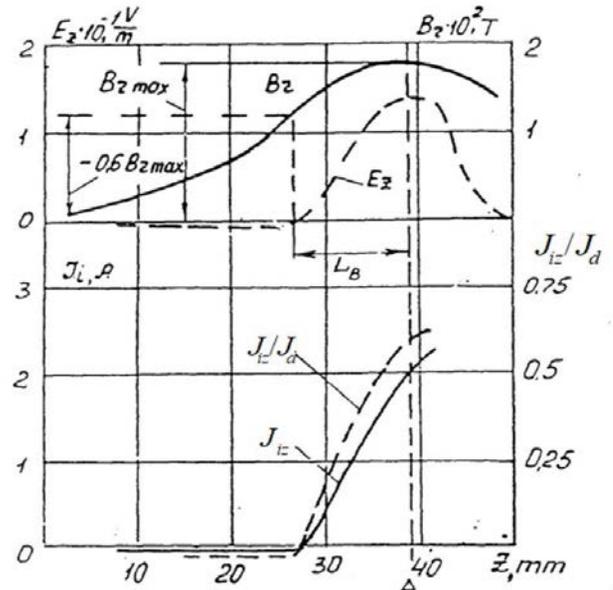


Рис. 13. Распределения радиальной компоненты B_r магнитной индукции, продольной составляющей E_z напряженности электрического поля и направленной составляющей J_{iz} суммарного ионного тока и его отношения к разрядному току J_d вдоль срединной поверхности ускорительного канала [46].

с ускорением ионов электрическим полем в магнитном слое” [45]. Для дальнейшего рассмотрения важно, что продольный размер (толщина) этого слоя или ЗУ существенно меньше длины ускорительного канала и близка к получающейся в ДАС, а при повышении разрядных напряжений выше 150 В реализуется достаточно эффективная ионизация потока РВ [28, 45]). Таким образом, было получено, что ЗУ в СПД обладает такими же свойствами, что и в ДАС, т. е. названные свойства являются общими для разрядов в ДЗДЭ. В частности, это означает применимость соотношения (14) и для оценки толщины ЗУ в СПД [45, 46].

- Поле направленных ионных токов J_i (рис. 12f) согласуется с выявленными областями рождения ионов и полученными эквипотенциалами электрического поля, при этом плотность тока ионов на стенке сопоставима с максимальной плотностью тока ионов в ускорительном канале, а энергии достигающих стенок ионов составляют значительную долю от энергии, соответствующей приложенному разрядному напряжению, и достаточны для распыления большинства конструктивных материалов, что ограничивает ресурс двигателя. При этом в прианодной зоне ионы движутся

к аноду, а в начальной части ЗУ они движутся преимущественно в радиальных направлениях. Это свидетельствует, что скорость ионизации в этой части ЗУ превышает возможности отвода их электрическим полем, и что в этой части разряда важную роль в переносе ионов должны играть диффузионные процессы [45]. В прикладном плане важно также, что ускоренные ионы попадают на стенки в областях их контакта с ЗУ, что определяет зоны эрозии стенок. Поэтому, изменяя как минимум, положение ЗУ в разряде можно управлять интенсивностью взаимодействия потоков ускоренных ионов со стенками разрядной камеры.

- Эквипотенциали электрического поля (рис. 12д) существенно отклоняются от силовых линий магнитного поля (что получалось и ранее [2]) вследствие высокой температуры электронов и больших градиентов концентрации плазмы в начальной части ЗУ со стороны анода, т. е. идея Морозова фокусировки ионов в одноступенчатом СПД в ее исходном понимании не работает. Вместе с тем в средней части канала в области ЗУ (рис. 12д) наклон эквипотенциалей соответствует наклону силовых линий магнитного поля. Это определяет соответствующее общее отклонение потоков ионов к оси УК и на стенки разрядной камеры [45].

Для дальнейшего рассмотрения важно также, что смещение силовых линий в выходном направлении у наружной стенки привело и к смещению эквипотенциалей электрического поля в значительной пристеночной части ЗУ в том же направлении (рис. 12д). В свою очередь, это смещение приводит к уменьшению потоков ускоренных ионов на наружную стенку и уменьшению их энергий, приводящему к значительному снижению скорости распыления этой стенки. Отмеченный эффект ранее не обсуждался и объясняется он совместным влиянием “выравнивания” потенциала электронами вдоль силовых линий магнитного поля, идущих из прианодной части канала к выходной части наружной стенки и увеличением отклонений эквипотенциалей электрического поля от силовых линий в выходном направлении вследствие увеличения концентрации плазмы по мере удаления этих линий от наружной стенки к середине УК в соответствии с формулой (1) Морозова. В частности, на рис. 12д видно, что в точке с координатами $z = 20$ мм и $r = 40$ мм, через которую проходит ближайшая к аноду (из

показанных на рис. 12а) силовая линия, исходящая из прианодной области разряда, потенциал составляет около 205 В, а при ее подходе к наружной стенке в точке с координатами $z = 40$ мм и $r = 48$ мм его значения составляют около 190 В, т. е. близки к потенциалу в прианодной области, из которой эта линия исходит. Это подтверждает упомянутое “выравнивание” потенциала вдоль силовых линий. А повышение потенциала при перемещении вдоль этой линии от прианодной области к области с максимальными концентрациями плазмы (например, в точке с координатами $z = 30$ мм и $r = 45$ мм потенциал составляет примерно 215 В) и последующее понижение его после прохождения этой области иллюстрирует влияние изменения концентрации электронов и заметную разницу потенциалов на рассматриваемой линии между разными точками на этой линии, максимальную в области максимальных значений концентрации в соответствии с формулой (1). Это изменение потенциала вдоль силовой линии в прианодной части ЗУ оказывается сопоставимым с продольным падением потенциала в этой части ЗУ, что и приводит к значительному отклонению эквипотенциалей, связанных с рассматриваемой силовой линией от этой силовой линии в выходном направлении в области максимальных значений концентрации плазмы. В большей или меньшей мере, этот эффект срабатывает и вдоль других силовых линий, приводя к смещению эквипотенциалей в значительной части объема пристеночной плазмы в выходном направлении.

В прикладном плане рассмотренный эффект определяет целесообразность реализации “фокусирующей” геометрии силовых линий магнитного поля у обеих стенок, т. е. во всей выходной части УК, с формой, близкой к симметричной относительно срединной поверхности канала для сдвига анодной границы и всей ЗУ в выходном направлении у обеих стенок, ограничивающих УК, для уменьшения потерь ионов на них. (Далее это решение сокращенно будет называться “созданием фокусирующего магнитного поля в выходной части УК”.) Это возможно получить, переходя к магнитным полям с более “фокусирующими” свойствами, обеспечивающими сдвиг пристеночных частей ЗУ в выходном направлении у обеих стенок. Таким образом, назначение “фокусировки” в этом случае направлено на использование разного отклонения эквипотенциалей элект-

рического поля от силовой линии в разных ее частях для сдвига частей анодной границы и всей ЗУ в выходном направлении, т. е. она приобретает новый смысл по сравнению с тем, что предполагал использовать Морозов, но решает ту же задачу уменьшения потоков ионов на стенки разрядной камеры.

4. АПРОБИРОВАННЫЕ НА ВТОРОМ ЭТАПЕ РАЗВИТИЯ СПД И ДАС СПОСОБЫ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССАМИ В ДЗДЭ ПУТЕМ ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Как было показано в предыдущем разделе, результаты исследования процессов в СПД и ДАС на первом этапе их развития показали, что основным внешним фактором, который может использоваться для управления процессами в ДЗДЭ является магнитное поле, определяющее распределение концентрации заряженных частиц, а, следовательно, и электрическое поле в разрядах ДЗДЭ. Поэтому на втором этапе развития ДЗДЭ значительная часть прикладных исследований была посвящена более детальному исследованию влияния магнитного поля на характеристики СПД и ДАС. Полученные при этом результаты рассмотрены в следующем разделе данной статьи.

4.1. Результаты, полученные при разработке первых СПД 2-го поколения

Рассмотренный в предыдущем разделе эффект сдвига части ЗУ в выходном направлении у наружной стенки означал целесообразность реализации такого же эффекта и у внутренней стенки, что можно было достичь “созданием фокусирующего магнитного поля в выходной части УК”, обеспечивающим заметное смещение силовых линий в выходном направлении у выходных частей обеих стенок, ограничивающих УК (рис. 13), и сжатие получающейся при этом магнитной линзы как в радиальном, так и в выходном направлении со стороны анода. Для получения требуемых характеристик магнитного поля в МАИ при лидирующей роли В.П. Кима и при участии ведущего конструктора ОКБ “Факел” К.Н. Козубского – сотрудниками кафедры 208 МАИ Р.К. Чуяном и В.М. Серовайским было выполнено исследование возможностей магнитных систем разных схем и предложена система с магнитными экранами, охватывающими разряд-

ную камеру (МСМЭ), которая была признана изобретением и позволила решить эту задачу в СПД 2-го поколения (рис. 14). Реализация рассмотренной возможности позволяла рассчитывать на увеличение ресурса двигателя за счет смещения ЗУ и зон эрозии стенок из УК в выходном направлении и некоторого увеличения толщины стенок в межполюсном зазоре за счет сдвига анодной границы в выходной части УК у обеих стенок, а, следовательно, и всей ЗУ в выходном направлении в соответствии с рассмотренным в предыдущем разделе эффектом смещения анодной границы ЗУ у наружной стенки модели ЛМ-1 (рис. 12е). Эта возможность была реализована в 1970-х годах в двигателях СПД-50 и СПД-70 второго поколения совместной работой МАИ и ОКБ “Факел” [6, 7, 28]. В результате в названных двигателях удалось сместить ЗУ в выходном направлении и сократить зоны эрозии стенок разрядной камеры с 12–15 до 3–5 мм и тем самым уменьшить потоки ускоренных ионов и соответствующие потери энергии на стенках РК. В свою

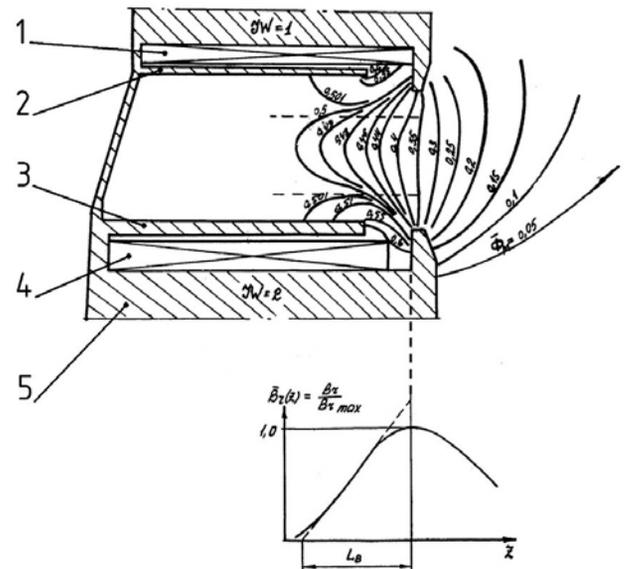


Рис. 14. Схема МСМЭ, конфигурация силовых линий магнитного поля и распределение магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК, которые могут быть получены с ее помощью: 1 – наружная катушка намагничивания, 2 – наружный магнитный экран, 3 – внутренний магнитный экран, 4 – центральная катушка намагничивания, 5 – центральный сердечник магнитной системы, J_w – относительные ампер-витки катушек намагничивания, Φ_m – доля магнитного потока, проходящего, начиная от оси до данной силовой линии, $\bar{B}_r(z) = B_r / B_{r,max}$ – относительное распределение магнитной индукции вдоль срединной поверхности возможного УК [7].

очередь, это позволило обеспечить приемлемую тяговую эффективность и увеличить ресурсы уже первых летных образцов двигателя СПД-50 с наружным диаметром УК 50 мм с мощностью около 400 Вт до 1500 ч и двигателя СПД-70 с наружным диаметром УК 70 мм на режиме работы с мощностью около 700 Вт – до 3000 ч, достаточных для решения задач коррекции орбит околоземных КА. И эти двигатели начали регулярно использоваться в составе систем коррекции орбит таких КА [6, 7, 31].

Однако в названных двигателях значительная часть ЗУ еще размещалась в части УК в межполюсном зазоре. Поэтому их ресурс ограничивался временем износа стенок в названном зазоре. С учетом этого, а также выявленной связи положения ЗУ с областью максимальных значений индукции в МАИ были проведены исследования возможности вынесения ЗУ из межполюсного зазора магнитной системы в выходном направлении путем вынесения области максимальных значений индукции за плоскость, перпендикулярную оси двигателя и касающейся или пересекающей выходные поверхности одного или обоих полюсов в ближайшей к УК точке (далее “реперная плоскость полюсов”).

Для проверки реализуемости этой идеи В.П. Кимом и В.И. Козловым были дополнительно изучены возможности упомянутой МСМЭ при разных ее схемах и соотношениях размеров ее элементов [6, 7, 31]. В результате были найдены варианты, обеспечивающие не только “фокусирующее магнитное поле в выходной части УК”, но и значительное вынесение в выходном направлении из УК и за реперную плоскость полюсов значительной части распределения магнитной индукции с максимальными ее значениями (рис. 15). При этом ожидалось и соответствующее смещение ЗУ. В свою очередь, это позволяло выдвинуть выходные торцы стенок, ограничивающих УК, и увеличить их толщину в освобожденном пространстве за пределами плоскости полюсов, т. е. увеличить запасы на их износ для защиты полюсов названными частями стенок РК. С учетом снижения скорости износа по мере расширения канала из-за износа стенок это позволяло рассчитывать на значительное увеличение ресурса двигателя.

Рассмотренная идея была впервые апробирована в МАИ при разработке экспериментальных образцов двигателя СПД-100 (далее ЭО СПД-100)

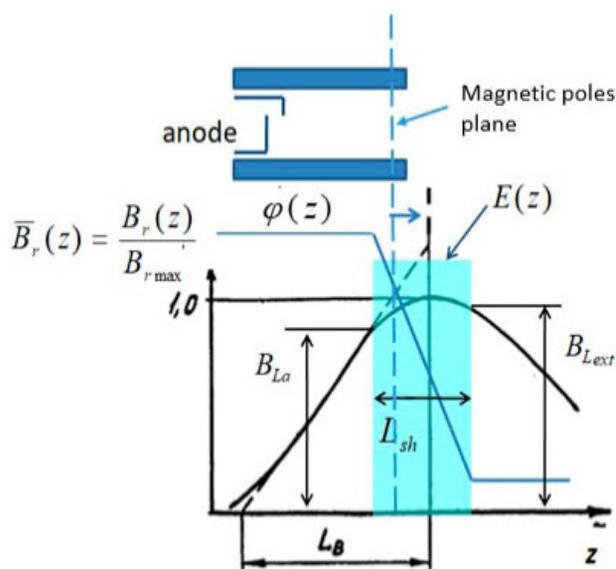


Рис. 15. Схема распределений магнитной индукции и электрического поля в разряде СПД с вынесенным из УК максимумом распределения магнитной индукции.

с наружным диаметром УК 100 мм [6, 7, 31]. В названных ЭО с использованием возможностей МСМЭ было создано “фокусирующее магнитное поле в выходной части УК” и реализовано вынесение в выходном направлении максимума распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК за плоскость полюсов примерно на 5 мм. При этом торцы стенок разрядной камеры (РК) были также вынесены на 5–6 мм в разных модификациях двигателя и были выполнены с увеличенной толщиной. Как будет показано позже, это позволило, по крайней мере, на начальном этапе длительной работы двигателей СПД-100, вынести зону ускорения в выходном направлении за пределы реперной плоскости полюсов и снизить потери ускоренных ионов на стенках разрядной камеры. На базовую схему МСМЭ и соотношение размеров ее элементов, позволяющих получить рассмотренные эффекты, на имя МАИ были получены сначала авторские свидетельства СССР на изобретения, а затем патенты Российской Федерации и ряд международных патентов на имя ОКБ “Факел” для их коммерциализации [6, 7, 31].

В результате параметрических испытаний названных ЭО СПД-100 было показано, что максимальные значения его тягового коэффициента полезного действия (КПД), определенные по измеренной тяге и потребляемой мощности

на режимах работы, допускавших длительную работу ЭО, превышали 50%, т. е. двигатель мог работать достаточно эффективно. Результаты 100-часовых эрозионных испытаний одного из ЭО СПД-100 на режиме работы с разрядным напряжением 300 В и разрядным током 4.5 А показали, что зоны эрозии выходных частей стенок РК, как и планировалось, расположены за пределами реперной плоскости полюсов и что ожидаемый ресурс двигателя должен составить не менее 5000 ч. Эти результаты, а также два экземпляра ЭО СПД-100 с одной наружной катушкой намагничивания в одном из них и с 4-мя наружными катушками намагничивания во втором и с рекомендациями по выбору конструктивной схемы и размеров основных элементов конструкции магнитной системы, УК и возможных режимов его работы были переданы в ОКБ “Факел”. После успешных контрольных испытаний упомянутых ЭО в ОКБ “Факел” вариант с четырьмя наружными катушками намагничивания был выбран в качестве прототипа, и на его основе в ОКБ был разработан и доведен до серийного производства летный вариант конструкции двигателя СПД-100 [6, 7, 31].

Следует отметить, что в процессе разработки и экспериментальной отработки конструкции двигателя СПД-100 в ОКБ “Факел” была также проведена серия параметрических его испытаний, подтвердивших достаточно высокий уровень его тяговой эффективности. В качестве номинального для длительной работы был выбран упоминавшийся режим с разрядным напряжением 300 В и разрядным током 4.5 А, получавшийся при расходе ксенона через УК около 4.5 мг/с, обеспечивавший получение тяги не менее 80 мН, тягового КПД около 50%, продольной компоненты среднemasсовой скорости истечения частиц РВ – более 15 км/с. На этом режиме были проведены ресурсные испытания нескольких образцов этого двигателя СПД-100 с длительностью одного из них более 9000 ч, подтвердивших достаточно большой его ресурс [6, 7, 31]. Таким образом, была подтверждена работоспособность идеи смещения ЗУ в выходном направлении за плоскость полюсов за счет “создания фокусирующего магнитного поля в выходной части УК” и вынесения максимума распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности ускорительного канала и торцов выходных частей стенок РК за пределы плоскости полюсов, позволившая обеспечить

достаточно высокую тяговую эффективность и существенно повысить ресурс двигателя. С учетом полученных результатов СПД-100 начал применяться в системах коррекции орбит сначала отечественных, а затем и зарубежных КА, став одним из наиболее широко используемым в космосе ЭРД [7, 28, 31–33].

Решения, использованные для повышения ресурса двигателя СПД-100, были использованы и при разработке двигателя СПД-140, ресурс которого совместной работой МАИ и ОКБ “Факел” доведен до 13 000 ч на номинальном режиме работы на ксеноне с мощностью 4.5 кВт [28, 31]. И в настоящее время этот двигатель также используется в составе отечественных и зарубежных КА для довыведения и последующей стабилизации рабочих орбит геостационарных КА [31, 33]. Таким образом, разработанный способ был реализован в практических разработках двигателей второго поколения, работающих в космосе до настоящего времени.

В процессе ресурсных испытаний двигателя СПД-100 были обнаружены важные для дальнейшего развития СПД особенности износа стенок РК при больших наработках (рис. 16 [4850]). Среди них в рамках данной статьи представляет интерес следующие:

- до наработки двигателя СПД-100 около 500 ч зоны эрозии выходных частей стенок разрядной камеры (РК), как и предполагалось и получалось при эрозионных испытаниях ЭО СПД-100, располагались за пределами реперной плоскости полюсов магнитной системы;
- после названной наработки происходило смещение анодных границ зон эрозии в направлении к аноду, которое сложно было предвидеть, исходя из результатов предыдущих ресурсных испытаний, и которое прекратилось при углах поворота профилей наружной стенки из-за удаления материала наружной стенки около 60° и внутренней стенки – около 50° относительно оси двигателя (рис. 16 [50]);
- после наработки двигателя около 2000 ч на изнашивавшихся до этого участках стенок от начала зон эрозии со стороны анода до точек P_E и P_{IN} на их профилях резко снижалась скорость износа, при этом на профилях стенок в окрестности названных точек P_E и P_{IN} появились изломы, свидетельствующие о смещении в выходном направлении анодной границы и всей ЗУ;

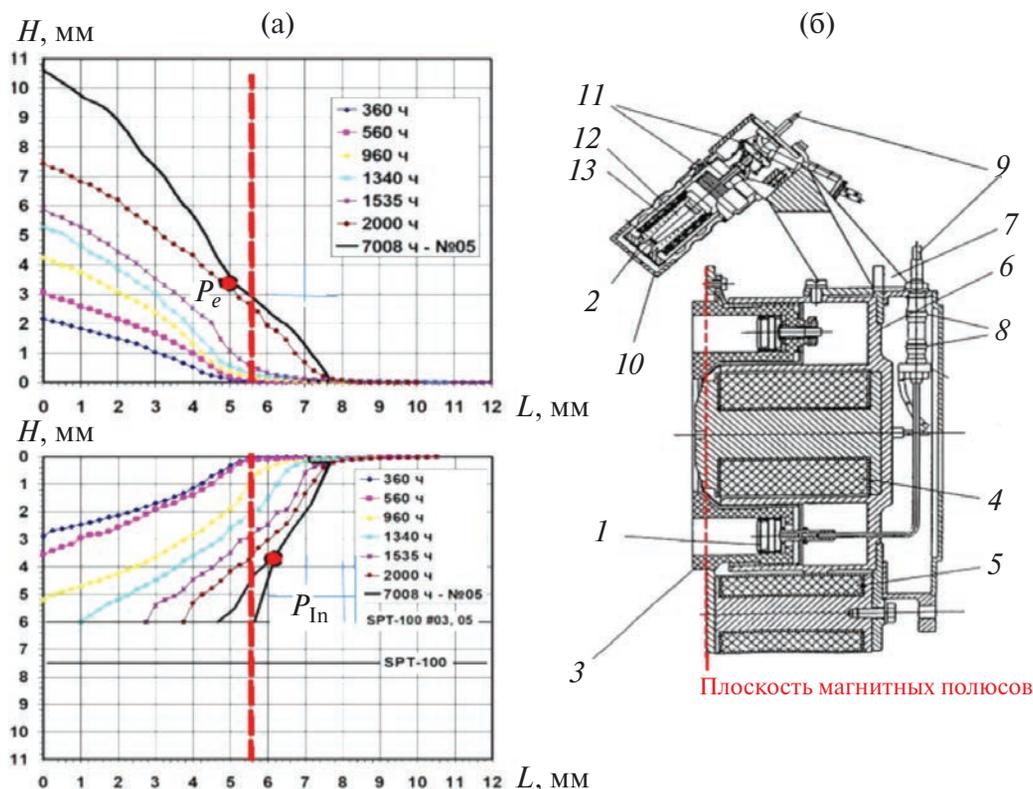


Рис. 16. Картина износа выходных частей стенки разрядной камеры СПД-100 для разных образцов двигателя (а) и конструктивная схема СПД-100 (б): 1 – анод; 2 – катод; 3 – разрядная камера; 4–6 – элементы магнитной системы; 7–13 – элементы конструкции двигателя, H – отклонение профилей выходных частей стенок разрядной камеры из-за износа стенок разрядной камеры после наработки двигателя на ресурс, показанных в легенде, L – расстояние от выходных торцов стенок разрядной камеры в направлении к аноду, P_{IN} – точка на границе профиля внутренней стенки с резким замедлением ее износа после наработки 2000 ч, P_E – точка на границе профиля наружной стенки с резким замедлением ее износа после наработки 2000 ч. Штриховые линии на рисунке показывают плоскость полюсов [50].

- смещение анодной границы ЗУ в выходном направлении подтверждается не только резким снижением скорости износа частей стенок до точек P_E и P_{IN} , а также тем, что дальнейший износ выходных частей стенок после точек P_E и P_{IN} происходил аналогично, наблюдаемому в начале испытаний на начальных участках зон эрозии со стороны анода, но со значительно меньшими скоростями.

Новизна отмеченных эффектов состояла в том, что изнашивавшиеся до этого части стенок стали изнашиваться существенно меньше. Получить такие части стенок разрядной камеры в СПД можно было и раньше обрезанием выходных торцов стенок разрядной камеры, но при этом оголялись полюса магнитной системы, которые начинали изнашиваться из-за бомбардировки ускоренными ионами. В рассматриваемом случае наиболее удаленные от анода точки слабо изнашивающихся частей стенок оказались распо-

женными в близкой окрестности выходной плоскости полюсов или за этой плоскостью. Поэтому остающиеся части стенок защищали полюса в течение, как минимум 5000 ч работы двигателя.

Кроме того, наиболее удаленные от анода части слабо изнашивающихся участков внутренней стенки разрядной камеры оставались и после 7000-часовой наработки за пределами плоскости полюсов, защищая внутренний полюс, а интенсивная эрозия наружного полюса радиальными потоками ионов начиналась примерно после 5000–6000 часовой наработки в зависимости от толщины выходной части наружной стенки в разных образцах СПД-100, когда торец наружной стенки в результате износа его выходной части приближался к плоскости полюсов [50].

В целом, отмеченные результаты свидетельствуют о значительном влиянии геометрии выходной части УК на положение ЗУ в разряде СПД. В прикладном плане из них следовал очень

простой вывод: для дальнейшего повышения ресурса СПД следует выдвинуть слабо изнашивающиеся участки обеих стенок на большее, чем в СПД-100, расстояние от плоскости полюсов, достаточное для длительной защиты полюсов после того, как выходные части стенок за пределами слабо изнашивающихся участков будут удалены из-за износа.

Важно также, что этот эффект уже был заложен в конструкции двигателя СПД-100, благодаря смещению ЗУ из его конструкции за счет создания “фокусирующего магнитного поля в выходной части УК” и вынесения максимума распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК в выходном направлении. Поэтому, естественно, возникла идея усилить давший обсуждаемый эффект меры, чтобы еще больше выдвинуть ЗУ из конструкции СПД и обеспечить размещение торцов слабо изнашивающихся частей стенок РК, где размещается анодная граница ЗУ, на расстоянии от плоскости полюсов магнитной системы, достаточном для обеспечения более длительной, чем в СПД-100, защиты полюсов. Фактически это означает полное вынесение ЗУ из конструкции двигателя. Реализация этой идеи составила одно из направлений дальнейших работ НИИПМЭ МАИ и Государственного научного центра Российской Федерации “Исследовательский центр имени М.В. Келдыша” по повышению ресурса СПД, которые проводились по мере возникающих потребностей и возможностей. Далее оно будет называться направлением 1 дальнейшего развития СПД на современном этапе.

4.2. Результаты исследования возможности повышения ресурса ДАС

В разделе 2 было показано, что на втором этапе развития значительный прогресс был достигнут и в разработках ДАС. Из научно-технических решений, которые позволили достичь названный прогресс в рамках данной статьи можно отметить переход на конструктивную схему с полым анодом, которые позволил распределить замыкание разрядного тока на большую площадь анода [51, 52]. Так, секционирование такого анода в одноступенчатом ДАС показало, что разрядный ток замыкается не только на торцовых частях анода, но и на его частях, расположенных внутри УК, т. е. увеличивается общая площадь поверхности анода, на которую замыкается электронный ток. Это, естественно, снижает величину прианодного

скачка потенциала и смягчает тепловой режим анода. Было показано также, что, как и в случае СПД, профилирование распределения магнитной индукции с созданием участков с нарастающей в выходном направлении индукцией внутри УК до выходных торцов анода способствует повышению тяговой эффективности ДАС и стабильности разряда в нем, а смещение разряда из УК в выходном направлении путем соответствующего смещения анода и максимума распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК позволяет, как и в случае СПД, повысить ресурс ДАС [53]. Так, с учетом результатов, полученных при разработке двигателя СПД-100, аналогичное решение по значительному сдвигу ЗУ в выходном направлении смещением области максимальных значений индукции и анода в этом направлении с использованием МСМЭ было апробировано и специалистами ЦНИИМаш при лидирующей роли А.В. Семенкина в одноступенчатом ДАС типа Д-55 (рис. 17 [53]). Для этого анод и магнитный экран были соединены как механически, так и электрически. Это позволило получать магнитные поля с возрастающей в выходном направлении магнитной индукцией в прианодной области при перемещении анода—магнитного экрана, предназначенного для смещения распределения магнитной индукции в выходном направлении при фиксированном положении РК и полюсов (рис. 17). Важно отметить, что в рассматриваемой модели впервые магнитный экран был использован как элемент разрядной камеры и анода.

В рассматриваемой модели можно было смещать область максимальных значений индукции в выходном направлении вплоть до полного вынесения ЗУ из УК при размещении выходного торца анода в плоскости полюсов и существенно снизить взаимодействие ускоренного потока ионов со стенками РК и защитными кольцами 9 (рис. 17) и скорости их износа. При этом для определения скорости износа колец, защищающих полюса, использовались кольца из молибдена. В двигательном варианте они изготавливаются из более стойких к ионному распылению материалов на основе графита.

Проведенные испытания описанной модели показали, что при названном перемещении анода—магнитного экрана тяговая эффективность снижается не более, чем на 5%, а расходимость струи практически не изменяется. При этом

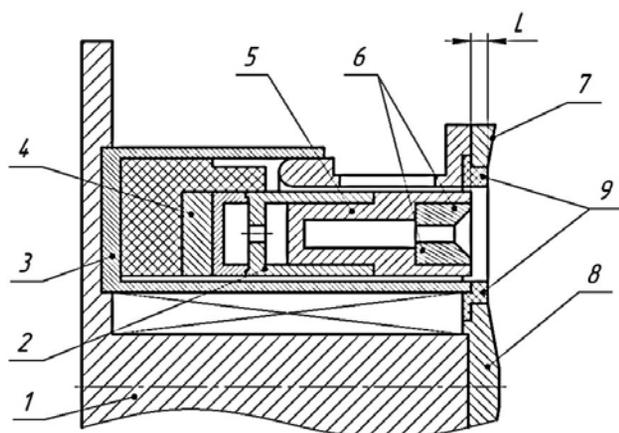


Рис. 17. Экспериментальная модель Д-55 с изменяемым положением анода и магнитного экрана: 1 – сердечник центральной катушки магнитной системы, 2 – анод-газораспределитель, 3 – корпус разрядной камеры, 4 – сменное кольцо для регулирования положения анода относительно разрядной камеры и магнитной системы, 5 – магнитный экран, 6 – теплоустойчивые вставки из немагнитного материала, 7, 8 – полюса магнитной системы, 9 – кольца для защиты полюсов из стойкого к распылению ионами немагнитного материала.

интегральная скорость износа защитных колец уменьшалась практически линейно с перемещением анода (рис. 18 [53]), что можно объяснить пропорциональным смещению ЗУ уменьшением площади контакта ЗУ со стенками разрядной камеры. При положении торцов анода в выходной плоскости полюсов, т. е. при полном вынесении ЗУ из УК, снижение скорости износа защитных колец составило более 10 раз. Таким образом, была подтверждена возможность обеспечения больших ресурсов ДАС и возможность эффективной ионизации потока частиц РВ и ускорения ионов в ДАС с полностью вынесенной ЗУ из УК.

С физической точки зрения важно то, что в варианте этой модели ДАС с полностью вынесенной из конструкции двигателя ЗУ “держится” в основном на магнитном поле, что подтвердило возможность создания полностью “безстеночного” в ЗУ двигателя Жаринова. Кроме того, полученный результат подтвердил перспективность названного выше направления дальнейшего развития СПД путем полного вынесения ЗУ из конструкции двигателя и возможность эффективной ионизации потока частиц РВ и ускорения ионов в такой ЗУ.

Все сказанное выше подтверждает также сделанное ранее заключение, что свойства разряда со скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -полями, использованные

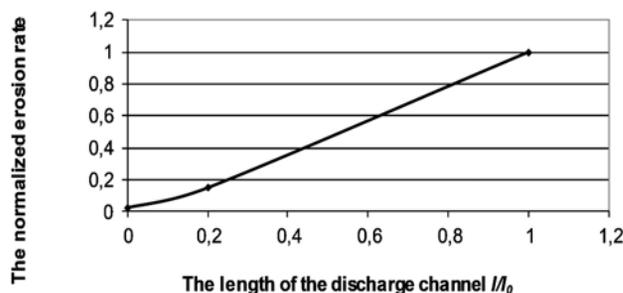


Рис. 18. Скорость эрозии стенок разрядной камеры модели Д-55 при ее работе на ксеноне с разрядным напряжением 300 В при разных расстояниях l/l_0 торцов анода от плоскости полюсов [53].

для разработки и обоснования применимости обсуждаемого способа управления процессами в названных двигателях, являются общими для одноступенчатых СПД и ДАС. Это, естественно, определяется близостью их принципиальных схем.

4.3. Результаты разработки холловских двигателей с “магнитным экранированием” стенок разрядной камеры

Возникновение “слабо изнашивающихся” участков выходных частей РК в ХД было обнаружено и в США специалистами Jet Propulsion Laboratory (JPL) при анализе результатов ресурсных испытаний ХД типа ВРТ 4000 [54]. И они решили, что можно попытаться создать “безизносный” двигатель, оставив в конструкции выходной части разрядной камеры лишь слабо изнашивающиеся ее части (рис. 19, где эти части условно показаны закрашенными) и защитив их “магнитным экранированием”.

Идея “магнитного экранирования” (magnetic shielding) была основана на рассмотренной ранее гипотезе Морозова управления движением ускоряемого ионного потока созданием в плазме “фокусирующей” конфигурации эквипотенциалов электрического поля за счет формирования соответствующей конфигурации силовых линий магнитного поля, выравнивающих потенциал вдоль силовых линий магнитного поля. С ее использованием специалисты США предполагали получить у стенок РК эквипотенциалы, отталкивающие от них ускоренные ионы путем выполнения УК с расширенной выходной частью и создания силовых линий магнитного поля, в первом приближении эквидистантных внутренним поверхностям выходной части стенок (рис. 20 [54,

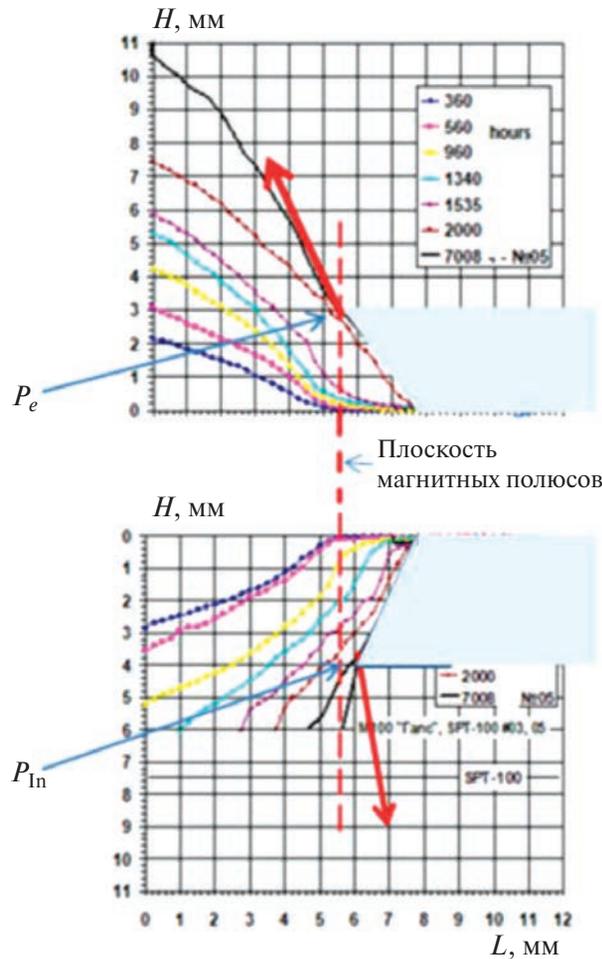


Рис. 19. Картина износа стенок двигателя СПД-100 в процессе его ресурсных испытаний со схемой слабо изнашивающихся выходных частей стенок и точками излома профилей стенок после наработки 2000 ч.

55]). Далее двигатели с “магнитным экранированием” сокращенно будут называться ХДМЭ.

Однако, как уже отмечалось ранее, еще первые исследования, выполненные в ИАЭ [2] и в МАИ [45] (раздел 2, рис. 12д), показали, что эта идея в ее исходном понимании в разряде СПД не работает. Поэтому далее физические особенности ХДМЭ будут рассмотрены подробнее и будет показано, что в конечном счете, как было отмечено в [38], в ХДМЭ фактически реализуется полное вынесение ЗУ из конструкции двигателя, как это описано в данной статье. Тем не менее, выполненный специалистами JPL комплекс поисковых исследований подтвердил возможность защиты выходных частей стенок РК с торцами, расположенными в близкой окрестности плоскости полюсов с использованием рассмотренного подхода. Но в такой ситуации на выходе из УК у краев истекающего из него потока ионов возникают “радиальные” потоки ионов с достаточной для

распыления полюсов энергией [57]. Поэтому в ХДМЭ приходится защищать полюса накладками из стойкого к распылению материала в качестве которого используется графит [58], аналогично тому, как это делалось и делается в ДАС. В результате в США в рамках программы NASA развития новых технологий разработан ХДМЭ типа HERMES с номинальной мощностью 12.5 кВт и проектным ресурсом до 50 000 ч [55] и многорежимный ХДМЭ малой мощности типа MaSMi (magnetically Shielded Miniature Hall Thruster), способный работать в диапазоне мощностей 0.2–1.0 кВт [58]. На базе MaSMi в США создан ХДМЭ на криптоне, работающий в составе малых КА многоспутниковой орбитальной группировки Starlink. Таким образом, разработки ХДМЭ с “магнитным экранированием” стенок РК уже нашли практическую реализацию в США и разрабатываются в ряде других стран.

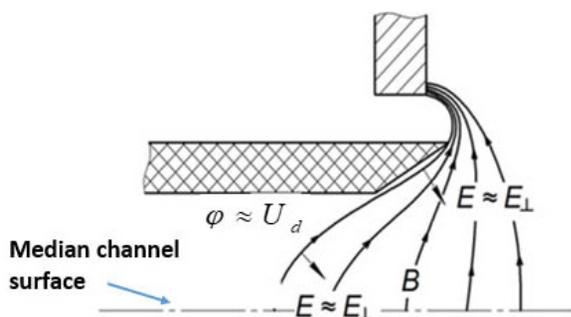


Рис. 20. Схема «магнитного экранирования» стенок разрядной камеры, где Φ — потенциал плазмы, U_d — разрядное напряжение, E — напряженность электрического поля, E_{\perp} — нормальная к силовой линии составляющая напряженности электрического поля, B — магнитная индукция [55].

Разработку таких двигателей можно считать вторым, успешно развивающимся направлением современного развития УЗДЭ, хотя, как будет показано позже, они основаны на использовании тех же закономерностей и свойств разряда в этих ускорителях, а также технических решений, которые описаны в данной статье.

4.4. Некоторые дополнительные результаты исследований влияния различных факторов на толщину и положение ЗУ на втором этапе развития ДЗДЭ

Для дальнейшего применения рассмотренных способов управления процессами в ДЗДЭ важно лучше понимать влияние различных факторов на положение и толщину ЗУ в разрядах СПД и ДАС. Ниже будут представлены результаты исследований, позволяющие дополнить физическую картину влияния разных факторов на положение ЗУ в разрядах рассматриваемых двигателей.

В НИИПМЭ МАИ было проведено исследование влияния характеристик магнитного поля и режима работы СПД на толщину и положение ЗУ в разряде двигателя путем измерения распределений локальных параметров плазмы еще в одной лабораторной модели СПД: двигателя СПД-100 (с наружным диаметром УК около 100 мм), которая далее будет называться ЛМ-2 [7]. В этой модели с использованием МСМЭ можно было создавать «фокусирующее» магнитное поле в выходной части УК (рис. 21) с геометрией силовых линий магнитного поля, значительно отличающейся от соответствующей геометрии в ЛМ-1 (рис. 12а).

Кроме того, простым сдвигом магнитного экрана можно было смещать вдоль срединной поверхности возможного УК в выходном направлении распределение магнитной индукции, а также изменять ширину распределения и положение области этого распределения с максимальными значениями индукции (рис. 22). Анализ изменений распределений индукции магнитного поля вдоль возможной срединной поверхности УК в приведенных на рис. 22 и полученных при варианте 1 с меньшим и в варианте 3 с большим смещением положения магнитного экрана в выходном направлении свидетельствует о том, что при сохранении одних и тех токов в катушках намагничивания происходит снижение максимальных значений индукции при смещении магнитного экрана в выходном направлении. Если же сравнивать полученные распределения при одинаковом максимальном значении индукции для выявления относительного изменения рассматриваемых распределений, то главным эффектом изменений можно считать смещение максимума распределения магнитной индукции. Для оценки влияния отмеченных изменений характеристик магнитного поля и режима работы на положение ЗУ были проведены измерения распределений локальных параметров плазмы пристеночными зондами вдоль наружной стенки УК для вариантов 1 и 3 распределений магнитной индукции в ЛМ-2 при ее работе на ксеноне и оптимальных режимах с расходом ксенона через УК $\dot{m} = 2.5$ мг/с и с разрядным напряжением $U_d = 700$ В [7]. Таким образом, как характеристики магнитного поля, так и режим работы модели ЛМ-2 существенно отличались от реализованных в модели ЛМ-1 при проведении измерений локальных параметров в них. Это дало возможность оценки влияния изменения названных условий на положение и толщину ЗУ.

Полученные результаты измерений локальных параметров плазмы при вариантах 1 и 3 (рис. 22) распределений магнитной индукции представлены на рис. 23 и свидетельствуют о том, что смещение максимума распределения магнитной индукции в выходном направлении при переходе от варианта 1 к варианту 3 приводит к отчетливо выраженному сужению и смещению ЗУ в том же направлении. Таким образом, была подтверждена возможность управления положением и толщиной ЗУ в разряде СПД даже при значительно отличающихся характеристиках магнитного поля

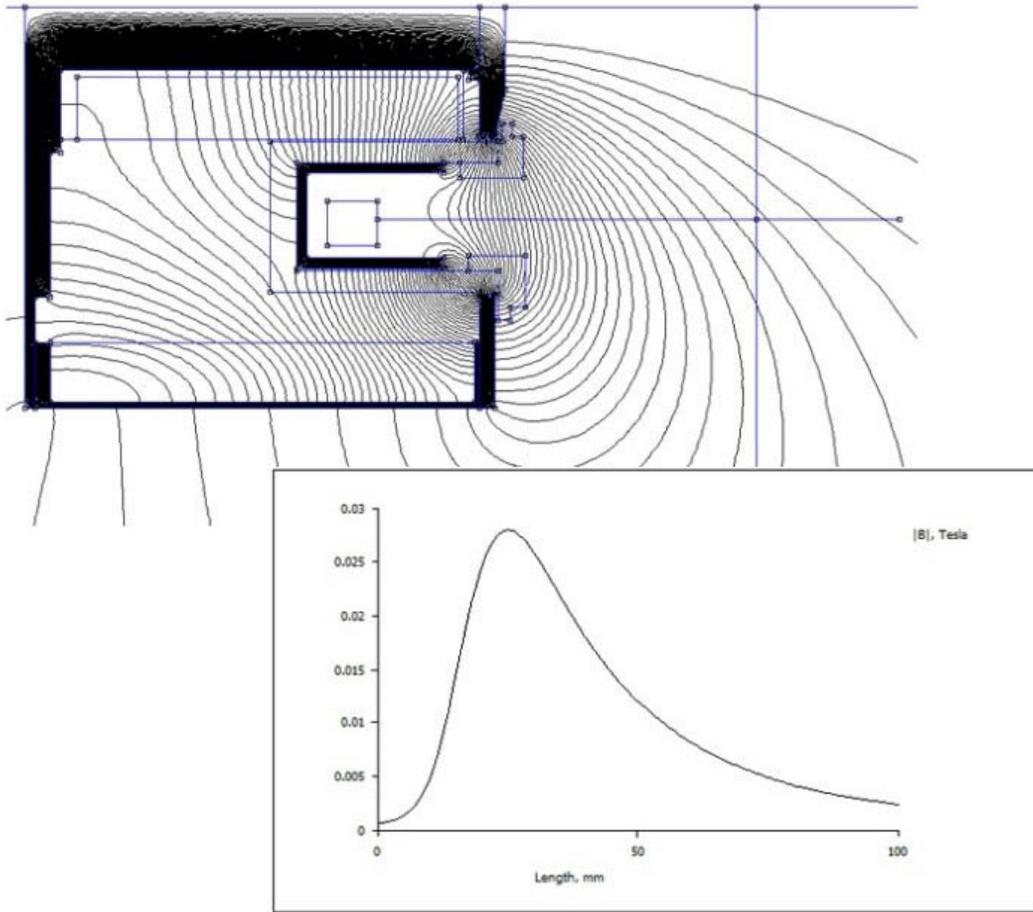


Рис. 21. Картина силовых линий магнитного поля и распределение магнитной индукции вдоль срединной поверхности ускорительного канала в ЛМ-2) [7].

посредством изменения распределения магнитной индукции и в других режимах его работы.

К сказанному следует добавить, что в работе [38] были представлены результаты определения распределений избыточных объемных зарядов вдоль ускорительного канала с использованием измеренного распределения потенциала в УК модели ЛМ-2 с вариантом 3 (рис. 22) распределения магнитной индукции и уравнения (4). В результате, как уже отмечалось, было показано (рис. 24), что в зоне ускорения СПД ионы фактически ускоряются в двойном электрическом слое избыточным объемным зарядом электронов, удерживаемых силой Лоренца в окрестностях магнитных поверхностей с одинаковыми в азимутальном направлении конфигурациями содержащихся в них силовых линий.

Приведенные данные свидетельствуют также, что электрическое поле в модели ЛМ-2, как и в модели ЛМ-1 (рис. 13), оказалось сконцентрировано в области разряда с максимальными

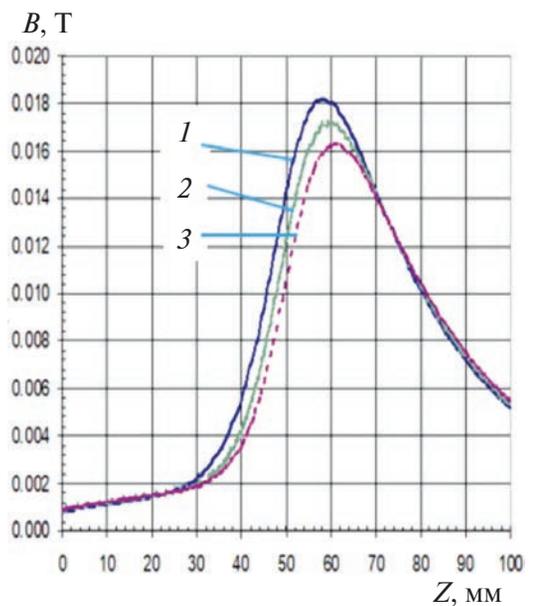


Рис. 22. Распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК при разных вариантах 1, 2 и 3 зазоров между торцами магнитных экранов и полюсами.

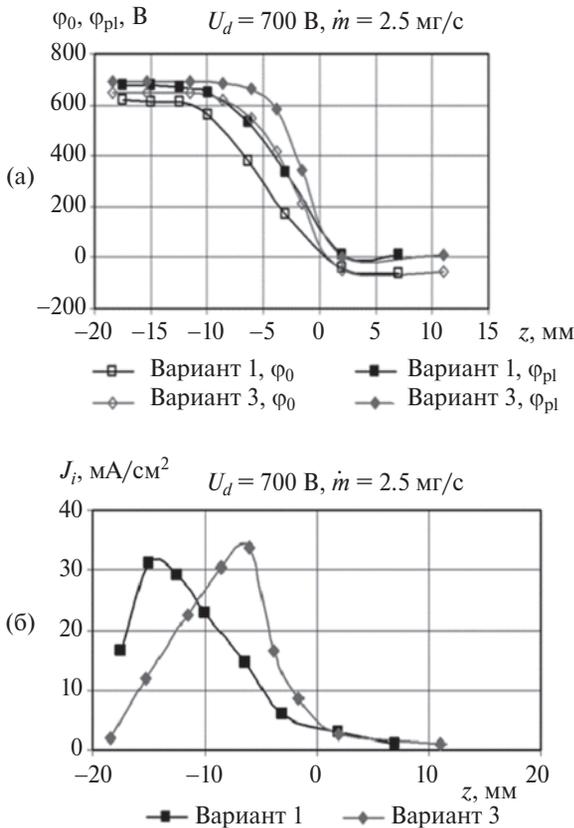


Рис. 23. Распределения параметров плазмы в ЛМ-2 СПД при разных распределениях магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК этой модели [7]: потенциалы «плавления» Φ_0 зонда и плазмы Φ_{pl} (а); плотность J_i ионного тока на зонд (б).

значениями радиальной составляющей магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК, несмотря на отмеченные значительные отличия физических условий в ЛМ-1 и ЛМ-2. Поэтому концентрацию электрического поля в области разряда с максимальными значениями магнитной индукции можно считать важным общим свойством разряда в СПД (ХД), которое можно использовать для управления положением ЗУ в названном разряде изменением распределения магнитной индукции в нем, что и было уже реализовано двигателе СПД-100.

Кроме того, представляет интерес то, что толщина ЗУ (расстояние между штриховыми линиями на рис. 24) в ЛМ-2 оказалась примерно в 3 раза меньше полученной в ЛМ-1 (рис. 13), хотя увеличение разрядного напряжения более, чем в 3 раза, могло привести к увеличению толщины слоя примерно в 1.7 раза из-за увеличения скорости электронов, соответствующей падению по-

тенциала в слое, и увеличения значения ларморовского радиуса в формуле (14). Кроме того, в ЛМ-2 при разрядном напряжении 700 В примерно в 1.2 раза возросло оптимальное значение магнитной индукции, что уменьшает примерно во столько же раз обсуждаемый ларморовский радиус электронов. Поэтому результирующее увеличение толщины ЗУ из-за рассмотренного увеличения Ларморовского радиуса при одинаковых магнитных индукциях могло бы составить до ~ 1.4 раза. Фактически же произошло уменьшение толщины слоя примерно в 3 раза вместо его возможного увеличения лишь с учетом влияния увеличения разрядного напряжения и магнитной индукции. Такая большая разница в оценках ожидаемой толщины ЗУ свидетельствует, во-первых, что при переходе от ЛМ-1 к ЛМ-2 произошло кардинальное изменение процессов в УК, определяющих толщину ЗУ. Во-вторых, можно заключить, что это изменение слабо связано с изменением разрядного напряжения. Как будет показано позже, такое изменение толщины слоя, не могло быть связано и с уменьшением расхода РВ в ЛМ-2, поскольку соответствующее изменение могло бы быть пропорционально изменению корня из плотности расхода и составить меньше 10%. Поэтому главной причиной полученных отличий было признано сужение области максимальных значений магнитной индукции в УК при переходе от ЛМ-1 к ЛМ-2, т. е. уменьшение толщины магнитного слоя в ЛМ-2, в пределах которого сосредоточено электрическое поле и плазма (в том числе, электроны) взаимодействует со стенками. При этом рассмотренные изменения, вероятнее всего, привели к существенному уменьшению эффективной частоты столкновений электронов со стенками, к их смещению поперек магнитного поля, и к существенному сужению ЗУ в соответствии с формулой (14).

Можно также увязать это сужение с созданием фокусирующего магнитного поля в выходной части УК в ЛМ-2 и соответствующим смещением анодной границы и частей ЗУ у обеих стенок вследствие обсуждавшегося ранее эффекта смещения части анодной границы ЗУ у наружной стенки в разряде ЛМ-1, а именно: можно считать, что в результате него произошло сужение ЗУ и смещение положения у обеих стенок анодной границы и всей ЗУ в выходном направлении, приведшее к существенному уменьшению потоков

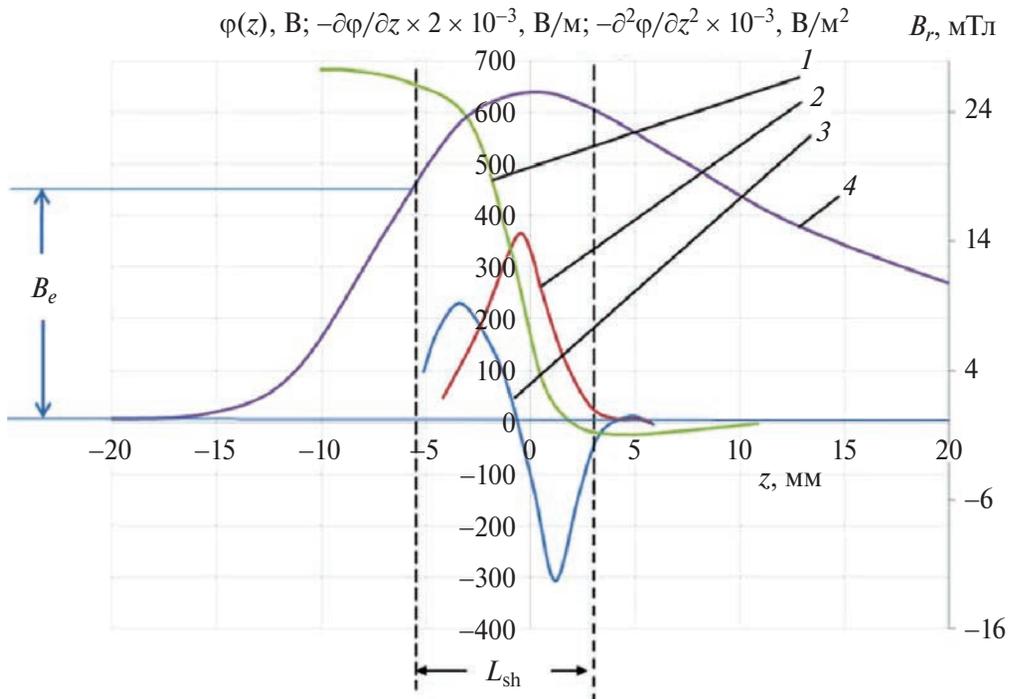


Рис. 24. Распределения локальных параметров плазмы вдоль срединной поверхности УК в ЛМ-2 с наружным диаметром ускорительного канала около 100 мм, работавшей на ксеноне при разрядном напряжении 700 В и массовом расходе 2.5 мг/с [38]: (1 — потенциал плазмы $\varphi(z)$, 2 — напряженность электрического поля $E(z) = -\partial\varphi / \partial z$, 3 — плотность избыточного объемного заряда $\rho(z) / \epsilon_0 \approx -\partial^2\varphi / \partial z^2$, 4 — радиальная компонента $B_r(z)$ магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК, B_e — значение магнитной индукции на условной границе слоя со стороны анода).

ионов на стенки и интенсивности взаимодействия плазмы и электронов с ними, как это было у наружной стенки в ЛМ-1.

Таким образом, проведенным исследованием была подтверждена возможность управления толщиной и положением ЗУ в разряде СПД созданием фокусирующего магнитного поля в выходной части УК и изменением положения максимума распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК независимо от типа магнитной системы и режима работы СПД. При этом, как уже отмечалось ранее, механизм действия “фокусирующей” геометрии силовых линий в рассмотренных условиях отличается от исходных представлений Морозова, а именно: в рассматриваемом случае достигается новый эффект смещения анодной границы и всей ЗУ не за счет малого отклонения эквипотенциалов электрического поля от силовых линий, а, наоборот, за счет их заметного и различного по величине их отклонения в разных частях силовой линии, максимального в центральной части УК, где концентрация плазмы максимальна.

Для реализации дальнейшего управления процессами в СПД изменением внешних факторов желательно также понимать физические условия или иметь физические критерии, определяющие положение границ ЗУ в разряде СПД или, как минимум, их зависимости от внешних факторов. Вопрос о процессах, определяющих положение названных границ, связан с вопросом о том, как электроны движутся в разряде, и, в частности, как электроны с катода попадают к аноду. Первые данные для получения предварительного ответа на этот вопрос, как уже отмечалось ранее, были получены специалистами ИАЭ уже в первый период развития СПД [41–44]. В частности, они свидетельствовали о том, что в прианодной области и в области спадающего магнитного поля на выходе канала соответственно, коэффициенты диффузии и подвижность электронов поперек магнитного поля могут существенно повышаться из-за возмущений параметров плазмы, вызванных, в том числе, вращающимися в азимутальном направлении неустойчивостями, а в области разряда с большой индукцией названные неустойчивости подавлены и колебания пара-

метров плазмы имеют преимущественно продольный характер. Поэтому можно было заключить, что поперечная подвижность электронов в названной области снижается, и создаются условия для формирования слоя с достаточно большими напряженностями электрического поля [38, 45]. Как уже отмечалось ранее, было показано также, в том числе, Морозовым на основе теоретического анализа устойчивости укоряемого в скрещенных полях потока ионов [59] и экспериментально сотрудниками ИАЭ [42], что при спадающей в разрядном промежутке в выходном направлении магнитной индукции резко снижается устойчивость разряда и повышаются уровень колебаний в разрядной цепи и перенос электронов поперек магнитного поля.

Поэтому в разрабатывавшихся в СССР моделях СПД в основном использовались распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК, содержащие, как минимум, в прианодной части УК участки с возрастающей в выходном направлении магнитной индукцией.

К сказанному следует добавить, что приведенные качественные объяснения до сих пор остаются приемлемыми, так как новые модели возникновения неустойчивостей в плазме разрядов в УЗДЭ и результаты их теоретических и экспериментальных исследований, а также моделирования их влияния на поперечный к магнитному полю перенос электронов раскрывают все больше возможных механизмов повышения коэффициентов диффузии и подвижности электронов поперек магнитного поля в рассматриваемом разряде. При этом, как уже отмечалось, число теоретических исследований и работ по моделированию уже значительно обогнало число соответствующих экспериментальных исследований, что подтверждается обзорами [60–63]. Больше того, возник разрыв между ними: многие положения и выводы, следующие из результатов теоретического анализа и моделирования процессов в разряде, не подкрепляются соответствующими измерениями, подтверждающими именно эти положения и выводы. Это определяется опять-таки сложностью процессов в рассматриваемых разрядах, ограниченностью возможностей вычислительных средств и средств диагностики, особенно, нестационарных возмущений параметров в плазме разрядов в УЗДЭ с достаточно высоким пространственным и временным разрешениями. Поэтому, несмотря на сотни выполненных к настоящему времени исследований,

они не доведены до верифицированных моделей и методик, которые позволяли бы рассчитывать распределения электрического поля в разрядах новых двигателей и, в частности, определять физические условия формирования границ ЗУ в разрядах новых ДЗДЭ. В то же время существуют экспериментальные данные, которые были представлены на рис. 12 и 24, а также результаты измерений потенциала на выходе из одноступенчатого ДАС (рис. 25 [53]), по которым можно судить о положении выходной границы ЗУ.

Следует отметить, что измерения потенциала плазмы пристеночными зондами типа представленных на рис. 24 для СПД, а также полученные в периферийных частях ускоренного потока ионов для ДАС (рис. 25) обычно несколько смещены к аноду от получающихся в центральной части этого потока. Следовательно, можно считать, что в рассмотренных двигателях выходная граница ЗУ локализуется в центральных частях названного потока в области разряда с максимальными значениями индукции, где начинается ее падение в выходном направлении. Поэтому при решении прикладных задач можно считать, что выходная граница ЗУ в разрядах УЗДЭ локализована

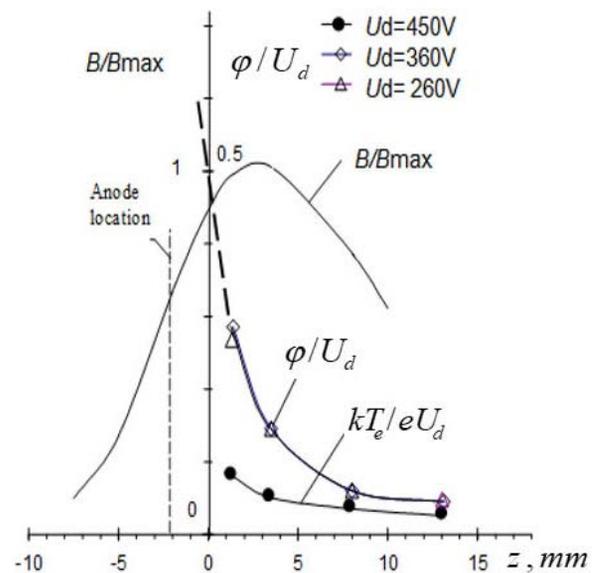


Рис. 25. Относительные распределения магнитной индукции B/B_{\max} вдоль срединной поверхности УК и относительные распределения потенциала плазмы ϕ/U_d и температуры электронов kT_e/eU_d вдоль наружной части ускоренного потока ионов на постоянном расстоянии от оси двигателя Д-55 при различных разрядных напряжениях U_d (координата «0» по оси z соответствует выходной плоскости УК) [53].

в начале названной области спада максимальных значений индукции, что представляет собой еще одно общее свойство рассматриваемых разрядов. С учетом отмеченного, в работе [38] и в данной статье на основе упомянутых экспериментальных данных в качестве условной выходной границы принималась перпендикулярная оси двигателя плоскость, пересекающая срединную поверхность УК в сечении, в котором значение магнитной индукции в спадающей части ее распределения вдоль срединной поверхности УК составляет ~ 0.95 от ее максимального значения на этой поверхности, где явно начинает проявляться падение магнитной индукции. Как будет показано далее, при определенных предположениях это допущение позволяет объяснить экспериментальную зависимость положения анодной границы ЗУ от различных факторов [38].

В действительности выходная граница ЗУ может представлять собой некий переходный слой, в котором затухают, например, те же дрейфовые неустойчивости, которые отчетливо регистрируются в выходной части разряда. В то же время некоторые результаты моделирования процессов в разряде СПД показывают, что эта граница может быть и достаточно четко выраженной, и достаточно узкой [63]). Однако этот результат получен без учета изменения магнитного поля в ЗУ по радиусу, а также без учета расходимости ионного потока и различия в функциях распределений ионов и электронов по скоростям в разных частях этого потока. Как было показано выше, изменения магнитного поля по радиусу играют существенную роль, как минимум, в формировании анодной границы ЗУ. Поэтому целесообразны дальнейшие, по возможности, согласованные теоретические и экспериментальные исследования закономерностей формирования распределений электрического поля и параметров плазмы в УК и, в частности, физических условий формирования границ ЗУ в разряде УЗДЭ.

Интересные экспериментальные данные по исследованию зависимости “анодной” границы ЗУ при работе семейства СПД второго поколения были получены в работе [49]: оказалось, что магнитные силовые линии, проходящие через границы зон эрозии со стороны анода на наружной и внутренней стенках в разных СПД второго поколения с небольшими расширениями выходной части УК практически сливаются, т. е. можно считать, что

в каждом из двигателей в каждом режиме работы есть одна “граничная” силовая линия, проходящая через названные границы зон эрозии на обеих стенках. Это определяется малой температурой электронов в прианодной области разряда и тем, что силовые линии, проходящие через прианодную область “выравнивают” значения потенциала вдоль них с точностью до значений, соответствующих формуле (1). Поэтому значения потенциала в пристеночных слоях плазмы у точек пересечения “граничной” силовой линией, проходящей через прианодную область и через границу зоны износа на одной стенке, будут близки к потенциалу плазмы в месте пересечения этой же линией второй стенки. С учетом того, что износ стенок на обеих стенках должен начинаться при близких значениях разности потенциалов между стенкой и пристеночной плазмой, близкие значения потенциалов и близость границ зон износа к местам пересечения стенок одной общей “граничной” силовой линией. Это подтверждается уже рассмотренными ранее особенностями формирования распределения потенциала плазмы по результатам его измерений и расчетов в ЛМ-1, обсуждавшимися ранее (рис. 12д). С учетом отмеченного результата можно сделать вывод, что существует “граничная” силовая линия, проходящая через прианодную зону, которая определяет форму и положение анодной границы ЗУ. Это можно считать еще одним важным свойством разряда в СПД (и с большой вероятностью в ДАС), поскольку, изменяя конфигурацию “граничной” силовой линии, можно изменить анодную границу ЗУ и ее положение в разрядах ДЗДЭ.

По данным работы [49] зависимости от расхода РВ (ксенона) значений магнитной индукции B_e в точке пересечения “граничной” силовой линии со срединной поверхностью УК в разных СПД второго поколения с малым износом цилиндрических стенок, в том числе, работающих на разных оптимальных режимах работы на ксеноне, с небольшими отклонениями укладываются в одну общую зависимость для всех двигателей и разных режимов их работы (рис. 26, [49]). Таким образом, было получено, что расход РВ (ксенона) является одним из основных факторов, определяющих положение анодной границы ЗУ в рассмотренных двигателях. С учетом отмеченного в работе [64] было принято, что анодная граница ЗУ проходит через точки пересечения “граничной” силовой

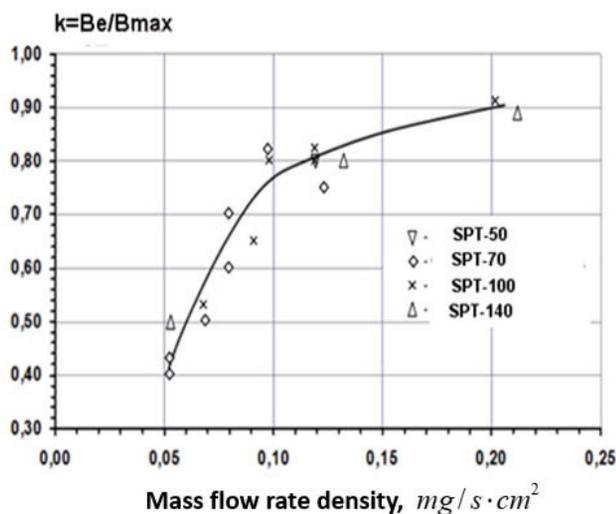


Рис. 26. Зависимость отношения значения B_e магнитной индукции в месте пресечения «граничной» магнитной силовой линией срединной поверхности УК к максимальному значению магнитной индукции B_{max} на этой поверхности от плотности расхода ксенона через УК разных СПД второго поколения, работающих на разных режимах [63].

линии со срединной поверхностью УК, координаты которой можно было определить, зная соответствующее значение B_e и распределение магнитной индукции в УК. Далее, считая, что выходная граница ЗУ во всех случаях совпадает с введенной ранее условной выходной границей слоя, была построена зависимость нормированной толщины $\bar{L} = L / b_{ch}$ ЗУ от плотности массового расхода \dot{m}_a РВ в УК с площадью S_{ch} его поперечного сечения. При этом нормирование было осуществлено делением полученной толщины на ширину b_{ch} УК, поскольку для семейства СПД второго поколения геометрии магнитных линз в УК, контролирующих размеры положение ЗУ в разряде, были в первом приближении подобными, а их характерные размеры – пропорциональны ширине канала.

Полученные зависимости представлены на рис. 27 и свидетельствуют о том, что зависимость нормированной толщины слоя вдоль срединной поверхности от плотности расхода РВ удовлетворительно соответствует следующему закону:

$$\frac{L}{b_{ch}} \approx C \sqrt{\frac{\dot{m}_a}{S_{ch}}}. \quad (25)$$

Кроме того, эти зависимости незначительно отличаются для двигателя СПД-70 с частичным вынесением ЗУ из межполюсного зазора и для двигателей СПД-100 (и СПД-140) с полным

вынесением ЗУ за пределы плоскости полюсов в начале их длительной работы с цилиндрическими стенками канала (рис. 27).

Полученные результаты могут быть объяснены тем, что в соответствии с формулой (14) частота ионизационных столкновений $\nu_i = \langle \sigma_i V_e \rangle n_a$ явно влияет на толщину слоя, а концентрация атомов в слое пропорциональна плотности расхода РВ в УК. Из данных, представленных на рис. 27, видно также, что значительное изменение разрядного напряжения с 300 до 800 В не приводит к значительному отклонению соответствующих точек от генеральной зависимости. Таким образом, изменение расхода РВ, определяющего уровень концентрации нейтральных атомов в слое, задает один из ведущих трендов изменения толщины слоя и, соответственно, положения анодной границы слоя при фиксированной его выходной границе. Приемлемость приведенных объяснений подтверждается небольшим разбросом данных, представленных на рис. 26 и 27. Поэтому для оценок возможного изменения толщины слоя при изменении расхода РВ можно использовать зависимость (25).

Приведенные данные позволяют также объяснить и отмеченное в разд. 4.1 смещение анодной границы ЗУ при расширении выходной части УК в процессе ресурсных испытаний двигателя СПД-100 в сторону анода снижением концентрации нейтральных атомов в слое и соответствующим увеличением толщины слоя при фиксированном положении его выходной границы [64]. Отмеченное в разд. 4.1 обратное смещение анодной границы в выходном направлении при дальнейшем расширении УК из-за износа стенок также можно объяснить с использованием формулы (14). Действительно, в условиях свободномолекулярного течения при больших расширениях выходной части УК снижается влияние дальнейшего расширения на распределение концентрации нейтральных атомов в ЗУ из-за того, что оно будет формироваться в основном нерасширяющейся частью УК. Кроме того, при больших расширениях УК снижается интенсивность взаимодействия плазмы со стенками и уменьшается эффективная частота столкновений электронов, приводящих к их смещению поперек магнитного поля, что, в свою очередь, приводит к уменьшению толщины ЗУ, которое становится доминирующим при больших расширениях УК. Естественно, приведенные интерпретации выявленных особенно-

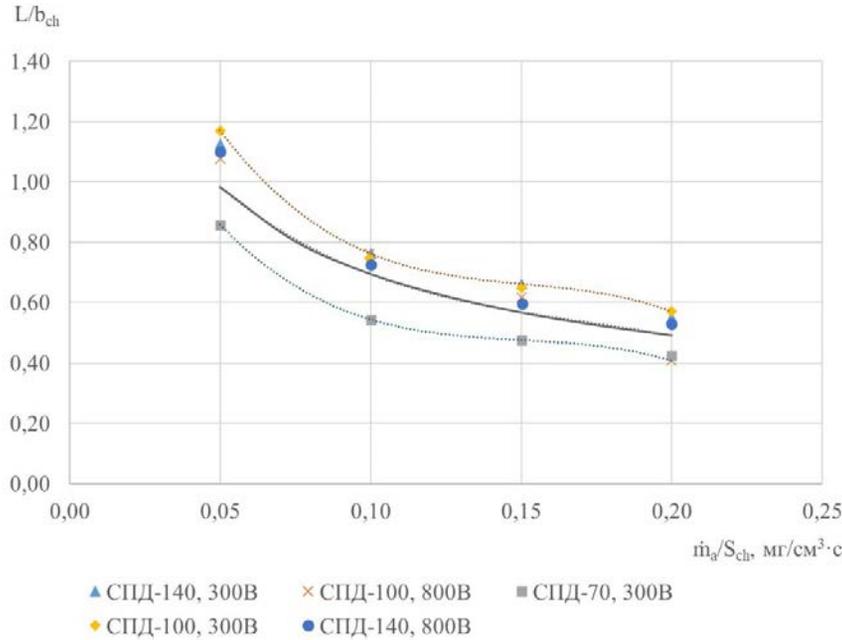


Рис. 27. Нормированная толщина ЗУ в зависимости от плотности расхода ксенона в УК различных СПД второго поколения на разных режимах их работы (пунктирные линии на данном рисунке показывают диапазон изменений экспериментальных данных, а сплошная линия соответствует зависимости (25) [64].

стей развития процессов износа стенок РК и их влияния на работу двигателя требуют дальнейшей верификации, но для темы данной статьи важны сами выявленные тенденции изменения положения границ ЗУ, которые подтверждаются имеющимися данными. Они отчетливо свидетельствуют о расположении выходной границы ЗУ в начале спадающей части распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК и смещении анодной границы ЗУ по мере расширения канала и уменьшения расхода РВ сначала к аноду, а затем – в выходном направлении при больших расширениях УК или увеличении расхода.

“Условность” приведенных зависимостей определяется также тем, что они построены при допущении локализации выходной границы ЗУ в введенной ранее “условной” выходной границе слоя. Но при незначительных изменениях положения выходной границы ЗУ характер названных зависимостей изменяется мало. Поэтому представляется возможным использовать эту зависимость при качественном анализе влияния расхода РВ на толщину и положение анодной границы ЗУ в разрядах ДЗДЭ. В частности, учет выражения (25) в соотношении (23) позволяет учесть влияние изменения толщины слоя при изменении расхода РВ на вероятность ионизации частиц РВ в слое и приводит его к виду

$$\frac{\dot{m}_a}{S_{ch}} (P_i \geq 0.95) \geq 9 \left(\frac{MV_a V_i}{\langle \sigma_i V_e \rangle C} \right)^2. \quad (26)$$

Данное выражение объясняет более быстрый рост расходов через УК лабораторной модели СПД-140 (рис. 28), по сравнению с зависимостью (23) или рис. 11, необходимых для получения более высоких значений удельного импульса тяги этой модели, пропорциональных коэффициенту использования РВ.

Понятно также, что при “полном” расширении УК, когда стенки не будут препятствовать свободному перемещению электронов и ионов параллельно стенке, рассмотренное расширение УК из-за износа стенок должно прекратиться, как минимум, из-за больших углов падения ускоренных ионов на поверхность и соответствующего уменьшения коэффициента распыления стенок ускоренными ионами.

В качестве “полного” расширения можно принять разворот относительно оси двигателя профилей стенок из-за их износа на 90° или выход их на направление, параллельное магнитному полю (рис. 19). Действительно, при выходе касательных к поверхности выходных частей профилей стенок на направление, параллельное магнитному полю, должно происходить “выравнивание” потенциала плазмы электронами вдоль

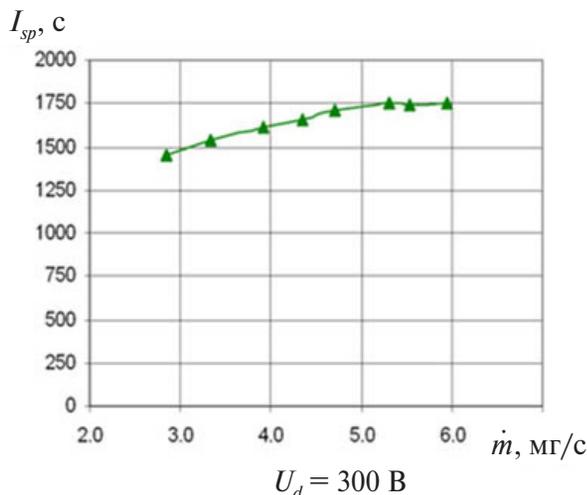


Рис. 28. Зависимость, удельного импульса лабораторной модели СПД-140 от расхода ксенона через УК при разрядном напряжении 300 В. Здесь удельный импульс тяги есть традиционный параметр двигателя, характеризующий эффективность ускорения частиц РВ в ракетных двигателях, рассчитываемый по направленной составляющей среднемаассовой скорости V истечения названных частиц из двигателя, определяемый по измерениям реактивной тяги как $I_{sp} = V / g$, где g – ускорение свободного падения тел на Земле) [7].

силовых линий, т. е. его повышение в области таких выходных частей стенок до уровня, близкого к потенциалу плазмы в месте первого со стороны анода выхода профилей на направление, параллельное магнитному полю. Далее должно происходить его снижение в соответствии с формулой (1). Это также должно приводить к уменьшению потока ионов, выпадающих на выходные части стенок с такими профилями и стабилизации этих профилей, которые также должны становиться “слабо изнашиваемыми”. Сказанное подтверждается существенным снижением скорости износа выходных частей внутренней стенки при приближении ее профиля к магнитной силовой линии после 2000-часовой наработки двигателя СПД-100 (рис. 19).

Суммируя рассмотренные в данном разделе результаты можно заключить, что на втором этапе развития были накоплены новые данные, на основе которых можно было уточнять конкретные направления дальнейшего развития ДЗДЭ. Поэтому, естественно, что в России продолжались поисковые работы по совершенствованию организации работы СПД и ДАС с целью повышения

их ресурса. Полученные при этом результаты рассмотрены в следующем разделе данной статьи.

5. НОВЫЕ ПРИКЛАДНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ОСНОВНЫМ НАПРАВЛЕНИЯМ СОВРЕМЕННОГО РАЗВИТИЯ ДЗДЭ

Ранее уже были сформулированы наиболее важные направления современного развития ДЗДЭ, которые можно свести к двум обобщенным вариантам.

Вариант 1 сводился к выдвиганию ЗУ из УК больше, чем в СПД-100, за счет выдвигания из конструкции двигателя в выходном направлении слоя с максимальными значениями индукции и создания фокусирующего магнитного поля в выходной части УК, обеспечивающих полное вынесение ЗУ и торцов слабо изнашивающихся выходных частей обеих стенок РК из УК за плоскость полюсов в выходном направлении на большее, чем в СПД-100, расстояние. Целью работ по этому направлению, разрабатываемому в России, было определение возможности повышения ресурса СПД за счет полного вынесения ЗУ и слабо изнашивающихся торцов выходных частей стенок РК за пределы реперной плоскости полюсов на расстояние, достаточное для исключения попадания ускоренных ионов на полюса, в том числе, из “радиальных” потоков ионов, и более длительной защиты полюсов, чем в двигателе СПД-100.

Вариант 2 “магнитного экранирования” выходных частей стенок РК, который разрабатывается в США, а вслед за ними и в ряде других стран. Суть его сводится к экспериментальной оптимизации конфигурации выходных частей УК, магнитного поля и режима работы, чтобы торцы выходных частей стенок РК изнашивались с малыми скоростями с самого начала работы двигателя и более длительное время, чем в двигателях второго поколения.

Таким образом, цели развития по названным направлениям близки, но они отличаются физическими подходами к выбору направления развития СПД (ХД), а также тем, что во втором варианте меньше внимания уделялось максимальному выдвиганию слабо изнашивающихся выходных торцов стенок РК для длительной защиты ими полюсов магнитной системы от ускоренных ионов из “радиальных” потоков в течение всего ресурса двигателя.

Для развития направления по варианту 1 необходимо было решить следующие задачи:

- найти решения, обеспечивающие большее вынесение области максимальных значений индукции от плоскости полюсов, чтобы разместить ЗУ во внешнем пространстве на большем расстоянии от плоскости полюсов, чем в СПД второго поколения, и разместить анодную границу ЗУ, а, следовательно, и торцы слабо изнашивающихся выходных частей стенок РК на расстоянии от плоскости полюсов, достаточном для более длительной, чем в СПД второго поколения, защиты полюсов;
- обеспечить толщину ЗУ и режимы работы двигателя, достаточные для эффективной переработки потока атомов РВ в ионы и их ускорения.

Как видно, решение названных задач должно быть комплексным, поскольку требует совместного рассмотрения влияния, как минимум, магнитного поля, конфигурации выходной части УК и режима работы СПД. Естественно было начать его с дальнейшего исследования возможностей МСМЭ в части управления конфигурацией силовых линий магнитного поля и продольного распределения магнитной индукции вдоль возможной срединной поверхности УК, давшего положительный эффект при разработке СПД второго поколения и ДАС с вынесенной зоной уско-

рения. Последующие исследования показали физическую обоснованность развития работ по этому направлению. В частности, было показано, что с использованием МСМЭ возможно создание магнитного поля с достаточно четко выраженной “фокусирующей” геометрией силовых линий магнитного поля в выходной части УК, близкой к симметричной относительно срединной поверхности УК, и максимумом распределения магнитной индукции, удаленным от плоскости полюсов на расстояние, до 1.5 раз превышающее расстояние от реперной плоскости полюсов в сопоставимых по масштабам СПД второго поколения (рис. 29). Таким образом, МСМЭ оказалась способной обеспечить решение первой из сформулированных задач, обеспечивая создание фокусирующего магнитного поля в выходной части УК с силовыми линиями, близкими к симметричным относительно срединной поверхности у выхода из УК, и вынесение максимума распределения магнитной индукции и, соответственно, выходной границы ЗУ на большее расстояние от полюсов, чем в двигателях второго поколения.

Следующей задачей являлось обеспечение расположения анодной границы ЗУ и торцов слабо изнашивающихся выходных частей стенок на расстояниях от плоскости полюсов, достаточных

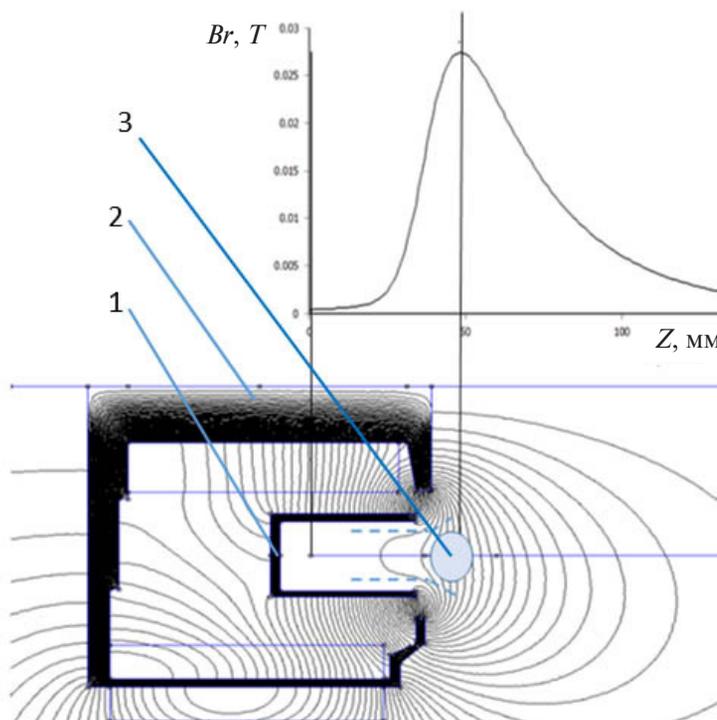


Рис. 29. Возможный вариант схемы МСМЭ и картина силовых линий магнитного поля и распределения радиальной компоненты магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК, возможные границы которого показаны штриховой линией: 1 – магнитный экран, 2 – магнитная система, 3 – возможное положение ЗУ.

для длительной их защиты от распыления “радиальными” потоками ионов. Для решения этой задачи в НИИПМЭ МАИ и в Государственном научном центре Российской Федерации “Исследовательский центр имени М.В. Келдыша” была проведена серия моделирований магнитного поля и разных возможных геометрий выходных частей стенок, ограничивающих выходные части УК, с проверкой эффективности введенных изменений эрозионными испытаниями. В частности, исследования, проведенные в НИИПМЭ МАИ, показали, что можно создать магнитное поле с силовой линией, проходящей через прианодную область и УК, и возможные профили выходной части стенок РК, при которых указанная силовая линия будет пересекать возможную границу стенок только во внешнем пространстве на большем расстоянии $l_1(l_2)$ (рис. 30) от плоскости полюсов, чем в двигателе СПД-100. Это означает, что такая силовая линия должна стать “граничной”, как было определено ранее, и анодная граница ЗУ должна начинаться в месте пересечения рассмотренной граничной линией на указанных расстояниях $l_1(l_2)$, превышающих соответствующие расстояния в двигателе СПД-100. Это означает также, что обрезание выходных торцов на указанных или незначительно меньших расстояниях от “реперной” плоскости полюсов должно обеспечить малые скорости износа оставшихся

частей торцов стенок РК и что такие “слабо изнашивающиеся” торцы могут более длительное время, чем в двигателе СПД-100, защищать полюса от их распыления “радиальными” потоками ионов при сопоставимых остальных условиях. Проведенные в НИИПМЭ МАИ эксперименты показали, что при выполнении названных условий возможная анодная граница зон эрозии и ЗУ пересекает проектные стенки близко к точкам их пересечения “граничной” силовой линией. При этом для полного вынесения ЗУ можно обрезать стенки РК между реперной плоскостью и продольными сечениями УК, в которых расположены точки пересечения профилей проектных стенок УК “граничной” силовой линией, хотя можно работать и без названного обрезания. Таким образом, в результате анализа и проведенных дополнительных исследований подтверждены сформулированные ранее физические условия полного вынесения ЗУ из конструкции СПД. Получено также подтверждение и предложенного механизма формирования анодной границы ЗУ подбором соответствующей “граничной” силовой линии, вдоль которой высокий потенциал “передается” из прианодной в выходную часть УК, обеспечивая разность его значения в месте пересечения стенки РК названной линией и потенциала стенки в этом месте, не превышающую порог распыления материала стенки.

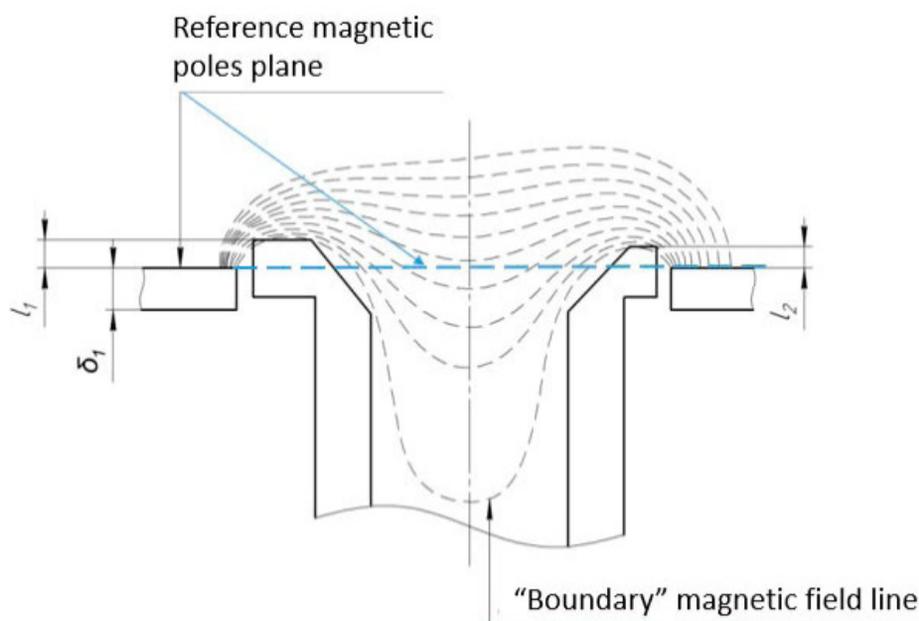


Рис. 30. Возможная схема смещения выходных торцов и их форма, а также картина магнитных силовых линий в выходной части рабочего канала.

С использованием результатов рассмотренных исследований в НИИПМЭ МАИ было разработано, изготовлено и испытано несколько лабораторных моделей разного масштаба с наружными диаметрами УК в межполюсном зазоре от 40 до 140 мм с разной степенью вынесения ЗУ из УК. Они подтвердили возможность получения слабоизнашивающихся выходных торцов стенок РК на большем относительном удалении от “реперной” плоскости полюсов, чем в двигателе СПД-100, при создании фокусирующего магнитного поля в выходной части УК (как это было определено ранее) с “граничной” силовой линией, проходящей через прианодную область УК, и близкой к симметричной относительно срединной поверхности УК геометрией, пересекающей стенки УК только во внешнем относительно “реперной” плоскости полюсов пространстве или не пересекающей стенки в варианте полного вынесения всей ЗУ из УК. При этом выходные торцы стенок “слабо изнашивающихся” частей стенок РК с самого начала должны быть размещены на большем относительном удалении от “реперной” плоскости полюсов, чем в двигателе СПД-100.

Для иллюстрации полученных эффектов далее будут представлены основные результаты разработки и испытаний лабораторной модели ЛМ СПД-70В с наружным диаметром УК в цилиндрической его части 70 мм и съемными выходными кольцами РК для их взвешивания после испытаний и подтверждения сделанных в начале данного раздела выводов. При разработке этой модели были выполнены условия полного вынесения ЗУ из расширяющегося в выходном направлении УК с выходными торцами стенок, также вынесенными за реперную плоскость полюсов, которое можно было изменять в диапазоне 1–2 мм при ширине УК в межполюсном зазоре 7 мм. Один из вариантов исполнения этой модели был выполнен со съемными выходными частями стенок РК, которые прижимались к основной части РК плоской круглой пластиной из нержавеющей стали, закрывавшей торцевую поверхность внутреннего полюса, и кольцевой пластиной из того же материала для прижатия съемной выходной части наружной стенки. Испытания этой модели при ее работе на ксеноне и криптона показали, что она обладает конкурентоспособными характеристиками. Поэтому были проведены ее 200-часовые эрозионные испытания на криптона в режиме работы с разрядным напряжением 300 В и раз-

рядной мощностью в диапазоне 1350–1400 Вт, превышающей мощность серийного двигателя ОКБ “Факел” примерно в 2 раза и близкой к номинальной мощности двигателя СПД-100. Увеличение расхода и плотности расхода криптона в УК этой модели было предпринято для того, чтобы в соответствии с соотношением (25) несколько скомпенсировать возможное снижение коэффициента переработки потока атомов РВ (криптона) в ионы из-за уменьшения толщины ЗУ при ее вынесении из УК вследствие снижения взаимодействия плазмы (электронов) со стенками РК, а также из-за уменьшения размеров модели, приводящего к уменьшению размеров магнитной линзы и возможной толщины ЗУ.

Проведением эрозионных испытаний и взвешиванием съемных частей РК и упомянутой прижимной пластины можно было оценить скорости износа стенок РК и полюсов в отсутствие их защиты прижимными пластинами. Результаты этих испытаний показали, что разрядная камера ЛМ СПД-70В и элементы ее магнитной системы могут выдержать работу в указанном режиме более 7500 ч, достаточных для решения ряда задач управления движением КА двигателями такой мощности, как, например, в группировке КА типа Starlink. В частности, эти испытания показали, что, как и в ХДМЭ, внутренние поверхности выходной части стенок РК, ограничивающих УК, скорее напыляются распыленными материалами из камеры, чем распыляются (рис. 31).

К сказанному следует добавить, что вакуумная камера НИИПМЭ МАИ с внутренним диаметром 2 м имеет только один элемент из графита для защиты стенок камеры от распыления их ускоренными ионами в виде соосного вакуумной камере кольца с внутренним диаметром 1 м, расположенным в поперечном сечении камеры на расстоянии около 1 м от торца двигателя, работающего в положении с осью, параллельной оси камеры. Поэтому поток распыленного графита с этого защитного элемента на работающий двигатель и защита торцевых поверхностей двигателя была меньше, чем при испытаниях сопоставимого по параметрам ХДМЭ MaSMi в вакуумной камере JPL со стенками, полностью закрытыми накладками из графита [58]. Вероятно, вследствие этого после испытаний ЛМ СПД-70В в НИИПЭ МАИ видна незначительная по скорости очистка внутренних поверхностей выходных частей стенок РК, что объяснимо меньшим напылением графита на

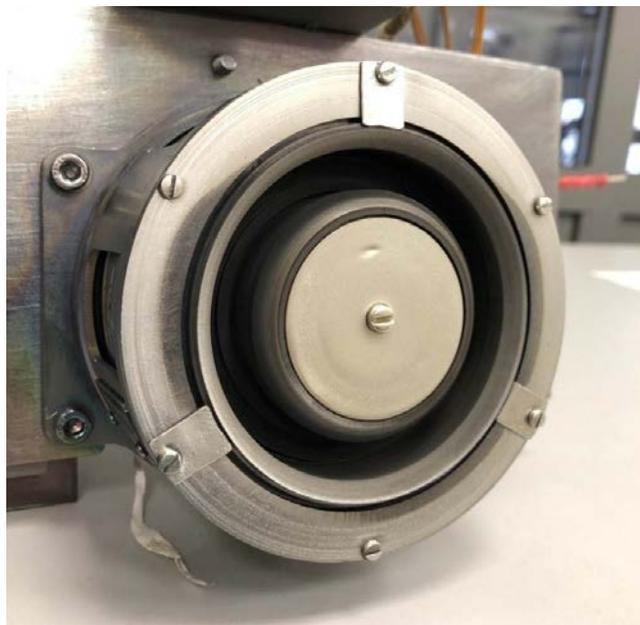


Рис. 31. Фото варианта ЛМ СПД-70В с нержавеющей пластиной, прижимающей съемную часть внутренней стенки РК после 200-часовых ее эрозионных испытаний.

названные поверхности и, соответственно, меньшим их защитным действием, явно проявившимся при испытаниях ХДМЭ в США. Кроме того, в рассматриваемой ЛМ СПД-70В, как и в ХДМЭ, происходит распыление открытых торцевых поверхностей РК и магнитной системы бомбардировкой ионами из плазмы с более высокой температурой электронов, характерной для частей плазмы, примыкающих к анодной границе ЗУ в двигателях с вынесенной из УК ЗУ.

В целом, малая величина результирующей скорости износа элементов ЛМ СПД-70В подтвердила практически полное вынесение ЗУ из ее УК и возможность длительного существования слабо изнашивающихся выходных торцов стенок разрядной камеры и длительной защиты ими полюсов магнитной системы. Таким образом, были подтверждены условия и возможность полного вынесения ЗУ из конструкции двигателя.

Было обнаружено также, что заметному износу подвергается накладка из нержавеющей стали, прижимавшая съемное внутреннее выходное кольцо разрядной камеры (рис. 31). Это объяснимо отмечавшимся ранее повышением потенциала вторичной плазмы, контактирующей с торцевыми поверхностями ускорителя, и увеличением энергии выпадающих из нее ионов по сравнению с энергией таких ионов в двигателях второго по-

коления. Указанное повышение потенциала вторичной плазмы при вынесении анодной границы ЗУ к выходной плоскости УК и соответствующее повышение потенциала плазмы в выходной части УК должно повышать потенциал вторичной плазмы за счет его “выравнивания” вдоль силовых линий, имеющих преимущественно радиальное направление в окрестности названной выходной плоскости УК (рис. 30). Но даже с измеренной скоростью эрозии накладка толщиной 1.0 мм могла защищать внутренний полюс в ЛМ СПД-70В в течение более 2000 ч. Поэтому при ее замене на пластину из более стойкого материала возможность ее работы в течение более 7500 ч не вызывает сомнений несмотря на повышение мощности разряда примерно в 2 раза по сравнению с серийным двигателем СПД-70 ОКБ “Факел”.

При эрозионных испытаниях ЛМ СПД-70В существенно более слабой очистке подвергались также открытые части наружного полюса (рис. 31) и элементы для прижима наружного съемного выходного кольца РК к основной ее части. Судя по характеру этой очистки, она производилась также обратными потоками ионов из вторичной плазмы, образующейся обычно у торцевой поверхности двигателя во внешнем по отношению к двигателю пространстве. По полученным данным пока сложно было оценить скорость этой очистки, но, судя по фото, она была значительно ниже, чем у центральной прижимной пластины. Поэтому возможность защиты открытых частей наружного полюса и названных крепежных элементов нанесением на них покрытий из стойких к распылению материалов или накладками из такого материала не вызывает сомнений.

С учетом рассмотренных результатов в НИИПМЭ МАИ разработана инженерная модель нового СПД типа НТ-1000 (ЕМ НТ-1000) с полностью вынесенной из конструкции двигателя ЗУ, рассчитанная на работу на ксеноне или криптоне при мощностях от 200 Вт до 1 кВт. С учетом снижения рабочего диапазона по мощности наружный диаметр УК в цилиндрической его части выбран равным 55 мм. В конструкцию ЕМ НТ-1000 заложены те же решения, что были использованы при разработке ЛМ СПД-70В, которые позволяют реализовать полное вынесение ЗУ из УК двигателя с обеспечением защиты полюсов от распыления радиальными потоками ионов “слабо изнашивающимися” выходными частями стенок РК. С учетом возможного заметного уве-

личения скорости износа торцевой поверхности внутреннего полюса как и в других двигателях с полностью вынесенной зоной ускорения вследствие перемещения анодной границы ЗУ в область выходного сечения УК, центральный полюс и открытые выходные поверхности полюсов в конструкции EM HT-1000, защищены накладками, изготовленными из углерод-углеродного композита (рис. 32).

Конструкция двигателя EM HT-1000 разработана с учетом типовых современных требований к ее стойкости к механическим нагрузкам, а также к электрическому и тепловому интерфейсам. К настоящему времени изготовлено 2 экземпляра EM HT-1000, которые проходят наземную отработку. В частности, проведены параметрические испытания образцов EM HT-1000 при их работе на ксеноне и криптоне и 200-часовые эрозионные испытания одного из них при работе на криптоне с разрядным напряжением 300 В и разрядной мощностью 900 Вт при работе на криптоне. Эти испытания подтвердили высокую стабильность выходных параметров двигателя и малый износ стенок разрядной камеры и элементов магнитной системы EM HT-1000 (рис. 33).

Средние значения основных параметров EM HT-100, полученные в процессе 200-часовых ее

эрозионных испытаний приведены в табл. 1. Масса EM HT-100 составляет около 2 кг.

Эрозионные испытания EM HT-1000 показали, что максимальная скорость износа выходных торцов разрядной камеры и других элементов за 200 ч работы не превысила погрешности измерения износа лазерным 3D-сканером типа Range Vision Pro, имеющимся в МАИ, которая составляла не более 0.1 мм за 1000 ч работы, и будет уточняться в процессе дальнейших испытаний. Но даже названная величина скоростей износа позволяет прогнозировать достаточно большой ресурс двигателя HT-1000, который разрабатывается в НИИПМЭ МАИ на основе EM HT-1000.

Возможность полного вынесения ЗУ из УК за счет оптимизации магнитного поля с использованием МСМЭ и подбора геометрии внутренней поверхности стенок в выходной части УК, а также уменьшения скорости износа элементов разряд-



Рис. 32. Общий вид изготовленной EM HT-1000.



Рис. 33. Вид торцевой поверхности EM HT-1000 после 200-часовых эрозионных испытаний.

Таблица 1. Основные параметры EM HT-100, полученные во время 200-часовых эрозионных испытаний

Расход криптона через УК, мг/с	Расход криптона через катод, мг/с	Разрядное напряжение, В	Разрядный ток, А	Реактивная тяга, мН	Удельный импульс тяги не менее, с	Тяговый КПД, не менее
2.75	0.27	300	3.0	42.0	1420	0.32

ной камеры и полюсов магнитной системы элементами РК подтверждена также разработкой 10 кВтного СПД типа КМ-10 в исследовательском центре Келдыша [65]. В частности, 500-часовые испытания этого двигателя дали очень малые скорости износа элементов разрядной камеры и полюсов магнитной системы. Таким образом, в совокупности с рассмотренными ранее исследованиями возможности повышения ресурса ДАС, проведенные исследования СПД с полностью вынесенной ЗУ из конструкции двигателя подтверждают возможность значительного повышения ресурса ДЗДЭ по сравнению с двигателями второго поколения за счет создания фокусирующего магнитного поля в выходной части УК и большего вынесения ЗУ из их конструкции.

Что касается результатов работ по варианту 2 развития ДЗДЭ, проводившихся в последние годы в США по “магнитному экранированию” стенок РК, то, как уже отмечалось ранее, идея его сводилась к расширению выходной части УК и созданию магнитного поля с силовыми линиями, эквидистантными в выходной части канала поверхностям стенок. При этом предполагалось предотвращение попадания ускоренных ионов на стенки разрядной камеры созданием эквипотенциалей электрического поля, отталкивающих ионы от стенок в соответствии с идеей Морозова [54–55]. Но, как уже было показано ранее, эта идея в исходной ее интерпретации в СПД не работает. Тем не менее специалистами JPL (США) в результате серии поисковых исследований удалось создать решения, обеспечивающие получение слабо изнашивающихся выходных торцов разрядной камеры, расположенных в близкой окрестности плоскости полюсов. Поэтому представляет интерес рассмотреть названные решения и их физическую сущность.

Типовая конструктивная схема ХДМЭ (рис. 34) описана, например, в патенте США № 10,082,133 В2, опубликованном 25.09.2018 [66]. Как видно, она содержит магнитную систему с магнитными экранами, охватывающими разрядную камеру, т. е. МСМЭ, описанную во многих российских работах ранее и в данной статье. Она спроектирована таким образом, что в выходной части УК создается магнитное поле с фокусирующим магнитным полем в выходной части УК, в том числе, с магнитными силовыми линиями, проходящими через прианодную часть УК и выходящими из него, не пересекая стенки УК, а торцы стенок РК

располагаются в окрестности выходной плоскости УК с небольшим смещением в выходном направлении. При этом, как и в российских моделях, максимум распределения магнитной индукции оказывается вынесенным на значительное расстояние от плоскости полюсов магнитной системы (рис. 34). Таким образом, решения, к которым пришли специалисты из США, могут быть объяснены с использованием результатов, рассмотренных в данной статье, а именно

- вынесением максимума распределения магнитной индукции из УК в ХДМЭ, приведшим к значительному вынесению ЗУ из УК, благодаря связи положения ЗУ с областью максимальных значений индукции в разряде УЗДЭ;
- созданием фокусирующего магнитного поля в выходной части УК с силовыми линиями, часть которых проходит через прианодную часть УК и выходит из УК вблизи выходных частей стенок разрядной камеры, не пересекая их, что приводит в соответствии с формулой (1) к повышению потенциала в соответствующих пристеночных областях в окрестности выходного сечения УК до уровня, сопоставимого с потенциалом в прианодной области, а обсуждавшийся ранее эффект смещения эквипотенциалей от названных силовых линий в выходном направлении из-за повышения концентрации плазмы (электронов) при переходе вдоль силовой линии от пристеночных областей УК к средней его части приводит к смещению анодной границы и всего ЗУ в выходном направлении.

К сказанному следует добавить, что как уже отмечалось ранее, авторами “магнитного экранирования” стенок РК не ставилась задача максимального удаления торцов “слабо изнашивающихся” частей стенок РК от плоскости полюсов. Поэтому ими были найдены лишь варианты с небольшим удалением выходных торцов стенок разрядной камеры от плоскости полюсов. В результате в ХДМЭ отчетливо проявилось распыление, как минимум, внутреннего полюса радиальными потоками ионов [66]. Как уже отмечалось ранее, эти потоки ионов с достаточно большой энергией, практически всегда образуются в окрестности выходной плоскости УК даже в двигателях второго поколения. Поэтому в ХДМЭ пришлось защищать полюса накладками из стойкого к распылению ионами материала (графита), как это делалось и делается в ДАС (рис. 17). По мнению специа-

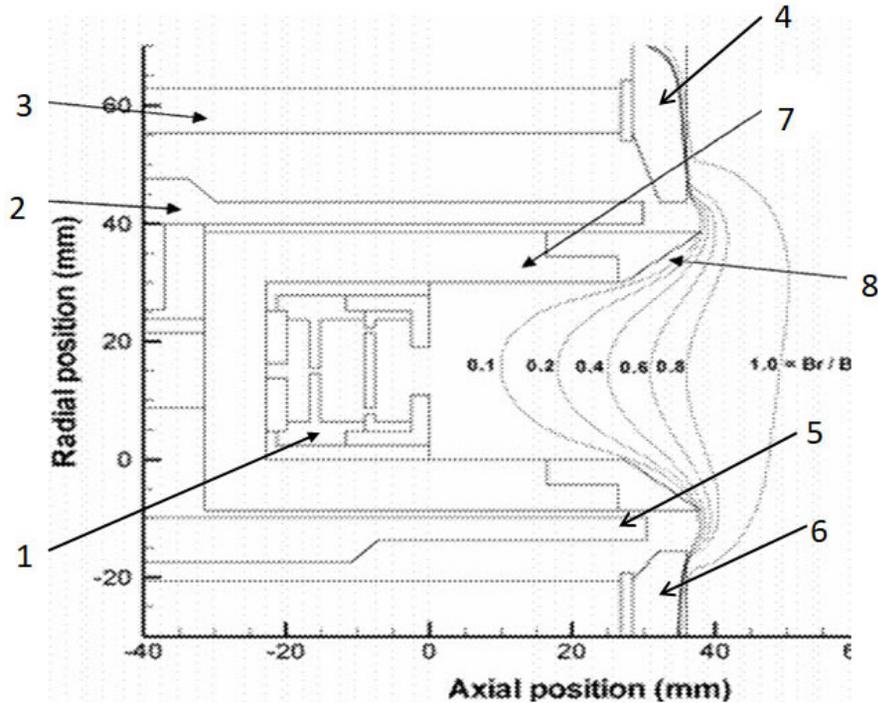


Рис. 34. Схема типового ХДМЭ и силовых линий магнитного поля в таком двигателе: 1 – анод, 2 – наружный магнитный экран, 3 – элемент магнитной цепи, 4 – наружный магнитный полюс, 5 – внутренний магнитный экран, 6 – внутренний магнитный полюс, 7 – основа разрядной камеры, 8 – расширенная выходная часть разрядной камеры) [66].

листов из США, это позволяет получать малый износ полюсов даже при больших наработках двигателей, разрабатываемых с проектным ресурсом до 50 000 ч. Кроме того, как уже отмечалось в данной статье, такие накладки защищают полюса от распыления ионами из вторичной плазмы, образующейся на выходе из ДЗДЭ при их работе и имеющей повышенный потенциал в двигателях и ускорителях с вынесенной из УК ЗУ. Поэтому их применение можно признать оправданным и по этой причине.

В настоящее время в США обсуждается также идея выполнения разрядной камеры–магнитного экрана ХДМЭ проводящей или соединенной с анодом [66]. Эти решения повторяют использованные ранее в работе [53] и описанные в данной статье при рассмотрении ДАС с полным вынесением ЗУ из конструкции двигателя. Понятно также, что в этих моделях, как и в названном ранее ДАС и СПД с полностью вынесенной из УК ЗУ, также необходимо будет защищать торцевые поверхности полюсов магнитной системы накладками из стойких к распылению материалов не только от распыления их “радиальными” потоками ионов, но и ионами из вторичной

плазмы, которые будут неизбежно возникать у краев ускоряемого потока в окрестности плоскости выходного сечения УК вследствие смещения анодной границы ЗУ в названное сечение УК и соответствующего повышения потенциала вторичной плазмы, контактирующей с торцевой поверхностью двигателя.

Таким образом, как уже отмечалось в работе [38] и в данной статье, основной физический эффект “магнитного экранирования” выходных частей стенок разрядной камеры сводится к полному смещению ЗУ из УК, т. е. к удалению от защищаемых стенок области плазмы, из которой ускоренные ионы могут попадать на стенки, в выходном направлении, а не к экранированию стенок магнитным полем для уменьшения потоков ускоренных ионов на стенки из контактирующей с ними плазмы. Тем не менее эффект защиты выходных частей стенок РК от ускоренных ионов в ХДМЭ достигается, и при желании по выходному результату его можно называть “магнитным экранированием”. В России же этот эффект называется полным вынесением ЗУ из конструкции двигателя.

Важно также то, что рассмотренные материалы, включая результаты специалистов США по “магнитному экранированию” стенок РК, подтверждают сделанные в данной статье выводы о том, что физическими условиями для реализации полного вынесения ЗУ из УК являются создание фокусирующего магнитного поля в выходной части УК с максимумом распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности проектируемого УК, вынесенным из него в выходном направлении на расстояние от “реперной” плоскости полюсов (как она была определена в данной статье), достаточное для защиты полюсов от радиальных потоков, и с “граничными” силовыми линиями, проходящими через прианодную зону разряда и выходящих из УК во внешнее пространство за плоскостью полюсов без пересечения стенок УК.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены результаты многолетних исследований процессов в двигателях с замкнутым дрейфом электронов (ДЗДЭ), на основе которых были разработаны электроракетные двигатели (ЭРД) двух типов, названные в СССР двигателями с анодным слоем (ДАС) и стационарными плазменными двигателями (СПД). Их разработка уже в СССР достигла достаточно высокого уровня и продолжается в России до настоящего времени. При этом СПД, в значительной мере благодаря работам советских и российских специалистов, стал одним из наиболее эффективных и широко используемых в космосе ЭРД и продолжает, как и ДАС, успешно развиваться. Были рассмотрены базовые положения и наиболее важные результаты, которые определяли развитие ДЗДЭ и могут быть полезными для дальнейшего совершенствования ДАС и СПД, а также ускорителей и технологических источников на их основе. Они сводятся к следующим.

ДАС был первым ДЗДЭ, продемонстрировавшим свою перспективность.

Исходные физические положения для его разработки были впервые сформулированы или выведены научным сотрудником Института атомной энергии имени И.В. Курчатова (ИАЭ) Аскольдом Владимировичем Жариновым, который в конце 1950-х гг. предложил ускорять ионы в “узком” слое плазмы с продольным (вдоль направления ускорения) электрическим и поперечным к нему магнитным (скрещенными) полями и с замк-

нутым током дрейфующих в скрещенных полях электронов, разработал первую модель такого ускорителя и экспериментально продемонстрировал возможность “безэлектродного” и “безстепенного” ускорения ионов в названном слое плазмы. Им же была разработана принципиальная схема и в 1961 г. подана заявка на изобретение ДАС и получено авторское свидетельство СССР на это изобретение. С 1962 г. Жаринов начал работать в Центральном научно-исследовательском институте машиностроения (ЦНИИМаш), и командой специалистов этого института под его руководством были разработаны и исследованы модели источников ускоренных ионов таллия и других РВ в разряде со скрещенными электрическим и магнитным полями. К началу 1970-х гг. были созданы эффективные лабораторные модели двухступенчатого двигателя этого типа, способные ускорять ионы висмута до 80 км/с, более, чем в 10 раз превышавшие скорости “тепловых” ракетных двигателей, в которых ускорение истекающих из них частиц рабочего вещества (РВ) достигается нагревом и преобразованием их тепловой энергии в кинетическую энергию направленного движения укоренного потока РВ, истекающего из двигателя.

В процессе названных исследований упомянутой командой специалистов ЦНИИМаш также были сформулированы условия для реализации эффективной ионизации частиц рабочего вещества (РВ) и ускорения образовавшихся ионов в электрическом разряде со скрещенными полями, такие как необходимое соотношение продольных размеров (толщины) зоны ускорения (ЗУ) с основным падением потенциала в названном разряде и Ларморовских радиусов ионов и электронов, определяющих выбор магнитной индукции в ЗУ, необходимость существенной замангнитченности электронов, определяющей доминирование электрического дрейфа в их усредненном движении в разряде, необходимость пропускания через ЗУ потока частиц РВ большой плотности для достижения высокой степени переработки этого потока частиц в ионы. При этом Жариновым было выведено выражение (14) для толщины ЗУ, обеспечивающее стабильное существование зоны при наличии в ней ионизации. Как было показано в данной статье, перечисленные результаты могут использоваться для качественного анализа процессов не только в ДАС, но и в СПД. Было показано также, что основной проблемой для дальнейшего развития ДАС явля-

ется повышение его ресурса, обусловленное попаданием ускоренных ионов на элементы его конструкции.

Данная проблема постепенно решалась специалистами ЦНИИМаш на следующих этапах развития ДАС. В результате в ЦНИИМаш при лидирующей роли сначала Е.А. Ляпина, а затем А.В. Семенкина была разработана серия конкурентоспособных моделей и опытных образцов одноступенчатых и двухступенчатых ДАС, работающих на разных РВ, включая ксенон и висмут, в диапазоне мощностей от 0.5 до 50 кВт. На основе одной из них, Д-55, в США был разработан и успешно испытан в космосе летный образец ДАС. Показана также возможность создания ДАС с полностью вынесенной из УК ЗУ и обеспечения большого ресурса такого двигателя. Таким образом, разработки ДАС готовы к переходу к их практическому использованию.

Алексей Иванович Морозов, также научный сотрудник ИАЭ, предложил идеи и выполнил несколько теоретических работ, определивших конструктивный облик первых моделей СПД и возможные направления управления процессами в этом двигателе. Под его руководством специалистами ИАЭ, начиная с 1962 г., практически одновременно с работами в США по аналогичным двигателям, была осуществлена разработка первых лабораторных моделей СПД. Некоторые из них, в отличие от разработанных в США, уже к 1967–1968 гг. оказались конкурентоспособными с другими ЭРД при уровне мощностей разряда около 1 кВт и в диапазоне скоростей истечения РВ 10–15 км/с, в то время как в США работы над подобными двигателями были прекращены в середине 1960-х гг. Поэтому по предложению Морозова была разработана, изготовлена и в 1972 г. успешно испытана экспериментальная модель СПД в составе искусственного спутника Земли (ИСЗ) “Метеор”, разработанного Всесоюзным НИИ электромеханики (ВНИИЭМ). Подготовка и проведение этого испытания были осуществлены командой специалистов ИАЭ, опытного конструкторского бюро (ОКБ) “Заря” и его филиала в г. Калининград (ныне АО ОКБ “Факел”) и ВНИИЭМ. Уже в процессе подготовки этого испытания началось расширение фронта работ по СПД с привлечением кроме названных ряда новых организаций, включая Московский авиационный институт имени С. Орджоникидзе (МАИ), центральный институт моторостроения

имени П.Г. Баранова (ЦИАМ) и др., а успех названного испытания дал толчок ускоренному дальнейшему развитию СПД, и принес значительные прикладные результаты.

Основной идеей Морозова была фокусировка ускоряемого в протяженном слое плазмы со скрещенными полями потока ионов созданием “фокусирующей” геометрии силовых линий магнитного поля в ускорительном канале (УК) двигателя и соответствующей геометрии эквипотенциалей электрического поля. Для обоснования этого предложения им была выведена формула (1) “термализованного” потенциала, позволяющая осуществлять оценку изменения потенциала вдоль силовой линии магнитного поля и отклонения эквипотенциалей электрического поля от ближайших к ним силовых линий. Также им было предложено применение диэлектрических стенок разрядной камеры (РК) для снижения температуры электронов, определяющей масштабы изменения потенциала вдоль силовых линий и отклонения эквипотенциалей электрического поля от магнитных силовых линий. И, хотя исходная идея “фокусировки” ионного потока в одноступенчатых СПД не сработала, сам подход к управлению процессами в разряде СПД изменением характеристик магнитного поля был воспринят и развит в МАИ и, как было показано в данной статье и других цитированных работах, оказался продуктивным. При этом применение диэлектрических стенок РК из стойкого к распылению ускоренными ионами материала также сыграло важную роль в обеспечении большого ресурса летных образцов СПД второго поколения, разрабатывавшихся в ОКБ “Факел” с учетом рекомендаций и при научно-технической поддержке МАИ, обеспечивая защиту полюсов магнитной системы в течение многих тысяч часов работы СПД.

Морозовым было дано предварительное обоснование целесообразности создания в УК СПД магнитного поля с нарастающей в выходном направлении магнитной, которое было подкреплено экспериментально специалистами ИАЭ, показавшими неустойчивость разряда в ускорителе со спадающей в выходном направлении магнитной индукцией, приводящей к увеличению электронной составляющей разрядного тока и снижению энергетической эффективности ускорителя и двигателя. Положение о целесообразности создания магнитного поля с возрастающей в направлении ускорения магнитной индукцией, хотя

бы в части УК, использовалось при разработке большинства созданных лабораторных моделей и летных образцов СПД в СССР и России. Впоследствии это положение неосознанно использовалось и в зарубежных двигателях, разрабатывавшихся по аналогии с российскими. К сказанному следует добавить, что реализация данного положения оказала положительное влияние на стабильность разряда и в одноступенчатых ДАС, а также на его тяговую эффективность, что является одним из подтверждений общих свойств разрядов в СПД и ДАС, обусловленных близостью их принципиальных схем.

Кроме того, Морозовым был предложен способ электромагнитного управления вектором тяги СПД созданием магнитных полей с разными направлениями силовых линий в различных по азимуту частях УК, при исследовании которого была обнаружена возможность существенного повышения тяговой эффективности СПД, что также способствовало активизации дальнейшей разработки СПД. Но созданные модели СПД с высокой тяговой эффективностью обладали небольшим ресурсом из-за распыления стенок РК двигателя попадающими на них ускоренными ионами. Поэтому дальнейшее развитие СПД (как и ДАС), было направлено на обеспечение как высокой тяговой эффективности, так и большого ресурса двигателя.

Эта проблема решалась в последующих работах МАИ и ОКБ “Факел” применительно к СПД и в ЦНИИМаш применительно к ДАС. В частности, как было показано в данной статье, с учетом рекомендаций и при научно-технической поддержке МАИ в ОКБ “Факел” сразу после первого испытания СПД в космосе были начаты разработки и постепенно созданы летные конструкции СПД второго поколения, работающие на ксеноне с достаточно высокой тяговой эффективностью и имеющие ресурс до 10000 и более часов. Началась также сначала опытная, а затем и штатная их эксплуатация в составе околоземных космических аппаратов (КА). В результате к началу 1990-х гг. в ОКБ “Факел” был накоплен значительный опыт разработки и создана база для производства и наземной отработки летных конструкций СПД и двигательных установок (ДУ) на их основе. Совместно с ВНИИЭМ и НПО прикладной механики (ныне АО “Информационные спутниковые системы” имени М.Ф. Решетнева) был накоплен также опыт их эксплуатации и при-

менения для управления движением КА. Все это обеспечило расширение дальнейшего применения СПД как в России, так и за рубежом.

После опубликования названных результатов в начале 1990-х гг. резко возрос интерес к СПД и ДАС за рубежом и начались работы по изучению советского опыта разработки и применения названных двигателей, организация применения российских двигателей на зарубежных КА, а также разработки собственных версий таких двигателей в США, Франции и других странах. И к настоящему времени разработки собственных версий рассматриваемых двигателей в США и Франции достигли достаточно высокого уровня. Проводятся они и в ряде других стран. Таким образом, отечественные работы в области ДЗДЭ дали толчок развитию аналогичных работ и в ряде других стран, что и привело к их широкому применению в космосе.

На первом этапе развития СПД специалистами ИАЭ были выполнены первые измерения распределений локальных параметров плазмы в УК СПД, позволившие получить общую картину процессов ионизации потока частиц РВ и формирования продольной составляющей образовавшихся потоков ионов в УК, а также определены основные характеристики колебаний параметров плазмы в УК и на выходе из него в достаточно широком диапазоне частот. Перечисленные результаты позволяли делать оценки возможного влияния неустойчивостей в плазме на увеличение переноса электронов поперек магнитного поля в разряде СПД по сравнению с “классическим” механизмом повышения подвижности дрейфующих электронов за счет их столкновений с другими частицами. Кроме того, Морозов предложил механизм “пристеночной” проводимости из-за столкновений электронов со стенками разрядной камеры (РК).

Принципиально важными с физической точки зрения являются результаты, полученные сначала в ИАЭ и впоследствии подтвержденные в МАИ, по экспериментальным оценкам параметра Холла, давших значения $\omega_e \tau_e \geq 100$ в разряде СПД, поскольку они подтвердили существенную замедленность электронов, которая была базовым допущением при построении концепции УЗДЭ и ДЗДЭ, а также большинства теоретических моделей разряда в них. Полученные результаты позволяли разрабатывать физические модели для объяснения получаемой экспериментально “ано-

мально” большой доли электронной составляющей в разряде СПД. Однако на рассматриваемом этапе не удалось разработать верифицированные модели, позволяющие количественно предсказывать характеристики возникающих в плазме неустойчивостей в новых двигателях и их влияние на названную электронную составляющую разрядного тока и, соответственно, на распределения электрического поля и всех остальных параметров плазмы в УК. Как уже отмечалось в данной статье, эта задача до конца не решена и к настоящему времени в силу сложности процессов, происходящих в разряде со скрещенными электрическим и магнитным полями.

Достаточно сложными оказались физические процессы и в ДАС, экспериментальные исследования которых затруднены из-за малой толщины ЗУ и ее близости к аноду, что объясняет меньший объем таких исследований, выполненных в ДАС. С учетом отмеченной сложности процессов в ДЗДЭ основной прогресс в их дальнейшем развитии был достигнут экспериментальным методом.

На втором этапе развития СПД, который можно считать начавшимся с момента принятия в 1969 г. решения о проведении летных испытаний СПД, в МАИ при лидирующей роли научного сотрудника В.П. Кима был выполнен комплекс исследований возможностей магнитных систем УЗДЭ разных схем и влияния характеристик магнитного поля на работу и характеристики СПД. В результате была изобретена (получены авторские свидетельства СССР на имя МАИ) схема магнитной системы с так называемыми “магнитными экранами” (МСМЭ), охватывающими разрядную камеру СПД. Проведенные исследования показали, что она обладает расширенными возможностями управления характеристиками магнитного поля в разряде СПД. С ее использованием была проведена также серия исследований влияния изменений магнитного поля на интегральные характеристики двигателя и выполнены детальные измерения распределений локальных параметров плазмы в УК с использованием электростатических зондов и более развитой по сравнению с использовавшимися ранее методикой измерений. Эти измерения дали уникальные результаты, которые используются и до настоящего времени для анализа процессов в СПД во многих работах (частично они были представлены и в данной статье). В частности, эти результаты позво-

лили уточнить или скорректировать ряд выводов, которые были сделаны в ИАЭ по результатам, первых измерений, а также сделать ряд новых выводов о влиянии характеристик магнитного поля и других факторов на работу СПД. Наиболее важные из них для развития СПД (а в отдельных моментах и ДАС) рассмотрены далее.

Согласно выполненным в МАИ исследованиям, в разряде СПД потенциал плазмы в значительной части прианодной зоны незначительно превышает или близок к потенциалу анода, т. е. прианодное падение потенциала мало и отрицательно или близко к нулю. При этом ЗУ отделена от анода упомянутой прианодной зоной с малым падением потенциала в ней, и электрическое поле концентрируется в достаточно узком слое в области разряда с максимальными значениями индукции магнитного поля, что может быть объяснено особенностями переноса электронов поперек магнитного поля в разных частях разряда в СПД. Этот вывод был подтвержден измерениями распределений электрического поля в моделях СПД с разными магнитными полями, работающих на разных режимах работы, что позволило считать названную связь распределений электрического и магнитного полей общим свойством разряда в СПД, позволяющим управлять положением ЗУ в разряде относительно элементов конструкции двигателя изменением распределения магнитной индукции в объеме разряда. При этом толщина ЗУ с основным падением потенциала оказалась сопоставимой с получающейся в ДАС, и оказалось возможным анализировать влияние различных внешних факторов на толщину ЗУ в СПД с использованием упомянутой ранее формулы Жаринова.

Было показано также, что с использованием МСМЭ можно “сжимать” образующуюся при формировании “фокусирующего” магнитного поля магнитную линзу в радиальном и продольном направлениях со стороны анода, вызывая смещение магнитной линзы и области максимальных значений магнитной индукции в выходном направлении относительно “реперной” плоскости полюсов (как она была определена в статье). Это позволяет смещать часть распределения магнитной индукции с максимальными ее значениями во внешнее пространство относительно названной реперной плоскости полюсов на заметное расстояние, а также к сжатию в выходном направлении части “жгута” силовых линий магнитного

поля со стороны анода, сближающихся при их подходе к полюсам. Отмеченные изменения магнитного поля приводят к смещению ЗУ в выходном направлении как в силу рассмотренной выше связи распределения магнитной индукции и распределения электрического поля в разряде СПД, так и в результате смещения упомянутой части жгута силовых линий, идущих к полюсам, в выходном направлении.

Названное смещение ЗУ было подтверждено результатами ресурсных испытаний летных образцов двигателей СПД-100 второго поколения, проведенными в ОКБ “Факел”, и результатами измерений распределений потенциала и некоторых других параметров плазмы в лабораторных моделях СПД, часть которых была приведена и в данной статье. Было показано также, что упомянутое смещение названной части жгута силовых линий приводит к возникновению нового эффекта смещения частей анодной границы и всей ЗУ в выходном направлении вследствие “передачи” высокого потенциала из прианодной части разряда к выходным частям ограничивающих УК поверхностей стенок вдоль “граничных” силовых линий, проходящих из прианодной зоны к названным выходным частям поверхностей стенок без их пересечения. Это приводит к повышению потенциала вдоль названных силовых линий и значительному отклонению в выходном направлении эквипотенциалей электрического поля от близких к ним силовых линий из-за увеличения концентрации и потенциала плазмы при переходе вдоль названных силовых линий от стенок к центральной части УК в соответствии с формулой Морозова для расчета “термализованного” потенциала. Таким образом, создание фокусирующей геометрии в выходной части УК (как описано в данной статье) приводит к возникновению нового эффекта значительного смещения частей анодной границы и всей ЗУ в выходном направлении.

Как было отмечено в данной статье, рассмотренный эффект смещения анодной границы и всей ЗУ был реализован в первых двигателях СПД-50 и СПД-70 второго поколения, разработанных в ОКБ “Факел” с учетом рекомендаций МАИ по выбору МСМЭ в качестве базовой схемы магнитной системы для СПД и при научно-технической поддержке МАИ. Это позволило значительно сместить ЗУ в названных двигателях и сократить зоны эрозии стенок разрядной ка-

меры в 3–5 раз и тем самым уменьшить потоки ускоренных ионов и соответствующие потери энергии на стенках РК. В свою очередь, это позволило обеспечить приемлемую тяговую эффективность и увеличить ресурс уже первых летных образцов двигателя СПД-50 с мощностью около 400 Вт до 1500 ч и двигателя СПД-70 на режиме работы с мощностью около 700 Вт – до 3000 ч и начать их реальное применение для решения задач коррекции орбит околоземных КА.

В двигателе СПД-100 второго поколения с номинальной мощностью 1.35 кВт, также разработанном в ОКБ “Факел” с учетом рекомендаций и при научно-технической поддержке МАИ, было реализовано полное смещение ЗУ и выходных торцов стенок РК во внешнее пространство за реперную плоскость полюсов в начале работы этого двигателя за счет использования рассмотренного ранее эффекта создания фокусирующего магнитного поля в выходной части УК и большего смещения максимума распределения магнитной индукции за реперную плоскость полюсов, чем в двигателях СПД-50 и СПД-70. Указанное смещение ЗУ позволило не только уменьшить потоки ускоренных ионов на стенки РК, но и увеличить запасы на износ выходных частей стенок, торцы которых также вынесены за пределы реперной плоскости. В свою очередь это позволило повысить тяговую эффективность двигателя СПД-100 и увеличить его ресурс, как минимум, до 7000 ч, что обеспечило его широкое применение для решения задач управления движением КА в космосе.

Вывод о возможности управления положением ЗУ в разряде СПД был также реализован в соответствии с рекомендациями и при научно-технической поддержке МАИ при разработке двигателя СПД-140 с номинальной мощностью 4.5 кВт и ресурсом не менее 13 000 ч, который также начал применяться в космосе для решения задач довыведения и коррекции орбит геостационарных КА повышенной массы. Таким образом, была подтверждена обоснованность и эффективность применения положения о возможности управления положением ЗУ в разряде СПД созданием “фокусирующего магнитного поля в выходной части УК” со значительным смещением максимума распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК во внешнее пространство за пределы реперной плоскости полюсов.

В работе специалиста ЦНИИМаш А.В. Семенкина с учетом рассмотренных выше результатов работ по СПД и с использованием МСМЭ была исследована возможность выдвигания ЗУ из конструкции одноступенчатого ДАС за счет согласованного смещения полого анода и распределения магнитной индукции в выходном направлении при неизменном положении разрядной камеры и полюсов вплоть до размещения выходных торцов анода в реперной плоскости полюсов. При указанном перемещении было получено уменьшение скорости износа стенок разрядной камеры, которое при расположении торцов анода в реперной плоскости полюсов составило больше 10 раз. Такое смещение ЗУ привело к снижению тяговой эффективности двигателя не более, чем на 5%, что можно считать вполне приемлемой ценой за существенное снижение скорости износа. Тем самым была подтверждена возможность получения большого ресурса ДАС при сохранении достаточно высокой его тяговой эффективности. Следует добавить, что такое совместное смещение анода и распределения магнитного поля было реализовано в описанных экспериментах механическим (и электрическим) соединением торцов магнитных экранов с элементами анода. При этом торцевые части магнитных экранов впервые стали выполнять функции разрядной камеры и анода и обеспечивать примерно одинаковое возрастание магнитной индукции в прианодной области разряда в выходном направлении при разных положениях анода. Это обеспечивало, как и в СПД, достаточно стабильное горение разряда и сохранение высокой его тяговой эффективности при всех положениях анода. Важно также, что в рассматриваемом варианте разрядная камера впервые свелась к полости внутри магнитного экрана,

Важно также, что в описанной модели ДАС удалось полностью вынести ЗУ во внешнее пространство за пределы реперной плоскости полюсов за счет смещения анода и вынесения области максимальных значений индукции во внешнее пространство также за пределы “реперной” плоскости полюсов при реализации фокусирующей геометрии силовых линий магнитного поля. Таким образом, была подтверждена применимость рассмотренного выше положения о возможности такого вынесения ЗУ за счет создания соответствующего магнитного поля в разряде. Была реализована также концепция Жаринова “безэлектродного” и “безстеночного” ускорения ионов

в конструкции ДАС, пригодной для реального применения, и подтверждена возможность достаточно эффективной ионизации и ускорения ионов в ЗУ, размещенной вне конструкции такого двигателя.

В связи с проблемой управления положением ЗУ в разряде УЗДЭ важно также понимать физические условия, определяющие положение границ ЗУ и ее толщину. Судя по полученным до настоящего времени данным, выходная граница ЗУ в большинстве моделей СПД и одноступенчатых ДАС локализуется в части области максимальных значений индукции, где начинается ее спад в выходном направлении. Это может быть объяснено резким увеличением подвижности и коэффициентов диффузии электронов поперек магнитного поля в спадающей его части. Указанную локализацию выходной границы ЗУ можно считать еще одним свойством разрядов в УЗДЭ и принять, что “условная” выходная граница ЗУ проходит через точку на срединной поверхности УК, в которой значение магнитной индукции в спадающей части ее распределения вдоль срединной поверхности УК составляет определенную долю от максимального ее значения на названной срединной поверхности. В действительности выходная граница может иметь более сложную структуру и требует дальнейшего ее изучения, которое позволит уточнить физические условия (критерии) для ее определения.

Кроме того, специалистами ОКБ “Факел” были получены данные, позволяющие сделать ряд выводов о факторах, определяющих положение анодной границы ЗУ в разрядах двигателей СПД второго поколения СПД-70, СПД-100 и СПД-140 с цилиндрическими или близкими к цилиндрическим стенками УК, работающими на разных режимах на ксеноне. Так, согласно этим данным, оказалось, что “граничные” силовые линии, проходящие через границы зон эрозии со стороны анода на обеих стенках в УК названных СПД второго поколения, можно считать совпадающими. Далее, по данным специалистов ОКБ “Факел” зависимости от плотности расхода РВ оптимальных значений магнитной индукции в точках пересечения срединной поверхности УК названной общей граничной силовой линией, в упомянутых двигателях второго поколения, работающих на разных режимах, оказались близкими и могут быть описаны одной общей зависимостью.

С учетом изложенного В.П. Кимом было предложено считать названные точки пересечения находящимися на “условной” анодной границе ЗУ и, зная распределения магнитной индукции вдоль срединной поверхности УК для каждого из попавших в обработку двигателя и режима его работы, определять координаты точек пересечения анодной границей ЗУ срединной поверхности. Затем, считая, что “условная” выходная граница ЗУ пересекает срединную поверхность в области максимальных ее значений на спадающей в выходном направлении части ее распределения, можно было определить толщину ЗУ как разность координат точек пересечения срединной поверхности “условными” анодной и выходной границами ЗУ. В результате была получена зависимость нормированной толщины ЗУ для каждого двигателя и режима его работы, которая также оказалась близкой для названных ранее двигателей и разных режимов их работы. Нормирование было осуществлено делением получающейся описанным выше способом толщины на ширину УК с учетом того, что магнитные линзы на оптимальных режимах работы рассмотренных двигателей разного масштаба оказываются близкими к геометрически подобным. Таким образом, можно считать, что полученные данные отражают реальную зависимость толщины ЗУ в названных двигателях от различных факторов. В частности, они свидетельствуют о том, что плотность расхода РВ (в данном случае, ксенона) является доминирующим фактором, влияющим на толщину ЗУ во всех рассмотренных двигателях и режимах их работы. В.П. Кимом было также предложено использовать “граничную” силовую линию магнитного поля для задания положения анодной границы ЗУ созданием “граничной” силовой линии, проходящей через прианодную область разряда в УК и пересекающую стенки РК только во внешнем пространстве за пределами плоскости полюсов.

Анализ полученных результатов показал также, что доминирование плотности расхода в УК в формировании анодной границы ЗУ может быть объяснено доминирующей ролью частоты ионизационных столкновений электронов с атомами в формуле Жаринова и, соответственно, доминирующим влиянием уровня концентрации нейтральных атомов в ЗУ на толщину ЗУ в рассмотренных случаях. Конкретные количественные зависимости требуют дальнейшего уточнения с учетом “условности” принятого определения

границ и, как уже отмечалось, целесообразны дальнейшие исследования для уточнения физических условий и критериев формирования границ ЗУ.

Интересные результаты о влиянии геометрии УК были получены в процессе ресурсных испытаний двигателей СПД-100 с цилиндрическими начальными поверхностями, ограничивающими выходную часть УК, а именно: после 1-го этапа наработки двигателя на ресурс около 500 ч происходило смещение анодной границы ЗУ в сторону анода, приводящее к некоторому снижению тяговой эффективности. Затем на втором этапе после наработки около 2000 ч происходило смещение границы износа стенок (и ЗУ) со стороны анода уже в выходном направлении, и возникли “слабо изнашивающиеся части” стенок на прежде изнашивавшихся их частях. Эти данные показали, что, во-первых, на положение анодной границы ЗУ существенно влияет геометрия выходной части УК. Кроме того, если учесть, что, как было показано выше, концентрация нейтральных атомов РВ в УК, может считаться одним из доминирующих факторов, то можно объяснить смещение анодных границ зон износа и ЗУ к аноду после первого этапа длительной работы двигателя СПД-100 уменьшением концентрации нейтральных атомов РВ в УК вследствие расширения УК из-за износа стенок. Было показано также, что обнаруженное на втором этапе “обратное” смещение анодных границ износа и ЗУ можно объяснить снижением интенсивности взаимодействия плазмы (электронов) со стенками и доминирующим при больших расширениях УК из-за износа стенок уменьшением эффективной частоты столкновений электронов, определяющих их результирующую подвижность поперек магнитного поля в формуле Жаринова и соответствующим уменьшением толщины ЗУ. При фиксированном положении выходной границы ЗУ это должно приводить к наблюдаемому “обратному” смещению анодной границы ЗУ в выходном направлении. В конечном счете отмеченные тренды должны приводить к стабилизации толщины и положения ЗУ, когда влияние обоих названных факторов при очень больших расширениях УК станет незначительным. При этом понятно, что при предельном состоянии выходных частей стенок, когда ЗУ будет полностью вынесена из УК, толщина ЗУ будет минимальной. Поэтому при прочих равных условиях в этом случае коэффициент переработки

частиц РВ в ионы должен быть ниже, чем при положении ЗУ внутри УК. И это подтверждается имеющимися данными, полученными для СПД с разной степенью вынесения ЗУ из конструкции двигателя, а также снижением энергетической эффективности ДАС с полностью вынесенной зоной ускорения.

В прикладном плане важным оказалось возникновение “слабо изнашивающихся частей” стенок после второго этапа наработки на ресурс двигателя СПД-100 из-за смещения границ износа и ЗУ в выходном направлении. Этот эффект можно использовать различными способами. Один из них, разрабатывавшийся в России, свелся к тому, чтобы подобрать все факторы, определяющие положение торцов слабо изнашивающихся частей стенок такими, чтобы они сформировались во внешнем относительно реперной плоскости полюсов пространстве на расстоянии от названной плоскости полюсов, достаточном для защиты полюсов от распыления “радиальными” потоками ионов. Эти ионы рождаются в окрестности плоскости среза выходных торцов стенок разрядной камеры практически во всех СПД второго поколения и должны рождаться в двигателях с вынесенной ЗУ из УК. Часть из них имеет энергии, достаточные для распыления элементов конструкции, включая полюса магнитной системы. Для реализации названного подхода необходимо полностью вынести ЗУ из УК так, чтобы при этом анодная граница ЗУ, определяющая положение торцов “слабо изнашивающихся частей” стенок, формировалась на расстоянии от реперной плоскости полюсов, достаточном для защиты полюсов. И, как было показано в статье, работы, выполненные в НИИПМЭ МАИ и в Государственном научном центре Российской Федерации “Исследовательский центр имени М.В. Келдыша”, подтверждают такую возможность, а, следовательно, и возможность существенного повышения ресурса СПД по сравнению с двигателями второго поколения.

Второй подход развивается специалистами США и их последователями в разработках ХД с так называемым “магнитным экранированием” элементов конструкции, ограничивающих УК. Этот подход основан на использовании идеи Морозова “эквипотенциализации” магнитных силовых линий для управления движением ионов с целью создания у стенок эквипотенциалей, предотвращающих попадание на них ускоренных

ионов, и получения полностью слабо изнашивающейся РК с самого начала работы двигателя. Однако как было показано в работах ИАЭ и МАИ ранее, эта идея в одноступенчатых СПД (ХД) не работает. Тем не менее специалистами США в результате многих поисковых исследований удалось найти решения, обеспечивающие возникновение “слабо изнашивающихся частей стенок” с торцами, расположенными в близкой окрестности выходного сечения УК. Эти решения в принципе мало отличаются от того, что уже получалось в двигателе СПД-100 и его аналоге ХД ВРТ 4000, разработанном в США, после их достаточно длительной работы. Кроме того, в двигателях с “магнитным экранированием” не решалась задача выдвижения торцов слабо изнашивающихся частей стенок для обеспечения более длительной защиты ими полюсов. Поэтому найденные ими решения не обеспечивают защиты полюсов от распыления их “радиальными” потоками ионов, и их авторам пришлось защищать полюса дополнительными накладками из стойкого к распылению материала (графита) аналогично тому, как это делалось и делается в ДАС.

Анализ физической природы “магнитного экранирования”, предложенного специалистами США, показывает, что она основана на использовании тех же свойств разряда в СПД (ХД), что были рассмотрены в данной статье, а именно: эффекта смещения анодной границы и всей ЗУ за счет создания “фокусирующего магнитного поля в выходной части УК” и достаточно значительного вынесения области максимальных значений магнитной индукции из УК во внешнее пространство за реперную плоскость полюсов. Таким образом, “магнитное экранирование” фактически сводится к полному вынесению ЗУ из УК, физическая природа которого рассмотрена в данной статье.

К сказанному следует добавить, что в СПД (ХД) и ДАС с полностью вынесенной из УК зоной ускорения анодная граница ЗУ располагается у выходного сечения УК, где силовые линии магнитного поля близки к радиальным. Кроме того, в плазме у анодной границы разрядов СПД и ДАС потенциал и температура электронов близки к максимальным их значениям в ЗУ. Поэтому высокий потенциал должен передаваться вдоль силовых линий к оси двигателя и во внешнее пространство в окрестности плоскости выходного сечения УК в соответствии с формулой Морозова.

Сказанное приводит к тому, что в названных двигателях потенциал вторичной плазмы, образующейся в окрестности выходной плоскости двигателя будет выше по сравнению с получающимся в СПД второго поколения. Следовательно, в двигателях с вынесенной зоной ускорения целесообразна защита не только полюсов от радиальных потоков ионов, но и выходных торцовых их поверхностей от ионов из контактирующей с ними вторичной плазмы накладками или покрытиями из стойких к распылению ускоренными ионами материалов.

В целом приведенные в данной статье результаты свидетельствуют, что за время, прошедшее после первого этапа исследований и разработки УЗДЭ, накоплен достаточно большой объем новой информации о рабочих процессах в этих ускорителях и, в частности, о свойствах электрического разряда в них, знание которых обеспечило значительный прогресс в развитии УЗДЭ и будет полезно при анализе путей и разработке способов дальнейшего их совершенствования.

Авторы считают необходимым также отметить, что в получение рассмотренных в данной статье результатов, кроме уже упомянутых внесли значительный вклад многие другие специалисты ИАЭ, ЦНИИМаш, МАИ, ОКБ “Факел”, ВИАМ и МИРЭА, что лишь частично отражено в публикациях, приведенных в списке литературы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришин С.Д., Ерофеев В.С., Жаринов А.В. Плазменные ускорители / Ред. Л.А. Арцимович. М.: Машиностроение, 1973. С. 54.
2. Есипчук Ю.В. Плазменные ускорители / Ред. Л.А. Арцимович. М.: Машиностроение, 1973. С. 75.
3. Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П. Электрические ракетные двигатели. М.: Машиностроение, 1975. С. 272.
4. Марахтанов М.К. Плазменные ускорители и ионные инжекторы / Ред. Н.П. Козлов и А.И. Морозов. М.: Наука, 1984. С. 264.
5. Козубский К.Н., Мурашко В.М., Рылов Ю.П., Трифионов Ю.В., Ходненко В.П., Ким В.П., Попов Г.А., Обухов В.А. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 277.
6. Kim V., Kozubsky K.N., Murashko V.M., Semenkin A.V. // Proc. 30th Internat. Electric Propulsion Confer. Florence, 2007. Paper IEPSC-2007-142.
7. Ким В.П., Семенкин А.В., Хартов С.А. Конструктивные и физические особенности двигателей с замкнутым дрейфом электронов. М.: МАИ, 2016.
8. Юшманов Е.Е. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций / Ред. М.А. Леонтович. М.: АН СССР, 1958. Вып. 4. С. 235.
9. Ерофеев В.С., Лесков Л.В. Физика и применение плазменных ускорителей / Ред. А.И. Морозов. Минск: Наука и техника, 1974. С. 18.
10. Абдюханов В.А., Гришин С.Д., Ерофеев В.С., Жаринов А.В., Лесков Л.В., Ляпин Е.А., Наумкин В.П., Попов Ю.С., Сафронов И.Н. Ускорители ионов с анодным слоем (обзор). М.: ЦНИИМАШ, 1975. С. 5.
11. Ерофеев В.С., Жаринов А.В., Ляпин Е.А. Плазменные ускорители / Ред. Л.А. Арцимович. М.: Машиностроение, 1973. С. 68.
12. Гусев Ю.Г., Пильников А.В. // Электронный ж-л “Труды МАИ”. Вып. 60. www.mai.ru/science/trudy.
13. Solodukhin A.E., Semenkin A.V., Tverdokhlebov S.O., Kochergin A.V. // Proc. 27th Internat. Electric Propulsion Confer. Pasadena, 2001. Paper IEPSC-01-32.
14. Garkusha V.I., Lebedev Y.V., Semenkin A.V., Zakharenkov L.E. // Proc. 29th Internat. Electric Propulsion Confer. Princeton, 2005. Paper IEPSC-2005-185.
15. Semenkin A.V. // Proc. 23rd Internat. Electric Propulsion Confer. Seattle, 1993. Paper IEPSC 93-231.
16. Семенкин А.В. Сборник научных трудов ЦНИИМаш. Королев., 2006. С. 93.
17. Garkusha V., Kochergin A., Semenkin A., Tverdokhlebov S. // Proc. 25th Internat. Electric Propulsion Confer. Cleveland, 1997. Paper IEPSC-1997-106.
18. Semenkin A., Tverdokhlebov S., Solodukhin A., Zakharenkov L. // Proc. Internat. Electric Propulsion Confer. Florence, 2007. Paper IEPSC-2007-128.
19. Морозов А.И. Исследование стационарного электромагнитного ускорения плазмы: Дис. ... д-ра физико-математич. наук. М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1965.
20. Морозов А.И. // ДАН. 1965. Т. 163. С. 1363.
21. Salz A., Meyerand R., Lary E. // Bull. American Phys. Soc. 1962. Ser. 11. V. 8. P. 441.
22. Seikel G., Reshotko E. // Bull. American Phys. Soc. 1962. Ser. 11. V. 7. P. 414.
23. Lary C., Meyerand R.G., Glastonbury Jr., Salz F. // USA patent # 3 155 858. Nov. 3, 1964.
24. Ким В.П. // ЖТФ. 2015. Т. 85. С. 45.
25. Janes G.S., Dotson J. // Proc. 5-th Sympos. eng. aspects magnetohydrodynamics. Massachusetts Inst. Techn., Camdridge, Mass. 1964. P. 235.
26. Janes G., Lowder R. // Phys. Fluids. 1966. V. 9. P.1115.
27. Арцимович Л.А., Андронов И.М., Есипчук Ю.В., Барсуков Н.А., Козубский К.Н., Левченко Ю.М., Михайличенко В.А., Морозов А.И., Петров Е.М., Романовский М.К., Рылов Ю.П., Снгарский Р.К., Тилинин Г.Н., Трифионов Ю.В., Трофимов А.В., Ход-

- ненко В.П., Шаров Ю.А., Щепкин Г.Я. // Космические исслед. 1974. Т. 12. С. 451.
28. Архипов А.С., Ким В.П., Сидоренко Е.К. Стационарные плазменные двигатели Морозова. М.: МАИ, 2012.
 29. Морозов А.И. Плазменные ускорители / Под ред. Л.А. Арцимовича. М.: Машиностроение, 1973. С. 85.
 30. Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Капулкин А.М., Невровский В.А., Смирнов В.А. // ЖТФ, 1973. Т.43. Вып. 5. С. 972.
 31. Ким В.П., Попов Г.А., Шилов Е.А., Козубский К.Н., Приданников С.Ю. // Космическая техника и технологии. 2023. № 4(43). С. 55.
 32. Dan L., Myers R.M., Lemmer K.M., Kolbeck J., Keidar M., Koizumi H., Liang H., Yu D., Schönherr T., del Amo J.G., Choe W., Albertoni R., Hoskins A., Yan Sh., Hart W., Hofer R.R., Funaki I., Lovitsov A., Polzin K., Olshanskii A., Duchemin O. IEPС-2017 // Proc. 35th Internat. Electric Propulsion Confer. Atlanta, 2017. Paper -242.
 33. Абраменков Г.В., Вертаков Н.М., Дронов П.А. Каплин М.А., Приданников С.Ю. // Космическая техника и технологии. 2023. № 4 (43). С. 36.
 34. Демьяненко В.Н., Зубков И.П., Лебедев С.В., Морозов А.И. Препринт ИАЭ. № 2934. М.: ИАЭ, 1967.
 35. Бугрова А.И., Версоцкий В.С., Харчевников В.К. // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 2238.
 36. Бишаев А.М., Ким В.П. // ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 1853.
 37. Бишаев А.М., Ким В.П. // Источники и ускорители плазмы. Харьков: ХАИ, 1981. № 5. С. 3.
 38. Ким В.П. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 406.
 39. Морозов А.И. // ПМТФ. 1968. № 3. С. 19.
 40. Егоров В.В., Ким В.П., Семенов А.А., Шкарбан И.И. Ионные инжекторы и плазменные ускорители / Ред. А.И. Морозов и Н.Н. Семашко. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 56.
 41. Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Тилинин Г.Н., Трофимов А., Шаров Ю.А., Щепкин Г.Я. // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 54.
 42. Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Капулкин А.М., Невровский В.А., Смирнов В.А. // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 972.
 43. Есипчук Ю.В., Тилинин Г.Н. // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 718.
 44. Тилинин Г.Н. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1684.
 45. Белан Н.В., Ким В.П., Оранский А.И., Тихонов В.Б. Стационарные плазменные двигатели. Харьков: ХАИ, 1989.
 46. Бугрова А.И., Ким В.П. Плазменные ускорители и ионные инжекторы / Ред. Н.П. Козлов и А.И. Морозов. М., 1984. С. 107.
 47. Kim V. // J. Propulsion Power. 1998. V. 14. P. 736.
 48. Приданников С.Ю. Исследование характеристик стационарных плазменных двигателей при длительной работе: Дис. ... канд. технич. наук. Калининград: Российский государственный университет, 2003.
 49. Mitrofanova O.A., Gnizdor R.Yu. // Proc. 33rd Internat. Electric Propulsion Confer. Washington, D.C., 2013. Paper IEPС-2013-51.
 50. Ким В.П., Гниздор Р.Ю., Ермошкин Ю.М., Меркурьев Д.В., Приданников С. Ю. // Поверхность. 2018. № 3. С. 18.
 51. Гаркуша В.И., Лесков Л.В., Ляпин Е.А. Плазменные ускорители и ионные инжекторы / Ред. А.И. Морозов, Н.Н. Семашко. М.: Наука, 1984. С. 129.
 52. Ляпин Е.А., Семенкин А.В. Ионные инжекторы и плазменные ускорители / Ред. А.И. Морозов, Н.Н. Семашко. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 20.
 53. Семенкин А.В. // Космонавтика и ракетостроение. М.: ЦНИИМАШ, 2004. Вып. 1(34). С. 5.
 54. Mikellides I.G., Katz I, Hofer R.R, Goebel D.M., de Grys K., Mathers A. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 033501.
 55. Hofer R., Kamhawi H., Herman D., Polk J., Snyder J, Mikellides I., Huang W., Myers J., Yim J., Williams G., Ortega A., Jorns B., Sekerak M., Griffiths Ch., Shastry R., Haag Th., Verhey T., Gilliam B., Katz I., Goebel D, Anderson J., Gilland J, Clayman L. // Proc. 30th Internat. Symp. Space Technology and Science and 34th Internat. Electric Propulsion Confer. and 6th Nano-satellite Symp. Kobe, 2015. Paper IEPС-2015-186 /ISTС-2015-b-186.
 56. Conversano R.W., Goebel D.M., Hofer R.R., Mikellides I.G., Katz I., Wirz R.E. // Proc. 30th Internat. Symp. Space Technology and Science and 34th Internat. Electric Propulsion Confer. and 6th Nano-satellite Symp. Kobe, 2015. Paper IEPС-2015-100/ISTС-2015-b-100.
 57. Ким В.П., Архипов А.С., А. М. Бишаев А. М., Меркурьев Д. В., Сидоренко Е. К. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 937.
 58. Lobbia R.B., Ortega A.L., Reilly S., Conversano R.W., Mikellides I.G. // Proc. 36th Internat. Electric Propulsion Confer. Vienna, 2019. Paper IEPС-2019-298.
 59. Морозов А.И. Плазменные ускорители / Ред. Л.А. Арцимович. М.: Машиностроение, 1973. С. 85.
 60. Janhunen S., Smolyakov A., Chapurin O., D. Sydorrenko D., Kaganovich I., Raitses Ye. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 011608.
 61. Voeuf P. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 072113. Doi: 10.1063/1.510216.
 62. Taccogna F, Garrigues L. // Revs. Modern Plasma Phys. 2019. V. 3. P. 12. Doi: 10.1007/s41614-019-0033-113.
 63. Chernyshev T., Krivoruchko D. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 015001. Doi: 10.1088/1361-6595/ac4179.
 64. Ким В.П., Гниздор Р.Ю., Грдличко Д.П., Меркурьев Д.В., Митрофанова О.А., Смирнов П.Г., Шилов Е.А., Захарченко В.С. // Поверхность. 2018. № 12. С. 101.

65. *Shashkov A.S., Lovtsov A.S.* // Proc. 36th Internat. Electric Propulsion Confer., Vienna, 2019. Paper IEPC-2019-392.
66. *Goebel D.N.* Hall thruster with magnetic discharge chamber and conductive coatings. US patent No. 10,082,133 B2 dated Sep.25, 2018.
67. *Sekerak M.J., Hofer R., Polk J.E, Jorns B.A, I.G. Mikelides I.G.* // Proc. 30th Internat. Symp. Space Technology and Science 34th Internat. Electric Propulsion Confer. and 6th Nano-satellite Symp. Hyogo-Kobe, Japan, 2015. Paper IEPC-2015-155/ ISTS 2015-b-155.

PHYSICAL PRINCIPLES AND MAIN RESEARCH RESULTS DETERMINING THE DEVELOPMENT OF THRUSTERS WITH CLOSED ELECTRON DRIFT

V. P. Kim^{a,*}, A. V. Semenkin^b, and E. A. Shilov^a

^a*Research Institute of Applied Mechanics and Electrodynamics,
Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 125993, Russia*

^b*Keldysh Research Center, Roscosmos, Moscow, 125438, Russia*

**e-mail: riame4@mai.ru*

The paper presents the results of many years of research carried out in various organizations of the USSR and Russia in the process of developing thrusters with anode layer (TALs) and stationary plasmathrusters (SPTs). They are known under the general name “thrusters with closed electron drift” (TCEDs), since they are developed on the basis of plasma ion accelerators with closed electron drift (ACEDs). TCEDs have come a long way in development. As a result, the SPT has become one of the most widely used electric rocket thrusters (ERTs) and continues to develop. The TAL development has also reached a fairly high level and is close to practical use. Therefore, here we consider the main physical principles and research results that determined the progress in the SPT and TAL development with the aim of their analysis and generalization, as well as assessment of their applicability for further development such thrusters. A brief overview of the main stages of the SPT and TAL development and the results achieved at these stages are given. It is shown that the main problem of their further development is to ensure both high thrust efficiency and a long service life. It is also shown that the main factor limiting the service life of TALs and SPTs is the ingress of accelerated ions onto their structure elements; therefore, in order to control the ion motion, it is first of all necessary to understand the patterns of electric field formation in TCED discharges. New properties of TCED discharges and the peculiarities of electric field formation are revealed and their known properties are clarified, which determine the thickness and position of the acceleration zone with the main potential drop in the discharge and the flows of accelerated ions onto the thruster structure elements. The methods of controlling the thickness and position of the acceleration zone in an TCED by varying the magnetic field characteristics, successfully tested at the second stage of the SPT and TAL development, are considered and analyzed. It is shown that these methods make it possible to effectively control the operation of an TCED and its characteristics, and physical conditions ensuring the efficiency of their application are determined. Physical conditions for the implementation and justification of the feasibility of completely removing the acceleration zone from the thruster as the main direction of modern TCED development are determined, taking into account the analysis of the properties of the discharge and the peculiarities of electric field formation in an TCED. The main conclusions on the issues considered are given.

Keywords: thrusters with closed electron closed drift, thrusters with anode layer, stationary plasma thruster, properties of electric discharge, control of working processes

УДК 533.9

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ТОНКИХ ПРОВОДНИКОВ (СМЕНА ПАРАДИГМЫ)

© 2024 г. В. М. Романова^а, *, И. Н. Тиликин^а, А. Е. Тер-Оганесьян^а,
А. Р. Мингалеев^а, Т. А. Шелковенко^а, С. А. Пикуз^а

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

*e-mail: vmr@inbox.ru

Поступила в редакцию 25.04.2024 г.

После доработки 02.07.2024 г.

Принята к публикации 15.07.2024 г.

За многие десятилетия изучения электрического взрыва тонких проволочек (ЭВП) в сознании исследователей сложились и прочно закрепились определенные представления об этом процессе. Несмотря на недоказанность некоторых устоявшихся утверждений и даже при их противоречии результатам современных экспериментов, они по-прежнему широко используются для описания и интерпретации новых данных. Прежде всего, это относится к представлению об ЭВП как о быстром испарении металла в результате диссипации в нем джоулевой энергии. Другим принципиальным предположением, используемым при анализе экспериментальных результатов и проведении модельных расчетов, является однородность распределения вещества по сечению проволочного остова в процессе взрыва. До сих пор остается невыясненной природа и механизм образования страт — наблюдаемой во многих экспериментах периодичности на изображениях ЭВП. Использование традиционных представлений об ЭВП, даже при высоком уровне ряда конкретных исследований, не позволяет правильно интерпретировать полученные результаты и в целом не способствует прогрессу в понимании сложной физики взрыва проволочки. Поэтому традиционные концепции ЭВП давно требуют пересмотра. В настоящей работе суммированы результаты современных исследований в данной области и рассмотрено их отношение к предыдущим работам. Предложены новые подходы к исследованиям динамики ЭВП и пониманию процессов преобразования энергии в веществе при его быстром нагреве электрическим током.

Ключевые слова: электрический взрыв проводников, структура керн–корона, конденсированное вещество, фазовые переходы, рентгенография, лазерное зондирование

DOI: 10.31857/S0367292124090048, EDN: DVJHVV

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощный разряд тока через тонкий проводник способен приводить к экстремальной концентрации энергии в малом объеме вещества и его взрывному разрушению. Электрический взрыв проволочки сопровождается широким спектром явлений, относящихся к самым разным областям науки — физика твердого тела, гидродинамика, равновесная и неравновесная термодинамика, электромагнетизм, физика газового разряда, физика идеальной и неидеальной плазмы, электрофизика, оптическое и рентгеновское излучение. Сложность процессов при ЭВП является причи-

ной того, что современное знание об этом предмете все еще неполное. За десятилетия исследований накоплен большой объем экспериментальных фактов, однако адекватная теория ЭВП так и не построена, а наиболее очевидные достижения относятся по преимуществу к различного рода прикладным областям. Как отмечалось еще в 1968 г., “одна из нынешних трудностей, связанных с этим предметом, проистекает из того факта, что как теоретики, так и экспериментаторы могут работать над столь разными проблемами, что общая точка зрения и полезные обобщения оказываются трудно достижимыми” [1], и в этом смысле с тех пор не так уж много изменилось. Более того,

приходится с сожалением констатировать некоторую даже деградацию общего осмысления – при многократно возросшем уровне технических возможностей эксперимента и мощности компьютерных расчетов. Исследования, как правило, направлены на решение локальных задач. При этом в новейших работах по ЭВП часто игнорируются факты, описанные еще в середине прошлого века. Например, трубчатая структура зерна была сфотографирована и описана еще в 1959 г. [2]. Возможно, новым исследователям эти факты просто неизвестны. Но даже когда они переоткрываются заново [3], подход к материалу редко меняется: раз какие-то данные не вписываются в “действующую парадигму”, их проще игнорировать. Словом, настоятельно требуется переосмыслить достижения, проблемы и новые вызовы в области ЭВП и шире – физики экстремальных состояний вещества. Данная статья является попыткой обобщить экспериментальную картину ЭВП на современном этапе, опираясь на материалы, полученные, в основном, экспериментальной группой отдела физики высоких плотностей энергии ФИАН. Авторы многие годы занимаются исследованиями взрыва проволок и фольг на установках принципиально разного класса, с широким охватом выходных параметров и сред, в которых получены новые экспериментальные результаты, которые не укладываются в рамки имеющихся концепций. Одновременное использование нескольких диагностик позволило получить новое видение процессов ЭВП и определить на его основе направления будущих исследований. Все иллюстрации, приведенные в тексте, представляют результаты, полученные авторами.

2. УТОЧНЕНИЕ КЛАССИФИКАЦИИ ЭВП

Исторически и до настоящего времени все электровзрывы принято разделять на три группы (категории) – в зависимости, в конечном итоге, от скорости вложения энергии в нагрузку W : медленные, быстрые и сверхбыстрые (последние называют также взрывной абляцией) [1, 4–6]. Физика основных процессов в каждой из категорий существенно разная, и протекают они с разными характерными временами. Классические медленные взрывы (этот вид ЭВП был изучен самым первым) приводят к распаду проволоки на макроскопические фрагменты (капли) размером масштаба сотен микронов. За время нагрева – порядка нескольких миллисекунд – в ней успе-

вают развиваться МГД-неустойчивости с модами 0 и 1, приводящие к возникновению так называемых “ондулоидов”, “сегментов”, а также к изгибам – и, в конечном счете, к разрушению проводника. *Быстрые взрывы* (микро- и наносекунды) протекают адиабатически с энергией, достаточной для испарения проволоки или близкой к этому. Скорость вложения энергии достаточно велика, чтобы до разрушения в проводнике не успело развиваться никаких макроскопических неустойчивостей, и процесс расширения сохраняет цилиндрическую симметрию, без изгибов и пережатий. В *сверхбыстрых взрывах* омический нагрев ограничен скин-слоем; внешние слои проводника испаряются по мере диффузии тока в более холодную внутреннюю область. Для того чтобы обеспечить доминирование скин-эффекта, требуются очень быстрые устройства, и этот тип “взрыва” до сих пор остается по большей части виртуальным – его исследуют в основном теоретически или с помощью компьютерного моделирования.

В настоящее время понятие “взрыв проволоки” – при сколько-нибудь значимой величине энерговыклада – означает уже не просто нагрев нагрузки с ее последующим разрушением. Как было экспериментально установлено в 50-е гг. XX в. [7, 8], при плотностях тока, превышающих 5×10^6 А/см², в определенный момент происходит резкая (взрывная) потеря веществом металлической проводимости. Природа скачка удельного сопротивления под действием мощного импульса тока до сих пор остается предметом дискуссий, но очевидно, что именно с этим феноменом связано начало резкого расширения проводника, световая вспышка, ударная волна и прочие атрибуты “взрыва”. Отталкиваясь именно от такой его трактовки, традиционную классификацию ЭВП следует несколько модернизировать. 1-ю группу – макроскопическое разрушение проводника в “режиме плавкого предохранителя” [9], или, по-другому, псевдовзрывы, можно вообще исключить из рассмотрения. Сверхбыстрые взрывы также не совсем “взрывы”, поскольку в этом случае проводимость внутреннего зерна сохраняется все то время, пока оболочка испаряется слой за слоем. Наибольший интерес представляет широкий класс “настоящих взрывов” (0.1 кДж/г·нс $< W < 100$ кДж/г·нс) – как из-за необычного богатства физики фазовых переходов, сопровождающих взрывную трансформацию вещества, так и по причине многочис-

ленных практических применений этой категории ЭВП. В соответствии с характерным временем вложения энергии такие взрывы естественно подразделять на микросекундные (медленные) и наносекундные (быстрые). Опыт показывает, что физика взрыва (возникающие в процессе взрыва явления) в обоих случаях практически одна и та же — при том что шкала времени отличается на несколько порядков.

Имеет смысл также особо выделить такую важную группу быстрых взрывов, как сильноточные, производимые с использованием генераторов на формирующих линиях, с токами через нагрузку порядка и более 100 кА. Во времена Чейса и Беннета, авторов первых классификаций ЭВП, сильноточные установки только начали появляться, а главное, они не использовались для взрыва проводников и поэтому не могли быть тогда рассмотрены. Впоследствии техника сильноточных ЭВП получила мощное развитие, а сами они приобрели важное прикладное значение. Однако в силу традиции подобный тип взрыва не принято выделять в отдельную категорию классификации, при том что вся феноменология здесь существенно другая: стадия собственно взрыва проходит настолько быстро, что ее трудно изучать, зато доминируют поствзрывные, в основном плазменные эффекты — МГД-сжатие плазменного шнура (пинчевание), генерация УФ- и рентгеновского излучения, а также генерация электронных пучков.

Предлагаемые поправки позволяют более четко разделять группы явлений, характерные для различных категорий взрывов, имеющих общую природу. Например, превращение проволоочки в плазменный шнур возможно лишь в сильноточных взрывах, и поэтому совершенно бессмысленно рассматривать подобный сценарий при обычных параметрах “конденсаторного” разряда.

3. БАЗОВЫЕ КОНЦЕПЦИИ ВЗРЫВА ТОНКОЙ ПРОВОЛОЧКИ

Исторически были выдвинуты и закрепились две разные концепции ЭВП. Так называемая “лебедевская концепция” [10, 11] исходит из гипотезы Френкеля, что в нагреваемом жидком металле, имеющем возможность расширяться, образуются микропустоты, или поверхности разрыва металлических связей. Происходит это, как логично предположить, прежде всего на границах доменных зерен металла, где энерговыделение более высокое. Далее процесс дробления разрастается,

и в конечном итоге металл рассыпается на облако непроводящих частиц (золь) размером порядка длины пробега электронов в металле (10 нм). Концепция в целом логичная и никем не опровергнутая, однако так и не получившая никакого теоретического развития.

Гораздо более популярной стала другая гипотеза, согласно которой причиной резкого роста сопротивления проволоочки является полное испарение металла [12]. Позднее на этой основе Беннет разработал свою модель нестационарной цилиндрической волны испарения [13, 14]. Фронт разгрузки (испарения) двигается с поверхности к оси проводника с локальной скоростью звука, зависящей от свойств металла; при достижении оси проволоочка полностью превращается в непроводящий пар. Недостатки (или, скорее, неполнота) своей модели сам ее автор отчетливо осознавал и оговорил при публикации — ему уже были известны эксперименты по наблюдению страт и рассеянию света в металлическом паре. Однако последующим поколениям физиков подобная рефлексия оказалась совершенно не свойственна: в подавляющем большинстве статей по ЭВП схема процесса воспроизводится в простейшем, буквально “школьном” варианте: плавление—испарение—ионизация.

Важным дополнением к “беннетовской” модели стали данные о раннем шунтировании проволоочки [15]. Пробой вдоль поверхности приводит к прерыванию энерговыклада, поскольку ток тут же уходит из плохо проводящего вещества в окружающий его цилиндрический плазменный канал; напряжение резко падает, знаменуя так называемый коллапс напряжения (рис. 1).

Обнаружение и описание в конце 1990-х гг. стабильной структуры (непроводящий) керн—(плазменная) корона [16–18] завершило формирование общепринятой парадигмы ЭВП. Центральное положение которой можно сформулировать следующим образом: состояние вещества продуктов взрыва полностью определяется тем, на какой из стадий перехода “твердый металл—жидкость—пар—плазма” прекратился омический нагрев, т. е., в конечном счете, величиной энерговыклада к моменту пробоя. Если он превышает энергию испарения (или, тем более, энергию атомизации), проволоочка просто “обязана” полностью испариться. Трансформацию вещества, происходящую в ходе ЭВП, подобное утверждение описывает чересчур грубо и неполно — даже в ка-

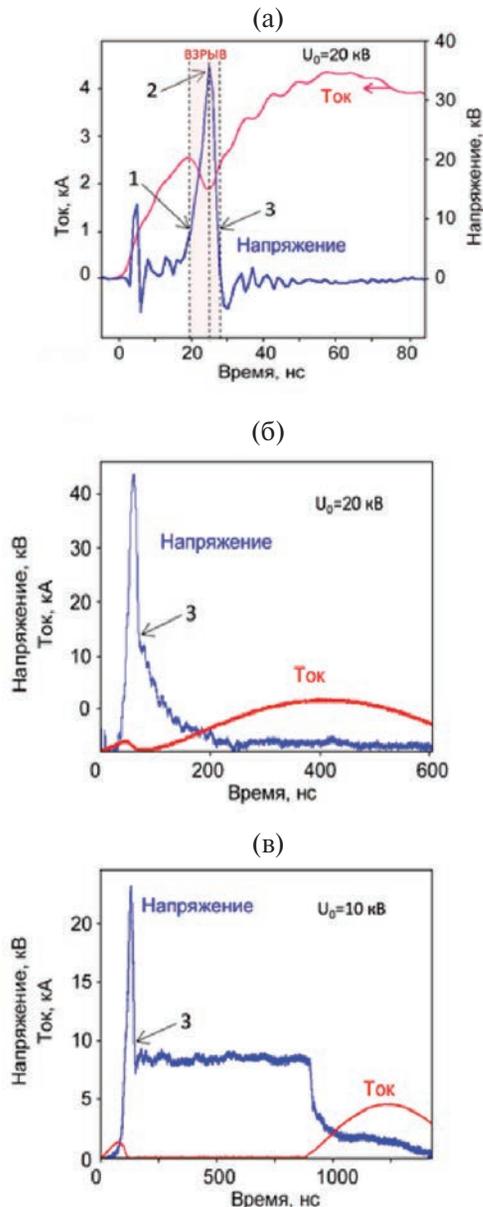


Рис. 1. а) Характерные осциллограммы тока и напряжения при электровзрыве в вакууме. Проволочка из золота (Au), диаметр 25 мкм. 1 – начало собственно взрыва: спад тока и резкое возрастание сопротивления, 2 – максимум перенапряжения, 3 – коллапс напряжения, конец энерговыклада и резистивной стадии взрыва. Далее разрядный ток переносится плазменной короной, и контур работает в режиме закоротки; б) ток и напряжение при ЭВП в воздухе в режиме с пробоем. Материал проволочки медь (Cu), диаметр 25 мкм; в) ток и напряжение при ЭВП в воздухе в режиме с паузой тока. Материал проволочки медь (Cu), диаметр 25 мкм. Прерывание (пауза) тока возникает при низком зарядном напряжении, если в момент коллапса запасенной в конденсаторе энергии (напряжения) не хватает для пробоя разрядного промежутка. По мере расширения продуктов взрыва их плотность снижается, происходит вторичный пробой и ток в цепи возобновляется.

честве рабочей схемы. С самого начала было известно, что помимо испарения и ионизации в ходе ЭВП могут происходить также другие процессы и возникает вещество в конденсированном состоянии. Так, в давней работе Чейса описывается формирование дисперсной коллоидной структуры при взрыве медной проволочки [19]. Автор полагал, что именно это служит причиной резкого роста сопротивления у жидкого металла.

В растянутой расширяющейся жидкости при превышении предела прочности может также развиться процесс кавитации, в результате чего вещество становится двухфазной термодинамической системой, в которой сосуществуют жидкость и пар [13].

Если жидкий металл сильно перегреть – вплоть до достижения линии спинодали на фазовой диаграмме, вещество попадает в область лабильных состояний, существование метастабильной жидкости становится невозможным, и она распадается на капли и пар. Подобный сценарий был назван фазовым взрывом [20]. Позднее он был существенно доработан, – в модернизированной теории фазового взрыва процесс нуклеации метастабильной жидкости индуцируется сдвигом фазового равновесия в возрастающем магнитном поле тока [21–23]. Это позволяет объяснить одномоментное взрывное образование непроводящей смеси капель в паре, т. е. собственно взрыв проводника, в том числе при энерговыкладах, недостаточных для нагрева вещества до критической температуры. Тогда как в большинстве других моделей электровзрыв при умеренных значениях вложенной энергии не находит убедительного объяснения.

Представления о каплях в паре и пенном керне, а также термины *фазовый взрыв* и *кавитация* получили “прописку” в литературе по ЭВП, однако основная концепция (взрыв в результате испарения) остается приоритетной. К упоминаниям о конденсированной фазе в основном прибегают только если энерговыклад был настолько низким, что говорить о “полном испарении” не приходится.

4. КЕРН И ЕГО ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ

Итак, центральный вопрос быстрых ЭВП – каково фазовое состояние проволочки, или, точнее, проволочного керна, образовавшегося в процессе взрыва. Прежде всего следует уточнить само понятие “кern” – что он собой представляет?

Первоначально англоязычный термин “core” означал нечто вроде “остов проволоочки, постепенно исчезающий в процессе испарения”, что очевидно не предполагало его стабильности и какой-либо особой роли в сценарии взрыва. Современное понятие о керне как о долгоживущем образовании с определенной, хорошо различимой границей, а также как о субъекте устойчивой оп-позиции керн–корона появилось в результате радиографических исследований сильноточных взрывов проволоочек [18] и проволоочных сборок [24]. Вопреки ожиданиям, оказалось, что вещество проволоочки полностью не испаряется и не становится плазмой в течение долгого времени. Даже после того как большая часть первоначальной массы нагрузки переходит в плазменную корону, оставшийся керн, лишь кратно расширенный, все еще сохраняет свои первоначальные форму и положение (рис. 2а). Точно такая же структура – непрозрачный керн, окруженный плазменной оболочкой, возникает и при взрывах проволоочек на маленьких генераторах. В этом случае плотность короны намного ниже, поэтому зарегистрировать ее удастся в основном в УФ-диапазоне (рис. 2б).

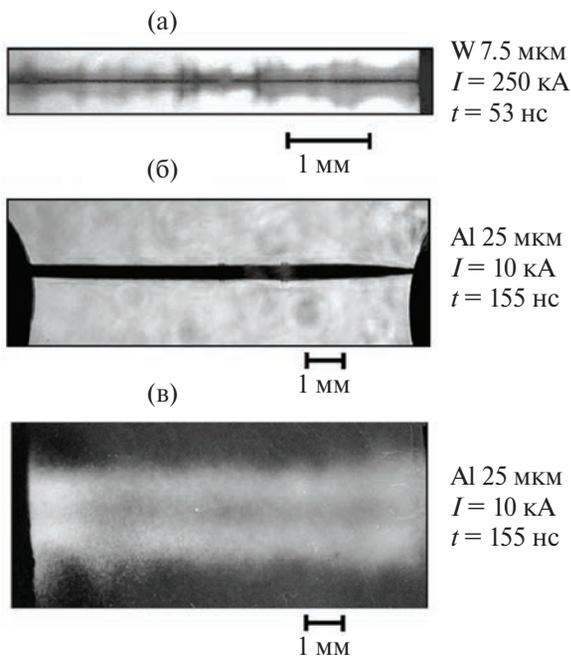


Рис. 2. Структура керн–корона при ЭВП в вакууме. а) Рентгеновское ($2.5 < \lambda < 5 \text{ \AA}$) теневое изображение взрыва вольфрамовой проволоочки; б) лазерное ($\lambda = 5324 \text{ \AA}$) теневое изображение керна при взрыве алюминиевой проволоочки; в) плазменная корона на УФ-изображении ($\epsilon > 10 \text{ эВ}$), полученном в одном выстреле с (б).

Аналогичные результаты получены во множестве экспериментов по наносекундным взрывам одиночных проволоочек и многопроволочных сборок в вакууме в широком диапазоне токов и размеров проводников [25–31]. В настоящее время существование долгоживущих кернов в окружении корональной плазмы меньшей плотности можно считать надежно установленным экспериментальным результатом.

Концепция “керн–корона” естественным образом распространяется и на ЭВП в воздухе, а также других плотных средах. Здесь в качестве “плазменной короны” выступает токовый слой шунтирующего разряда, окружающий керн. Малоплотным, в смысле вакуумной короны, он, конечно, не является, поскольку весь разрядный ток (обычно спирально закрученный) в этом случае сосредоточен в узкой области вокруг керна, ограниченной снаружи фронтом цилиндрической ударной волны, которая распространяется в среде от поверхности проволоочки наружу со скоростью порядка единиц мкм/нс. Наиболее существенное отличие от ЭВП в вакууме состоит также в том, что внешняя граница керна здесь не столь четкая и может образовывать нечто вроде “шубы” или “бахромы” [32].

Понятие о структуре “керн–корона”, как правило, дополняется представлением о керне, состоящем из плотного металлического газа – испаренного вещества проволоочки. Оно восходит к беннетовской концепции взрыва и представляет собой ни на чем не основанное допущение, которое надо доказывать. То, что корональная плазма, распространившаяся по большому объему, является относительно малоплотной (ее плотность не превышает 10^{18} см^{-3}), не вызывает сомнений, тогда как про состояние и плотность вещества керна сложно утверждать что-либо столь же определенное. На фоне окружающей, практически прозрачной короны его, действительно, интуитивно хочется назвать “плотным”, что отражается также в привычном термине “dense core”, однако рентгенографические изображения, на которых керн часто выглядит пенообразным, далеко не всегда это подтверждают (рис. 3а).

Вообще, в зависимости от материала нагрузки строение керна может выглядеть существенно по-разному. В низкоточных ЭВП у металлов вольфрамовой группы (тугоплавкие и резистивные материалы), как правило, образуются “дырявые” керны (рис. 4а), тогда как у металлов медной

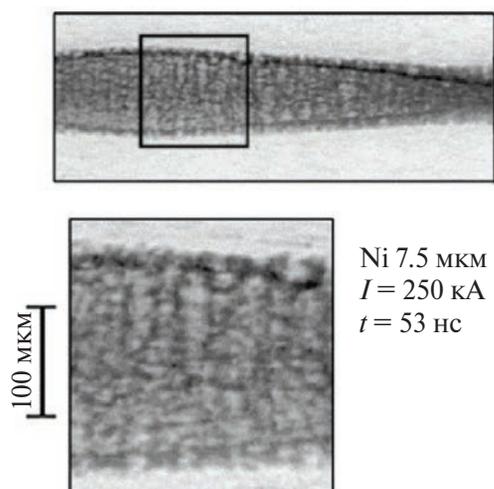


Рис. 3. Рентгеновское ($2.5 < \lambda < 5 \text{ \AA}$) теньевое изображение взрыва никелевой проволоки на сильноточном генераторе в вакууме.

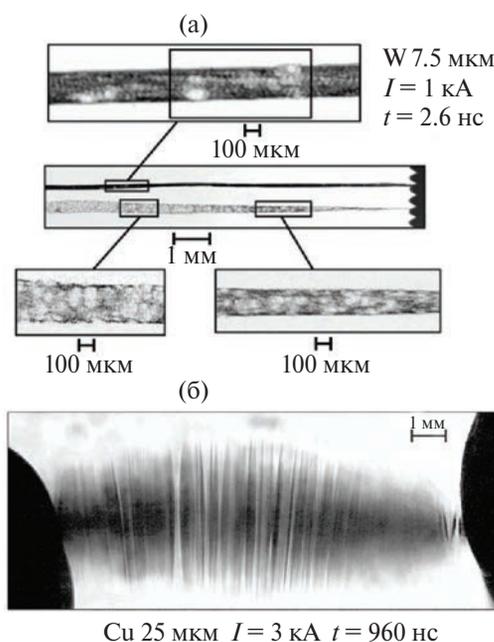


Рис. 4. Структуры ядер при низкоточных ЭВП в вакууме на поздней стадии разряда. а) Рентгеновское ($2.5 < \lambda < 5 \text{ \AA}$) теньевое изображение взрыва вольфрамовой проволоки и б) лазерное ($\lambda = 5324 \text{ \AA}$) теньевое изображение взрыва медной проволоки.

группы (легкоплавкие и хорошо проводящие) они очень часто стратифицированы – в том числе при энерговыкладах, достаточных для полного испарения вещества (рис. 4б). Характерная форма страт с заострениями на концах и резкими очертаниями границ показывает, что их природа, очевидно, не паровая. Тем более что это довольно стабильные образования, и отдельные страты, незначительно расширяясь в диаметре, способны очень долго

(по масштабам времени полного разряда) “висеть” в уже опустошенном разрядном промежутке, не теряя при этом резкости своих границ.

Важно осознавать, что кажущаяся однородность структуры ядра на рентгеновских (а тем более на лазерных) изображениях сама по себе еще не является доказательством его нахождения в состоянии пара. Это было продемонстрировано, например, в работе [33] в эксперименте по взрыву двух параллельных золотых проволок. Парообразные ядра на радиографическом изображении проходят друг сквозь друга без взаимодействия, что свидетельствует о наличии в продуктах взрыва большой доли капель,двигающихся по баллистическим траекториям (если бы столкнулись паровые оболочки, в месте их встречи образовалась бы резкая граница). Тем не менее интуитивное представление о “газовом” ядре, составленное на основе якобы очевидных опытных данных, очень популярно среди экспериментаторов. Оно годами формировалось в том числе огромным количеством теньевых изображений взрыва проволоки (чаще всего относящихся к ЭВП в воздухе), которые многими экспериментаторами обычно трактуются именно в таком духе. В качестве “доказательства” при этом выступает большая величина измеренного энерговыклада, но не анализ самих изображений.

Следует иметь в виду, что теньевые изображения, полученные с помощью лазерного зондирования, принципиально отличаются от радиографических. Ослабление рентгеновского излучения, за счет которого формируется теньевая проекция объекта исследования в радиографии, определяется исключительно плотностью просвечиваемого вещества (интегрально по лучу зрения), причем независимо от его агрегатного состояния. Интерпретация лазерных тенеграмм гораздо сложнее, поскольку зона непрозрачности здесь может иметь самую разную природу. Различие этих двух диагностик демонстрирует, например, рис. 5, где приведены результаты лазерного зондирования (интерферограмма и тенеграмма), а также радиографическое изображение взрыва 4-х медных проволок в диоде сильноточного генератора. Наложение друг на друга в одном масштабе одного из участков теньевых изображений проволоки (рис. 5в) показывает, что видимый диаметр ядра на лазерной фотографии значительно больше, чем на радиографическом изображении – ~ 1000 и 200 мкм соответственно. Пространственное

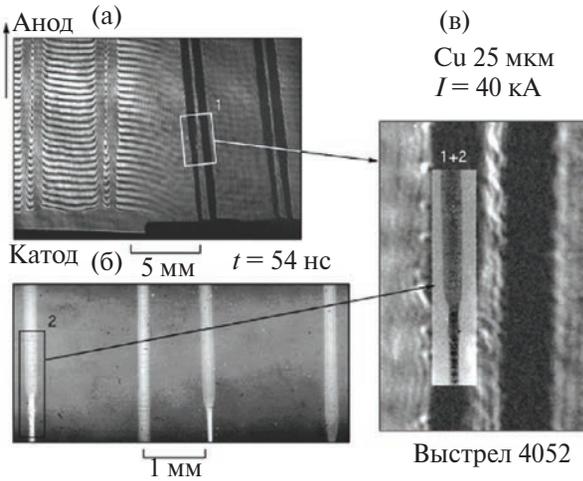


Рис. 5. а) Лазерные ($\lambda = 5324 \text{ \AA}$) интерферометрическое и теневое и (б) радиографическое ($2.5 < \lambda < 5 \text{ \AA}$) изображения взрыва 4 медных проволочек; в) наложение одного и того же участка изображений ((а) и (б) – 1 и 2, соответственно).

разрешение лазерной диагностики (10–20 мкм) позволяет “увидеть” объект размером $\sim 200 \text{ мкм}$, а резкие границы “радиографического” ядра исключают в качестве причины такого отличия простой спад плотности в расширяющемся веществе. Рентгеновское зондирование, очевидно, дает более правдоподобную оценку размеров ядра.

Однако при ЭВП в воздухе нельзя воспользоваться радиографией, поэтому изображения ядер чаще всего получают именно с помощью лазерного зондирования – как правило, на достаточно поздней стадии разряда, когда продукты взрыва уже сильно расширены (рис. 6). Как следует интерпретировать такие изображения? Тонкие внешние линии на фотографии могут быть только результатом рефракции света на границах плотности, в данном случае на фронте ударной волны и на границе токового слоя. Сложнее понять, как формируется изображение непрозрачного ядра. Если бы, как это часто полагают просто по умолчанию, темная область на месте взорванной проволочки была по преимуществу паром, при расширении в 140 раз по отношению к начальному диаметру его средняя плотность составила бы всего $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что почти на порядок меньше плотности окружающего воздуха. То есть мы не увидели бы никакой тени на месте “парового” ядра, для лазера он был бы совершенно прозрачным. Находиться в жидком состоянии ядро тоже не может, поскольку жидкость не способна так сильно расширяться. Тем не менее, его хорошо видно на теневой фотографии. Наиболее

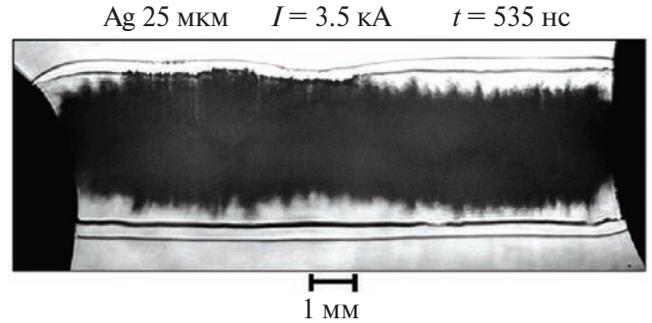


Рис. 6. Лазерное ($\lambda = 5324 \text{ \AA}$) теневое изображение взрыва серебряной проволочки в воздухе.

подробно возможные механизмы ослабления зондирующего лазерного излучения рассмотрены в работе [34]. Было показано, что среди реальных факторов, отвечающих за формирование изображения, наиболее существенным является эффект рассеяния света при его прохождении через среду, содержащую конгломерат малых (размером менее 1 микрона) частичек вещества. При определенной концентрации капель ослабление прошедшего сквозь них видимого света становится весьма значительным даже в случае сильного расширения материала проволочки. Эффективность же прочих причин (рефракция на границах объекта, отражение и поглощение свободными электронами, молекулярное рассеяние на флуктуациях пара и т.д.) оказывается ничтожной, начиная примерно с десятикратного расширения микронной проволочки. Отсюда следует вывод, что формирование теневых изображений происходит именно в результате рассеяния света при прохождении им капельно-паровой взвеси, содержащей частички конденсированного вещества субмикронного размера.

Сечение рассеяния σ_0 света длиной волны λ на сферической капле диаметром $a \leq \lambda$ описывается формулой

$$\sigma_0 = \frac{4}{3} (2\pi)^5 \frac{5a^6}{\lambda^4}$$

и содержит сильную обратную (рэлеевскую) зависимость от длины волны излучения. Следовательно, доля прошедшего без рассеяния света должна резко возрастать при переходе к большим длинам волн. Действительно, эффект “просветления” был подтвержден экспериментами по взрыву в вакууме и в воздухе проволочек из золота и молибдена при использовании одновременной регистрации изображений разрядного промежутка на основной и второй гармониках излучения лазера на кристалле Nd:YAG [35, 36] (рис. 7).

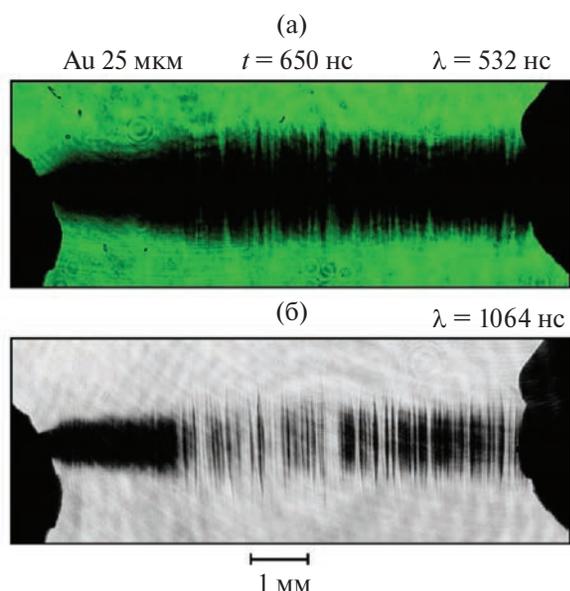


Рис. 7. Лазерное теневое изображение взрыва золотой проволоочки в вакууме в излучении с длинами волн $\lambda = 532$ нм (а) и $\lambda = 1064$ нм (б).

Мелкодисперсная среда способна оказывать существенное влияние и на интерферометрическую картину. Многократное рассеяние лазерного пучка при прохождении через вещество, содержащее капли субмикронного размера, приводит к частичной или даже к полной потере когерентности излучения. Контрастность интерферометрических полос может снизиться вплоть до их исчезновения при просвечивании керны в видимом диапазоне, но оставаться высокой в инфракрасном, где рассеяние не играет столь значительной роли (рис. 8).

Отметим, что изображения, на которых виден точно такой же “эффект просветления”, ранее публиковались в статьях [37, 38], где описаны эксперименты с применением двухдлинновой интерферометрии продуктов взрыва. Одновременно в них делались утверждения о полном испарении проволоочки, поскольку энерговыход превышал энергию атомизации. Очевидная разница в уровне пропускания излучения с разными длинами волн никак не комментировалась — при том, что тотальность испарения проводника была принципиальным моментом для результирующих выводов. Однако сопоставление изображений, полученных на разных длинах волн, указывает на несомненное присутствие заметной доли микрочастиц в продуктах взрыва. Что противоречит полному испарению и ставит

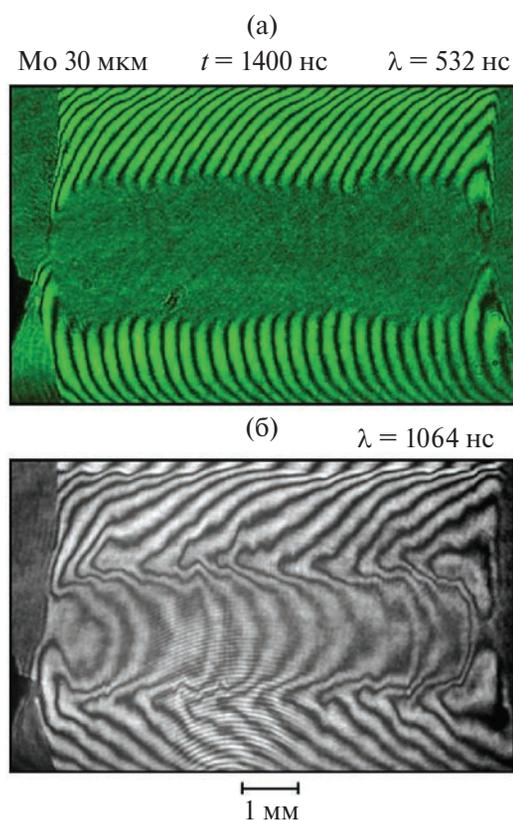


Рис. 8. Интерферометрическое изображение взрыва молибденовой проволоочки в воздухе в излучении с длинами волн $\lambda = 532$ нм (а) и $\lambda = 1064$ нм (б).

под сомнение достоверность заявленных результатов.

В качестве еще одного примера того, как привычная система взглядов не позволила авторам развить новые идеи, оттолкнувшись от полученных новых данных, можно привести работу [39]. В ней описан интересный результат по наблюдению рассеяния самосвечения на микрочастицах (каплях) в продуктах взрыва 20-мкм вольфрамового проводника — еще одно экспериментальное подтверждение образования конденсированной фазы в продуктах взрыва проволоочки. Построена теоретическая модель процесса, сделан расчет, показавший хорошее согласие с экспериментом. Однако, оставаясь в рамках традиционной концепции взрыва, авторы не сделали следующего шага: в качестве выводов ко всей работе воспроизводится обычная схема “плавление—испарение—ионизация”, в которую существование конденсированной фазы в виде большого облака микрочастиц диаметром около 0.3 мкм встроено чисто формально, как вариант развития процесса при недостаточном энерговыкладе.

5. НЕОДНОРОДНОСТЬ СТРУКТУРЫ КЕРНА

Зондирование ЭВП в ИК диапазоне иногда позволяет гораздо лучше разглядеть внутреннюю структуру керна. Например, в серии выполненных в ФИАН экспериментов по взрыву тонких проволочек в воздухе на изображениях в традиционном “зеленом” свете эта структура часто оказывалась полностью скрытой рассеивающим облаком микрочастиц (рис. 9а, б), тогда как на изображениях в инфракрасном диапазоне хорошо видно, что плотность вещества внутри цилиндрического керна гораздо меньше, чем в его поверхностном слое (в, г), т. е. керна фактически представляет собой полую трубку. Это совершенно не вписывается в изложенную выше традиционную концепцию взрыва проволочки, согласно которой на стадии расширения продукты взрыва представляют собой пар, газо-плазменную смесь или смесь микрокапель и пара [39], что естественным образом подразумевает равномерное распределение вещества по сечению (подобное допущение, ко всему прочему, удобно для количественных оценок и МГД-расчетов). Однако представлению о подобной “однородности” противоречат результаты экспериментов.

Многочисленные экспериментальные (прежде всего радиографические) свидетельства трубчатого строения кернов при ЭВП приведены в статье [3], специально посвященной этой проблеме. Признаком “трубки” на изображениях является, в частности, характерный профиль рентгеновских денситограмм, указывающий на объекты с плотной стенкой и относительно малоплотной центральной частью (рис. 10). Непрозрачная оболочка, скорее всего, жидкая, а вещество внутри трубки, как сначала представлялось, должно находиться в состоянии пенообразной жидко-паровой смеси. Учитывая новые данные по рассеянию, можно предположить, что оно может содержать также некоторое количество частиц субмикронного размера, что находится за пределами пространственного разрешения радиографии, которое составляет порядка микрона.

Отметим, что общепринятое представление о стратах – феномене, часто возникающем в рядах ЭВП, – как о чередующихся слоях повышенной и пониженной плотности, то есть как о чем-то похожем на “диски”, становится сомнительным, если иметь в виду подобную структуру керна. Его “пустотелость” плохо сочетается с системой поперечных “слоев” плотного вещества,

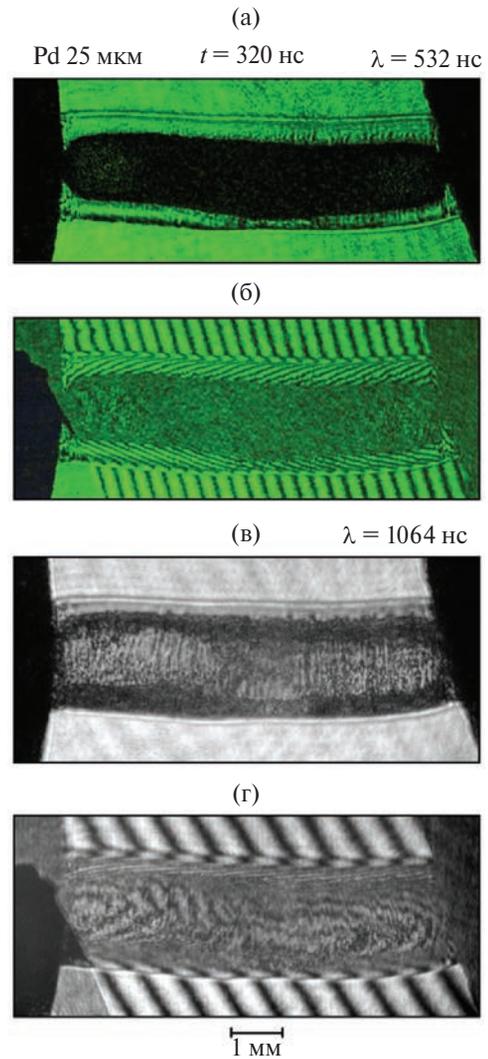


Рис. 9. Лазерные теневые (а, в) и интерферометрические (б, г) изображения взрыва палладиевой проволочки в воздухе в излучении с $\lambda = 532$ нм (а, б) и $\lambda = 1064$ нм (в, г).

а для природных явлений, как правило, не характерна столь сложная и не слишком изящная топология. Образ “плоских слоев” возник, по всей видимости, из-за того, что на лазерных и рентгеновских изображениях страты практически всегда наблюдаются “в профиль”. Сейчас кажется более вероятным, что они формируются в жидкой стенке пустотелого керна (либо нанизаны на него) и, по-видимому, имеют форму колец или тороидов [40]. Этот сложный вопрос требует дальнейших исследований.

Подтверждение экспериментальных данных о трубчатой структуре керна получено с помощью крупномасштабного молекулярно-динамического моделирования взрыва алюминиевой (Al) проволочки [41]. В расчетах кристаллу алюминия диа-

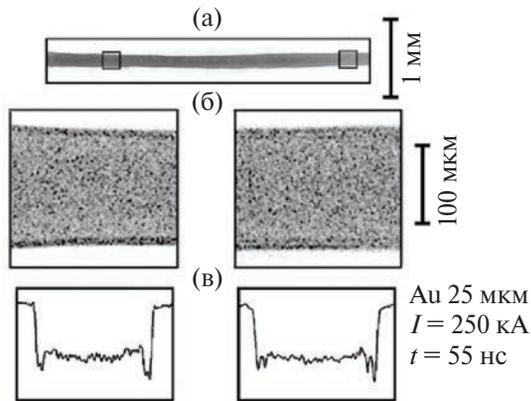


Рис. 10. Рентгеновское изображение взрыва проволоки из золота (а); увеличенные участки изображения трубчатого ядра (б); профили денситограмм выделенных фрагментов (в).

метром 400 нм и длиной 40 нм сообщалась начальная энергия, приводящая к нагреву частиц до температуры 6 кК, что имитировало резистивный энергоклад. Моделирование на суперкомпьютере показывает, как в радиальной волне разрежения, распространяющейся к центру цилиндра, термодинамическое давление в какой-то момент становится отрицательным. По мере приближения к центру его амплитуда растет, и после достижения критической прочности на разрыв в жидкости зарождаются пузырьки и возникает волна кавитации. На поверхности цилиндра в это время формируется жидкая оболочка толщиной 40 нм (рис. 11). С поправкой на временной и пространственный масштаб эта картина полностью соответствует экспериментальным изображениям. Еще один известный на данный момент молекулярно-динамический расчет электрического взрыва для существенно разных уровней энергов-

клада продемонстрировал аналогичный результат – образование трубки и дисперсной структуры внутри нее [42]. По-видимому, в настоящее время МД-симуляция является единственным адекватным способом рассчитывать процессы, происходящие в проводнике на стадии взрыва.

Вообще есть все основания полагать, что тенденция к образованию жидкого пустотелого (трубчатого) ядра в окружении продуктов фазового взрыва является базовым сценарием быстрого ЭВП для металлов разных типов [32]. Его конечный результат, однако, может оказаться различным в зависимости от величины энергии, введенной в проволоку к моменту коллапса напряжения. Более того, ключевым фактором здесь, скорее всего, является не только интегральная величина вложенной энергии, но характер ее изменения во времени и в пространстве (по радиусу проводника) на резистивной стадии нагрева. Определяющее значение для сценария взрыва может иметь также помещение проволоки в изоляцию, которая не только способна предотвратить ранний пробой по поверхности, но не позволяет веществу на резистивной стадии расширяться. В результате возникают условия для осуществления принципиально иного (альтернативного) сценария взрыва – без захода вещества в область фазовых переходов и с достижением параметров выше критической точки. Скорее всего, лишь в этом случае можно рассчитывать на полное “испарение” вещества или, точнее, на его непрерывный переход из жидкого в газовое состояние.

Конечно, до окончательного построения теоретической модели ЭВП пока далеко, но уже понятно, что она обязательно должна учитывать

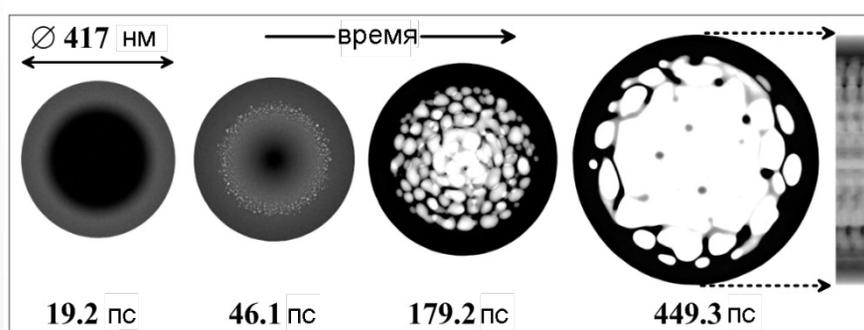


Рис.11. Молекулярно-динамическое моделирование взрыва Al проволоки. Снимки карты плотности $\rho(x, y)$, усредненной по длине цилиндра $l_z = 40.2$ нм. Оттенок серого пропорционален плотности. Каждый пиксель представляет собой область размером 1×1 нм², в которой могут разместиться ~2400 атомов. Пунктирные стрелки указывают на карту плотности бокового обзора $\rho(x, z)$, усредненную по $l_y = 800$ нм.

существенное различие процессов фазовых преобразований во внешней и внутренней частях нагрузки. Прежде всего это связано со степенью воздействия на электроны проводимости собственного магнитного поля тока, которое равно нулю на оси цилиндрической нагрузки и возрастает до максимального значения на ее поверхности. Соотношение величин циклотронной частоты ω_{cl} , пропорциональной полю, и частоты ν столкновений электронов с решеткой, растущей с температурой, представляет степень замагниченности вещества, которая появляется, когда отношение частот ω_{cl}/ν достигает единицы. Это определяет границу раздела двух областей вещества. Во внешнем слое, где вещество ядра замагничено, развивается взрывное испарение (фазовый взрыв) и образуется вещество будущей короны, в которой затем происходит пробой. Этот процесс не захватывает приосевую область, где поле мало и вещество не замагничено. Ближе к оси в ходе “кавитационного взрыва” образуется расширяющийся трубчатый керн. Полного испарения не происходит даже при большом энергокладе, если только параметры взрыва не обеспечивают “обход” области фазовых переходов; в этом случае давление на оси нагрузки должно значительно превышать критическое. Более подробно теоретический сценарий взрыва проволоки рассмотрен в работе [43].

Помимо рассмотренных выше процессов, существуют и другие представления “традиционной парадигмы”, ожидающие критического рассмотрения и, возможно, пересмотра. В частности, в литературе по ЭВП регулярно используется понятие “интеграл действия”, введенное еще в 1959 г. в качестве некоторой константы взрыва (для данного металла) и эквивалента удельного энергоклада, однозначно связывающего его с удельной проводимостью вещества. Однако при более сложных, чем начальный нагрев и плавление, фазовых трансформациях вещества — полного представления о которых до сих пор нет — использование интеграла действия для количественных оценок становится некорректным. Это понятие хорошо работает для “медленных” (по старой классификации) взрывов, тогда как применение его в современных исследованиях ЭВП скорее дань традиции, чем сколько-нибудь надежный способ правильно рассчитать параметры взрыва.

Еще одна проблема ЭВП, требующая более глубокого осмысления, связана с представлением о магнитном давлении электрического тока разряда как об основном факторе удержания вещества в ходе его резистивного нагрева. Общим местом является утверждение о том, что бурное расширение (взрыв) проволоки инициируется “снятием магнитного давления” в результате поверхностного пробоя проводника и ухода тока в корону. Это согласуется с хорошо установленной зависимостью момента взрыва от состояния поверхности проводника, а также от наличия у него изолирующего покрытия или помещения в плотную среду. Одновременно существует точка зрения, что в начальной, доплазменной стадии ЭВП магнитное поле не играет существенной роли в балансе сил, удерживающих нагретое вещество от разлета, потому что в обычных, не сильно точных взрывах величина магнитного давления (10^2 – 10^3 атм) совершенно недостаточна для противодействия тепловому давлению ($\sim 10^6$ атм). В отличие от его роли в инициации фазового взрыва, для чего как раз требуется магнитное давление порядка сотен атмосфер. Вообще в концепции фазового взрыва “триггером” взрывного расширения является возрастающее, а не исчезающее магнитное поле, а совпадение начала взрыва с моментом пробоя по поверхности должно рассматриваться в рамках общего сценария трансформации вещества, поскольку уход тока из ядра не может быть одномоментным. Экспериментально соотношение между моментами начала взрыва (скачок сопротивления) и шунтирования изучалось в работе [9] в микросекундных разрядах, в основном для тугоплавких металлов, при этом применялось искусственное прерывание тока. Аналогичных измерений для быстрых ЭВП пока не существует, и вопрос о роли снятия магнитного поля для старта взрывного расширения все еще остается открытым.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный обзор основных положений “новой парадигмы” электрического взрыва проволоки (ЭВП) призван способствовать пересмотру ряда устаревших, но все еще слишком привычных взглядов на сложнейшие процессы фазовых преобразований в металле, а также на некоторые некорректные трактовки экспериментальных данных. В качестве основных выводов отметим следующее.

1. Сценарий электрического взрыва проводочки, основанный на представлении о вложении энергии в виде цепочки нагрев—плавление—испарение—ионизация, происходящих одновременно во всем объеме вещества, не соответствует современным экспериментальным данным.

2. В подавляющем большинстве случаев при ЭВП в вакууме и газе образуется структура керн—корона, причем на определенной стадии процесса керн является плотным образованием с четко выраженной границей, видимой, как правило, только на рентгенограммах с высоким пространственным разрешением. Оптические изображения не дают полного представления о структуре канала ЭВП.

3. Канал ЭВП может одновременно содержать вещество в различных агрегатных состояниях: конденсированное вещество (золь, капли, пыль), пар, плазма. Поэтому неверно судить о фазовом состоянии керна исключительно по интегральному энерговыделению: вложение энергии в вещество на резистивной стадии неоднородно и не обязательно приводит к его полному испарению даже при больших энерговыделениях.

4. Образование полой (трубчатой) структуры керна на определенной стадии ЭВП является скорее правилом, чем исключением, как и в целом неоднородность его строения, сохраняющаяся долгое время после окончания нагрева.

5. Анализ экспериментальных данных должен проводиться на основании представления о многофазной структуре канала ЭВП; в частности, при рассмотрении изображений, полученных с помощью лазерного зондирования, необходимо учитывать рассеяние света на микрочастицах.

6. Вообще адекватное и полное представление о структуре канала ЭВП может быть получено только при комплексном исследовании с одновременным использованием нескольких диагностических методик: лазерного зондирования на нескольких длинах волн, рентгенографии, эмиссионной и абсорбционной спектроскопии в различных спектральных диапазонах, включая ультрафиолетовый и рентгеновский, резонансное поглощение и др.

7. Сложность и разнообразие исследуемых процессов требует максимально полного привлечения данных из самых разных источников при построении теорий ЭВП.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом РНФ No. 19-79-30086-Р.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bennet F.D.* High-Temperature Exploding Wires / In Progress in High Temperature Physics and Chemistry / Ed. by Carl A. Rouse. Pergamon Press, 1968. V. 2. P. 3.
2. *Müller W.* / In Exploding Wires / Ed. by W.G. Chace and H.K. Moore. New York: Plenum Press, 1959. V. 1. P. 186.
3. *Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Hoyt C.L., Douglass J.D., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Romanova V.M., and Hammer D.A.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. V. 43. N. 8. 2520. doi:10.1109/TPS.2015.2440101.
4. *Chace W.G. and Levine M.A.* // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. P. 1298.
5. *Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его использование в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат. 1990. 288 с.
6. *Oreshkin V.I. and Bakshat R.B.* Wire Explosion in Vacuum. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2020. Vol. 48. № 5. P. 2114.
7. *Лебедев С.В., Хайкин С.Э.* // ЖЭТФ. 1954. Т. 26. В. 5. С. 629.
8. *Лебедев С.В.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. В. 2. С. 199.
9. *Лебедев С.В., Савватимский А.И.* // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19. В. 6. С. 1184.
10. *Лебедев С.В., Савватимский А.И.* // Теплофизика высоких температур. 1970. Т. 8. В. 3. С. 524–531.
11. *Лебедев С.В., Савватимский А.И.* // УФН. 1984. Т. 144. В. 2. С. 215–250.
12. *Wrana J.* // Arch. Elektrotechn. 1939. В. 33. Н. 10. S. 656.
13. *Bennett F.D., Kahl G.D., Wedemeyer E.H.* // In Exploding Wires / Ed. by W.G. Chace and H.K. Moore, New York: Plenum Press, 1964. V. 3. P. 65.
14. *Bennett F.D., Kahl G.D.* // In Exploding Wires / Ed. by W.G. Chace and H.K. Moore, New York: Plenum Press, 1968. V. 4. P. 1.
15. *Edelson H.D. and Korneff T.* // In Exploding Wires / Ed. by W.G. Chace and H.K. Moore, N. Y.: Plenum Press, 1964. V. 3. P. 267.
16. *Kalantar D.H. and Hammer D.A.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. No. 23. P. 3806.
17. *Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А., Романова В.М., Степневски В., Хаммер Д., Шелковенко Т.А.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. В. 4(10). С. 1216.
18. *Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Mingaleev A.R., Hammer D.A., Neves H.P.* // Physics of Plasmas. 1999. V. 6. No. 11. P. 4272.
19. *Chace W.G.* // Physics of Fluid. 1959. V. 2. N. 2. P. 230.

20. Мартынюк М.М. Фазовый взрыв в метастабильной жидкости. // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13. В. 2. С. 213.
21. Воробьев В.С., Малышенко С.П. // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. В. 6. С. 2016.
22. Воробьев В.С., Малышенко С.П., Ткаченко С.И., Фортвов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. В. 8. С. 445.
23. Воробьев В.С., Малышенко С.П. // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48. В. 6. С. 1005.
24. Lebedev S.V., Beg F.N., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Zakauallah M., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Hammer D.A. // Rev. Sci. Instr. 2001. V. 72. N. 1. P. 671.
25. Hammer D.A. and Sinars D.B. // Laser and Particle Beams. 2001. V. 19. P. 377.
26. Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Порофеев Ю.И. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 2. С. 139.
27. Sinars D.B., Cuneo M.E., Yu E.P., Bliss D.E., Nash T.J., Porter J.L., Deeney C., Mazarakis M.G., Sarkisov G.S., and Wenger D.F. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. No. 14. P. 145002.
28. Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V. et al. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 046406.
29. Sinars D.B., Cuneo M.E., Yu E.P., Lebedev S.V., Cochran K.R., Jones B., MacFarlane J.J., Mehlhorn T.A., Porter J.L., and Wenger D.F. // Phys. of Plasmas. 2006. V. 13. P. 042704.
30. Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Смирнов В.П. и др. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 11. С. 1023.
31. Wu J., Wang L.P., Han J.J., Li M., Sheng L., Li Y., Zhang M., Guo N., Lei T.S., Qiu A.C., and Lv M. // Phys. of Plasmas. 2012. V. 19. P. 022702. doi:10.1063/1.3677777.
32. Романова В.М., Иваненков Г.В., Мингалева А.Р., Тер-Оганесьян А.Е., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А. // Физика плазмы. 2015. В. 41. С. 671.
33. Гуськов С.Ю., Иваненков Г.В., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 11. С. 958.
34. Колгатин С.Н., Лев М.Н., Перегуд Б.П., Степанов А.М., Федорова Т.А., Фурман А.С., Хачатурьянц А.В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 9. С. 123.
35. Romanova V.M., Ivanenkov G.V., Parkevich E.V., Tilikin I.N., Medvedev M.A., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., and Selyukov A.S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 175201. doi:10.1088/1361-6463/abdce5.
36. Романова В.М., Тиликин И.Н., Тер-Оганесьян А.Е., Мингалева А.Р., Шелковенко Т.А., Хирьянова А.И., Пикуз С.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 2. С. 141. doi:10.31857/S0367292122020135.
37. Wu Jian, Li Xingwen, Lu Yihan, Lebedev S.V., Yang Zefeng, Jia Shenli, and Qiu Aici. // Physics of Plasmas 23, 112703 (2016).
38. Sarkisov G.S., Hamilton A., and Sotnikov V. // Phys. Rev. A. 2019. V. 99. 012503.
39. Sarkisov G.S., Sasorov P.V., Struve K.W., and McDaniel D.H. // Jour. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 1674.
40. Romanova V.M., Mingaleev A.R., Ter-Oganesyanyan A.E., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A. // ВАИТ. 2013. № 1(83). P. 284.
41. Zhakhovsky V.V., Pikuz S.A., Tkachenko S.I., Sasorov P.V., Shelkovenko T.A., Knapp P.F., Saylor C.C., and Hammer D.A. // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1426. P. 1207.
42. Lv F., Liu P., Qi H., Liu J. // Computational Materials Science. 2019. V. 162. P. 88. doi:10.1016/j.commatsci.2019.02.026.
43. Romanova V.M., Ivanenkov G.V., Mingaleev A.R., Ter-Oganesyanyan A.E., Tilikin I.N., Shelkovenko T.A., and Pikuz S.A. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 112704. doi:10.1063/1.5052549.

ELECTRIC EXPLOSION OF THIN WIRES (A PARADIGM SHIFT)**V. M. Romanova^{a, *}, I. N. Tilikin^a, A. E. Ter-Oganesyan^a, A. R. Mingaleev^a,
T. A. Shelkovenko^a, and S. A. Pikuz^a***^aLebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia***e-mail: vmr@inbox.ru*

Over the many decades of studying the electric explosion of thin wires (EEW), researchers have developed and accepted certain notions about this process. Despite the lack of proof behind certain established assertions and, sometimes, their contradiction with the results of recent experiments, they are still widely used to describe and interpret new data. In the first place, this concerns the concept that the EEW is a fast evaporation of metal as a result of the dissipation of Joule energy inside it. Another fundamental notion that is used during the analysis of the experimental results and in model calculations is the uniform distribution of matter along the cross section of the wire core during the explosion. To date, the nature and mechanism of the appearance of strata, i.e., the periodicity observed in many images of the EEW, remain unexplained. Using the traditional notions of the EEW, even in experiments conducted at a high level, does not allow one to correctly interpret the obtained results and, as a whole, does not facilitate the progress in understanding the complicated physics of the process of wire explosion. Therefore, the traditional concepts of the EEW have long required a revision. This work summarizes the results of modern research in this area and considers its relation to the previous works. It also proposes new approaches to the studies of the EEW dynamics and to the understanding of the processes of energy transformation in matter during its rapid heating by the electric current.

Keywords: electric explosion of wires, core–corona structure, condensed matter, phase transitions, X-ray analysis, laser probing

УДК 537.8, 621.039.643

КВАЗИДВУМЕРНЫЙ КОД ДЛЯ РАСЧЕТА ИМПЕДАНСА АНТЕННЫ СИСТЕМЫ ИЦР-НАГРЕВА

© 2024 г. П. Р. Науменко^{a, b, *}, К. О. Недбайлов^{a, b, **}, А. С. Черненко^{b, ***}

^aМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

^bНИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: naumenko.pr@phystech.edu

**E-mail: nedbajlov.ko@phystech.edu

***E-mail: chernenko_as@nrcki.ru

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 17.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

Ионно-циклотронный резонансный нагрев рассматривается как один из методов дополнительного нагрева плазмы и создания неиндукционного тока в токамаке Т-15МД. Для передачи максимальной мощности в плазму требуется знать импеданс системы антенна-плазма, согласовать его с импедансом генератора ВЧ-мощности и линии ее передачи. Статья посвящена разработке кода для расчета импеданса антенны системы ИЦР-нагрева плазмы в тороидальных магнитных ловушках. Для нахождения импеданса системы антенна-плазма в упрощенной геометрии антенны, состоящей из токопроводящих пластин, решается волновое уравнение в приближении “холодной” плазмы, рассчитывается излучаемый антенной спектр ВЧ-мощности. Для геометрии токамака Т-15МД получены зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояний между антенной и экраном Фарадея и между экраном Фарадея и плазмой. Получено двумерное распределение электрического поля волны в плазме.

Ключевые слова: плазма, токамак, ионно-циклотронный резонансный нагрев, импеданс системы антенна-плазма

DOI: 10.31857/S0367292124090057, **EDN:** DVHJDG

1. ВВЕДЕНИЕ

Ионно-циклотронный резонансный нагрев (ИЦРН) является одним из методов дополнительного нагрева плазмы и создания неиндукционного тока в установках магнитного удержания плазмы. Передача энергии плазме осуществляется с помощью электромагнитной волны радиочастотного диапазона, излучаемой антенной. Актуальность и важность метода ИЦРН определяется возможностью нагрева ионной компоненты плазмы до температуры около 10 кэВ [1], которая необходима для осуществления термоядерной реакции. На установках TEXTOR [1], ASDEX Upgrade [2], JET [3, 4], было продемонстрировано, что комбинирование ИЦРН с другими методами нагрева, такими как ниже-ги-

бридный нагрев (НГН), нейтральная инжекция (НИ) и электронно-циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН), позволяет добиться значительного повышения температуры и энергосодержания плазмы.

Для эффективного ИЦР-нагрева плазмы необходимо решить следующие задачи: выбор частоты ВЧ-волны; определение оптимальной геометрии антенны; проектирование системы передачи мегаваттной ВЧ-мощности от генератора к плазме. Одной из важнейших задач является согласование импеданса системы антенна-плазма с импедансом линии передачи ВЧ-мощности. Импеданс системы антенна-плазма зависит от геометрии антенны, профиля плотности плазмы, магнитного поля и темпера-

туры плазмы. В результате резких изменений профиля плотности плазмы происходит рассогласование импеданса системы антенна-плазма и импеданса линии передачи, при этом часть мощности отражается обратно в генератор. Это оказывает влияние на эффективность нагрева и может привести к аварийному отключению или к выводу системы ИЦРН из строя. Профиль плотности плазмы в окрестности антенны можно регулировать с помощью напуска дополнительного газа [5]. Также существуют другие немеханические методы подстройки импеданса ИЦРН системы: 3dB-гибриды (3dB hybrid couplers) [6], внешняя T-сопряженная система согласования (External Conjugate-T) [7] и система с быстрой ферритовой подстройкой (Fast Ferrite Tuners) [8]. В [9] рассмотрены наиболее распространенные схемы согласования.

Оптимизацию геометрических и электротехнических параметров системы ИЦРН на различных установках проводят путем математического моделирования [10–12]. На токамаке EAST исследовалась зависимость действительной части импеданса системы антенна-плазма от радиального расстояния между антенной и плазмой, при этом было показано хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментом [11]. Таким образом, математическое моделирование является актуальным методом определения оптимальных параметров эксперимента по ИЦР-нагреву.

Система ИЦР-нагрева является одной из систем дополнительного нагрева плазмы токамака T-15МД в НИЦ “Курчатовский институт” [12–14]. Описание установки T-15МД приведено в работе [15]. Планируется, что система ИЦРН на T-15МД будет иметь следующие параметры: мощность нагрева 6 МВт, длительность импульса 1–30 с, диапазон рабочих частот 15–60 МГц, напряжение в линии передач порядка 30 кВ, волновое сопротивление генератора и линии передач 25–30 Ом. Для работы на токамаке T-15МД необходимо провести моделирование системы ИЦРН и определить ее оптимальные параметры. Однако в настоящее время в НИЦ “Курчатовский институт” не существует численного кода для моделирования ИЦР-нагрева, в частности, расчета импеданса системы антенна-плазма.

Настоящая работа посвящена описанию программного кода для решения этой задачи. Код основан на математической модели, приведенной в работе В.Л. Вдовина [16]. В модели используется

приближение “холодной” плазмы. В этом приближении плазма является бесстолкновительной и состоит из электронов и ионов при нулевой температуре [17]. Проведен расчет излучаемого антенной спектра ВЧ-мощности, что позволило определить величину импеданса в зависимости от параметров антенны [18, 19]. Проведена верификация кода с результатами работы [16] в условиях проекта установки INTOR. Для условий T-15МД получены зависимости действительной и мнимой частей импеданса системы антенна-плазма от расположения пластин антенны внутри патрубков, от расстояния между антенной и плазмой, построено двумерное распределение электрического поля ВЧ-волны в периферийной области плазмы.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 и 2 представлена упрощенная геометрия ВЧ-антенны, состоящей из четырех излучающих бесконечно тонких полос (strap), ток по которым течет в противоположных направлениях, что соответствует фазировке, обозначаемой как $0-\pi-0-\pi$. Следуя работе [16], полное расчетное

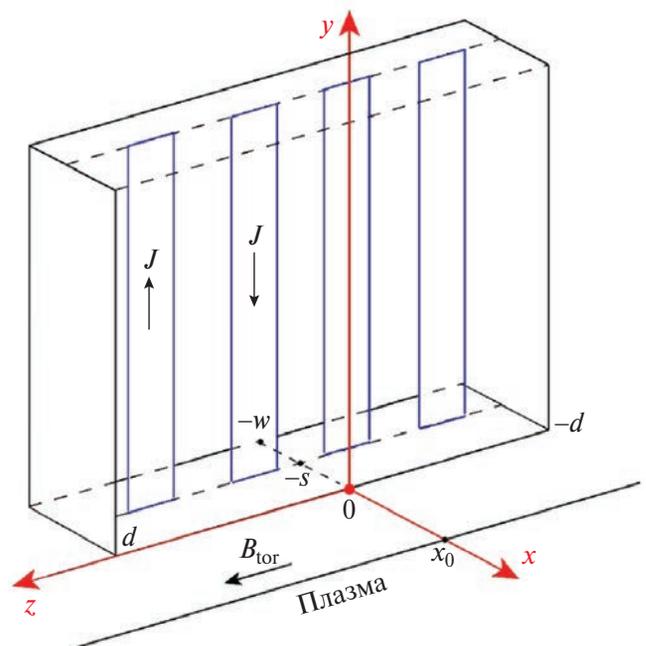


Рис. 1. Ниша с антенной в изометрии. J – ток, текущий по пластинам антенны. Размер d ограничивает нишу (и расчетное пространство) в тороидальном направлении, размер w ограничивает глубину ниши, экран Фарадея находится в плоскости $X = 0$, s и x_0 – координаты положения антенны и сепаратрисы плазмы, соответственно.

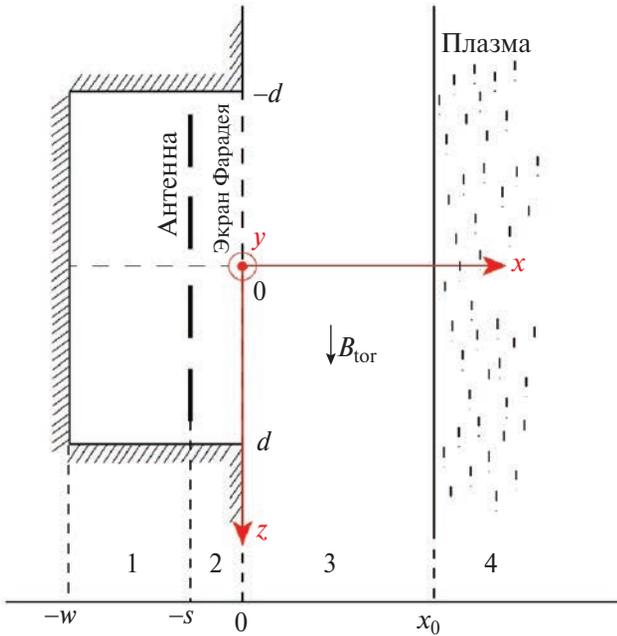


Рис. 2. Сечение антенны в экваториальной плоскости. Пространство разбивается на 4 области: 1 – от внешней границы ниши, в которой находится антенный блок, до пластин; 2 – от пластин до экрана Фарадея; 3 – от экрана Фарадея до сепаратрисы; 4 – область плазмы.

пространство разбивается на 4 области вдоль оси x : 1 – от внешней границы ниши, в которой находится антенный блок, до пластин; 2 – от пластин до экрана Фарадея; 3 – от экрана Фарадея до сепаратрисы; 4 – область плазмы, как указано на рис. 2. Магнитное поле задается выражением $B = B_0 \frac{R_0}{R_0 + a + x_0 - x}$, где B_0 – значение тороидального магнитного поля на оси, R_0 – большой радиус токамака, a – радиус плазменного шнура.

Для описания распространения электромагнитного излучения антенны решается волновое уравнение (1) в двумерном приближении в плоскости (X, Z) [17]

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где \vec{E} – вектор напряженности электрического поля ВЧ-волны. Предполагается, что электрическое поле зависит от времени как $e^{-i\omega t}$ (в дальнейшем при записи выражений для полей зависимость от времени не указывается).

В первой и второй областях линейная плотность тока, текущего по каждой пластине антенны, раскладывается в ряд Фурье

$$J_y(z) = \sum_m J_m e^{ik_m z}, \quad (2)$$

где m – номера гармоник фурье-разложения тока, $k_m = \frac{\pi m}{d}$, $m = 1, 2, \dots, M$. Максимальный номер гармоники M будет определен в разд. 4.

Электрические поля тоже раскладываются в ряды Фурье. Буквой E будем обозначать реальное электрическое поле, а буквой \mathcal{E} – его фурье-амплитуду.

Граничные условия задаются на границах расчетных слоев (областей) следующим образом:

$$E_{y1}(x = -w, z) = 0, \quad (3.1)$$

$$E_y(x, z = \pm d) = 0, \quad (3.2)$$

$$\epsilon_{y1}(x = -s) = \epsilon_{y2}(x = -s) \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{\partial \epsilon_{y1}}{\partial x} - \frac{\partial \epsilon_{y2}}{\partial x} \right)_{x=-s} = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} J_m, \quad (3.4)$$

где ω – частота ВЧ-генератора, i – мнимая единица. Граничные условия соответствуют тому, что электрическое поле волны равно нулю на границах ниши, а компонента магнитного поля волны, направленная по оси z , терпит разрыв при переходе через пластины антенны, по которым течет ток. Поле E_z не рассматривается, так как это поле будет вытеснено из области 3 экраном Фарадея.

В первой и второй областях будем искать электрическое поле волны в виде суммы плоских волн, бегущих вдоль оси x (выражения в скобках являются фурье-амплитудами ϵ_{y1} и ϵ_{y2})

$$E_{y1}(x, z) = \sum_{m=1}^{\infty} (A_{1m} e^{k_m x} + B_{1m} e^{-k_m x}) \sin \kappa_m z, \quad (4)$$

$$E_{y2}(x, z) = \sum_{m=1}^{\infty} (A_{2m} e^{k_m x} + B_{2m} e^{-k_m x}) \sin \kappa_m z, \quad (5)$$

где $\kappa_m = i(k_m^2 - k_0^2)$, $k_m = \frac{\pi m}{d}$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$.

Применяя граничное условие (3.1), получим

$$B_{1m} = -A_{1m} e^{-2\kappa_m w}. \quad (6)$$

Используя этот результат, запишем выражение для фурье-амплитуды электрического поля волны в первой области

$$\epsilon_{y1}(x) = 2A_{1m} e^{-\kappa_m w} \sinh \kappa_m (x + w). \quad (7)$$

Граничное условие (3.2) выполняется для полей E_{y1} и E_{y2} , так как

$$\sin \kappa_m z \Big|_{z=\pm d} = \pm \sin \pi m = 0.$$

Применяя граничные условия (3.3), (3.4) и используя результат (6), получим следующее

выражение для электрического поля волны во второй области

$$E_{y2}(x, z) = \sum_{m=1}^{\infty} (A_{2m} e^{\kappa_m x} + B_{2m} e^{-\kappa_m x}) \sin k_m z F(z), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} B_{2m} &= J'_m - e^{-2\kappa_m s} A_{2m}, \\ J'_m &= -\frac{2\pi i \omega}{c^2 \kappa_m} J_m e^{-\kappa_m s} \left(1 - e^{-2\kappa_m (w-s)}\right), \\ F(z) &= \begin{cases} 1, & -d \leq z \leq d \\ 0, & |z| > d \end{cases}. \end{aligned} \quad (9)$$

Теперь, из граничного условия (3.3) можно получить выражение для коэффициента A_{1m} через A_{2m} и B_{2m}

$$A_{1m} = \left(-\frac{4\pi i \omega}{c^2 \kappa_m} J_m + A_{2m} e^{-\kappa_m s} - B_{2m} e^{\kappa_m s} \right) \cdot \frac{e^{\kappa_m s}}{1 + e^{-2\kappa_m (w-s)}}. \quad (10)$$

В третьей области $0 \leq x \leq x_0$ будем искать поле в виде интеграла Фурье, так как спектр фурье-гармоник в этой области непрерывен

$$E_{y3}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \sigma(k_z) \left[e^{ik_x x} - Y(k_z) e^{-ik_x x} \right], \quad (11)$$

где

$$k_x = \begin{cases} \left(k_0^2 - k_z^2\right)^{\frac{1}{2}}, & |k_z| < k_0 \\ i \left(k_z^2 - k_0^2\right)^{\frac{1}{2}}, & |k_z| \geq k_0 \end{cases}.$$

$\sigma(k_z)$ и $Y(k_z)$ – неизвестные коэффициенты, k_z – значение продольного волнового вектора. В отсутствие плазмы коэффициент $Y(k_z)$ равен нулю.

В четвертой области – области плазмы ($x \geq x_0$) электрическое поле волны имеет вид

$$E_{y4}(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z e^{ik_z z} \varepsilon_{y4}(x, k_z). \quad (12)$$

Амплитуда Фурье $\varepsilon_{y4}(x, k_z)$ в правой части (12) зависит от выбора модели плазмы. Следуя [16], мы используем модель, в которой не учитывается продольное электрическое поле волны, так как в ИЦ-диапазоне частот высокая подвижность электронов вдоль магнитного поля практически исключает существование компоненты E_z у волны. Тогда быстрые магнитозвуковые волны, распространяющиеся по плазме, описываются уравнением (13) [17]:

$$\frac{d^2 \varepsilon_{y4}}{dx^2} + k_{\perp}^2(x) \varepsilon_{y4} = 0, \quad (13)$$

где квадрат волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$, направленного перпендикулярно к направлению тороидального магнитного поля, в приближении “холодной” плазмы определяется выражением [20]

$$k_{\perp}^2(x) = \frac{(\bar{\varepsilon}_1(x) - k_z^2)^2 - \bar{\varepsilon}_2^2(x)}{\bar{\varepsilon}_1(x) - k_z^2}. \quad (14)$$

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости в модели “холодной” плазмы имеют вид [17]

$$\begin{aligned} \varepsilon_1(x) &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ce}^2(x)} - \frac{\omega_{pi}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ci}^2(x)}, \quad \varepsilon_2(x) = \\ &= \frac{\omega_{ce}(x)}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ce}^2(x)} - \frac{\omega_{ci}(x)}{\omega} \frac{\omega_{pi}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ci}^2(x)}, \end{aligned}$$

где ω_{pe} и ω_{pi} – электронная и ионная плазменные частоты, ω_{ce} и ω_{ci} – электронная и ионная циклотронные частоты, $\omega_{ce} > 0$. Компонента ε_3 отсутствует в выражениях для БМЗ-волны, так как поле E_z не рассматривается в используемой модели. Для удобства введены обозначения

$$\bar{\varepsilon}_1(x) = \varepsilon_1(x) k_0^2, \quad \bar{\varepsilon}_2(x) = \varepsilon_2(x) k_0^2.$$

Получим аналитическое решение уравнения (13), с помощью линеаризации выражения (14)

$$\begin{aligned} k_{\perp}^2(x) &= \frac{(\bar{\varepsilon}_1(x) - k_z^2)^2 - \bar{\varepsilon}_2^2(x)}{\bar{\varepsilon}_1(x) - k_z^2} = \\ &= (\bar{\varepsilon}_1(x) - k_z^2 - \bar{\varepsilon}_2(x)) \frac{\bar{\varepsilon}_1(x) - k_z^2 + \bar{\varepsilon}_2(x)}{\bar{\varepsilon}_1(x) - k_z^2}. \end{aligned}$$

Обозначим выражение $(\bar{\varepsilon}_1(x) - k_z^2 - \bar{\varepsilon}_2(x))$ как $g(x)$. Разложим функцию $g(x)$ в ряд Тейлора в окрестности ее нуля, оставив только первое слагаемое разложения. Точка, в которой данная функция равна нулю, определяется из уравнения

$$\bar{\varepsilon}_1(x_0 + L_0) - \bar{\varepsilon}_2(x_0 + L_0) - k_z^2 = 0. \quad (15)$$

Здесь введен параметр $L_0(k_z)$, называемый длиной затухания. Величина $L_0(k_z)$ это расстояние от границы плазмы до отсечки БМЗ волны, то есть ширина области непрозрачности. Запишем разложение $g(x)$ в ряд Тейлора

$$\begin{aligned}
 g(x_0 + L_0) &\equiv g'(x_0 + L_0) \cdot (x - x_0 - L_0) = \\
 &= \frac{d(\bar{\epsilon}_1 - \bar{\epsilon}_2)}{dx} \Big|_{x=x_0+L_0} \cdot (x - x_0 - L_0) = \\
 &= L_0 (\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1)'_{x=x_0+L_0} \cdot \left(1 - \frac{x - x_0}{L_0}\right).
 \end{aligned}$$

Теперь запишем линеаризованное выражение (14)

$$k_{\perp}^2(x) \equiv -k_{\perp 0}^2(k_z) \left(1 - \frac{x - x_0}{L_0(k_z)}\right), \quad (16)$$

где

$$k_{\perp 0}^2(k_z) = -L_0(k_z) (\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1)'_x \frac{\bar{\epsilon}_1 - k_z^2 + \bar{\epsilon}_2}{\bar{\epsilon}_1 - k_z^2} \Big|_{x=x_0+L_0}. \quad (17)$$

Используя линеаризованный квадрат волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$ (16), перепишем уравнение (13)

$$\frac{d^2 \epsilon_{y4}}{dx^2} - k_{\perp 0}^2(k_z) \left(1 - \frac{x - x_0}{L_0(k_z)}\right) \epsilon_{y4} = 0, \quad (18)$$

Замена переменной $\xi = \bar{a}(1 - \bar{x})$, где $\bar{a} = (k_{\perp 0} L_0)^{2/3}$ и $\bar{x} = (x - x_0) / L_0$, приводит уравнение (18) к уравнению Эйри $d^2 \epsilon_{y4} / d\xi^2 - \xi \epsilon_{y4} = 0$. Это уравнение имеет два линейно независимых решения, пропорциональных функциям Эйри 1-го и 2-го рода $Ai(\xi)$ и $Bi(\xi)$, которые имеют интегральное представление

$$\begin{aligned}
 Ai(x) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{u^3}{3} + xu\right) du, \quad Bi(x) = \\
 &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\exp\left(-\frac{u^3}{3} + xu\right) + \sin\left(\frac{u^3}{3} + xu\right) \right] du.
 \end{aligned}$$

Решение этого уравнения представим в виде

$$\epsilon_{y4}(x, k_z) = b(k_z) [Ai(\xi) + i \cdot Bi(\xi)], \quad (19)$$

где $b(k_z)$ – неизвестный коэффициент.

Теперь произведем сшивку полученных выражений для полей на границах расчетных слоев. На границе областей 2 и 3 ($x = 0$) электрическое поле и его первая производная непрерывны. Учитывая, что поле $E_{y2}(x, z)$ при $|z| > d$ равно нулю, из сшивки выражений (8) и (11) следует

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2\pi} \sum_m \int_{-d}^d dz \sin k_m z e^{-ik_z z} (A_{2m} + B_{2m}) = \\
 = \sigma(k_z) (1 - Y(k_z)).
 \end{aligned}$$

Используя интеграл

$$\int e^{c_1 u} \sin c_2 u du = \frac{e^{c_1 u}}{c_1^2 + c_2^2} (c_1 \sin c_2 u - c_2 \cos c_2 u) + c_3,$$

где c_1, c_2, c_3 – произвольные константы, и формулы $\cos \pi m = (-1)^m$, $e^{iu} = \cos u + i \cdot \sin u$ (формула Эйлера), получим

$$\begin{aligned}
 \sigma(k_z) &= \frac{1}{1 - Y(k_z)} \frac{i}{\pi} \sum_m (A_{2m} + B_{2m}) \cdot \\
 &\cdot \frac{(-1)^m k_m \sin k_z d}{k_m^2 - k_z^2}. \quad (20)
 \end{aligned}$$

Из сшивки производных выражений (8) и (11) при $x = 0$ следует

$$\begin{aligned}
 \sum_m (A_{2m} - B_{2m}) \kappa_m \sin k_m z F(z) = \\
 = \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \sigma(k_z) (1 + Y(k_z)) i k_x.
 \end{aligned}$$

Умножим обе части этого выражения на $\sin k_z z$, подставим (20) и полученное ранее (9) и проинтегрируем по z от $-d$ до d , используя формулу Эйлера и свойство ортогональности тригонометрических функций

$$\int_{-d}^d \sin c_1 u \cos c_2 u du = \begin{cases} 0, & c_1 \neq c_2 \\ \frac{\sin^2 c_1 u}{2c_1}, & c_1 = c_2 \end{cases}.$$

Получим систему линейных уравнений на коэффициенты A_{2m}

$$\begin{aligned}
 \sum_m A_{2m} \left[(1 - e^{-2\kappa_m s}) I_{mn} - \delta_{mn} \kappa_m d (1 + e^{-2\kappa_m s}) \right] = \\
 = - \sum_m J'_m (I_{mn} + \delta_{mn} \kappa_n d), \quad (21)
 \end{aligned}$$

где m и n – номера гармоник Фурье-разложения, δ_{mn} – символ Кронекера, I_{mn} – безразмерный интеграл

$$\begin{aligned}
 I_{mn} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \frac{1 + Y(k_z) \sin^2 k_z d}{1 - Y(k_z) k_m^2 - k_z^2} \cdot \\
 &\cdot \frac{4i(-1)^{m+n} k_x k_m k_n}{k_n^2 - k_z^2}, \quad (22)
 \end{aligned}$$

Осталось сшить выражения для полей E_{y3} (11) и E_{y4} (12) (подставив фурье-амплитуду (19)) и их производные на границе областей 3 и 4 ($x = x_0$). Сшивая поля, получим

$$\begin{aligned}
 \sigma(k_z) \left(e^{ik_x x_0} - Y(k_z) e^{-ik_x x_0} \right) = \\
 = b(k_z) (Ai(\bar{a}) + i \cdot Bi(\bar{a})) \quad (23)
 \end{aligned}$$

Из сшивки производных полей следует выражение

$$\begin{aligned} \sigma(k_z) i k_x \left(e^{i k_x x_0} + Y(k_z) e^{-i k_x x_0} \right) = \\ = -b(k_z) \frac{\bar{a}}{L_0} \left(\text{Ai}'(\bar{a}) + i \cdot \text{Bi}'(\bar{a}) \right) \end{aligned} \quad (24)$$

Из уравнений (23) и (24), подставляя $\sigma(k_z)$ (20), получим выражения для коэффициентов $Y(k_z)$ и $b(k_z)$

$$Y(k_z) = e^{2ix_0(k_0^2 - k_z^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{1 - V(k_z)}{1 + V(k_z)}, \quad (25)$$

где

$$V(k_z) = \frac{L_0 k_x}{i \bar{a}} \frac{\text{Ai}(\bar{a}) + i \cdot \text{Bi}(\bar{a})}{\text{Ai}'(\bar{a}) + i \cdot \text{Bi}'(\bar{a})}; \quad (26)$$

$$\begin{aligned} b(k_z) = \frac{T(k_z)}{2\pi} e^{-ix_0(k_0^2 - k_z^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot \\ \cdot \frac{e^{2ix_0(k_0^2 - k_z^2)^{\frac{1}{2}}} - Y(k_z)}{1 - Y(k_z)} \cdot \\ \cdot \frac{1}{\text{Ai}(\bar{a}) + i \cdot \text{Bi}(\bar{a})}, \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$T(k_z) = \sum_m (A_{2m} + B_{2m}) i \sin k_z d \frac{2(-1)^m k_m}{k_m^2 - k_z^2}. \quad (28)$$

В результате, все коэффициенты в выражениях для полей (4), (5), (11) и (12) выразились через коэффициенты A_{2m} . Переобозначим A_{2m} как X_m и введем \mathbf{X} – вектор неизвестных коэффициентов X_m . Запишем систему линейных уравнений (21) в матричном виде

$$\mathbf{FX} = \mathbf{Q}, \quad (29)$$

$$F_{mn} = \left(1 - e^{-2\kappa_m s} \right) I_{mn} - \delta_{mn} \kappa_m d \left(1 + e^{-2\kappa_m s} \right), \quad (30)$$

$$Q_n = - \sum_m J'_m \left(I_{mn} + \delta_{mn} \kappa_n d \right), \quad (31)$$

Номера гармоник фурье-разложения m и n являются номерами строк и столбцов матрицы \mathbf{F} и вектора \mathbf{Q} . Максимальный номер гармоники равен M . Число M отвечает за размер матрицы системы линейных уравнений и точность расчета, о чем будет сказано в разделе 4.

3. АЛГОРИТМ РАСЧЕТА

Для решения задачи была написана программа на языке Python, в которой реализуется следующ-

ий алгоритм расчета. Сначала определяются длина затухания L_0 из уравнения (15), затем вычисляется интеграл (22) и решается система уравнений (29).

Далее по формулам (32) и (33) вычисляется импеданс системы антенна-плазма

$$Z = 2 \frac{P}{I_0^2}, \quad (32)$$

где I_0 – амплитуда тока, текущего по пластине антенны.

$$\begin{aligned} P = - \frac{1}{2} \int_{-d}^d E_y J_y dz \Big|_{x=-s} = \\ = - \frac{d}{2} \sum_m J_m \left(X_m e^{-\kappa_m s} \left(1 - e^{-2\kappa_m (w-s)} \right) + J'_m e^{\kappa_m s} \right). \end{aligned} \quad (33)$$

3.1. Вычисление импеданса системы антенна-плазма

В данном пункте подробно рассмотрим используемые методы и подходы для вычисления импеданса (32).

Первый важный момент – расчет длины затухания $L_0(k_z)$ из уравнения (15). Для нахождения корней полинома был использован метод ХукаДживса [21]. Однако, он сходится к минимуму не при всех значениях k_z . Графический анализ уравнения (15) показал, что при k_z порядка k_0 и меньше корень полинома лежит в отрицательной части оси абсцисс (рис. 3а). Отрицательное значение L_0 говорит о том, что область непрозрачности на периферии плазмы отсутствует, и волна является распространяющейся сразу от границы плазмы. Для проведения расчета в диапазоне $|k_z| < k_0$ отрицательные корни уравнения были заменены малой константой, близкой к нулю (на уровне 10^{-5}). Также решение уравнения (15) ограничивает максимальное значение $|k_z|$. В зависимости от геометрии решение перестает существовать при $|k_z| \gg k_0$, для геометрии INTOR с $|k_z| > 0.545 \text{ см}^{-1}$, для геометрии T-15МД с $|k_z| > 0.349 \text{ см}^{-1}$. На рис/ 3б представлена зависимость максимума полиномиальной функции (15) на интервале $[0, 2a]$ при различных значениях параметра k_z , a – радиус плазменного шнура. Для геометрии токамака INTOR, которая рассматривается в работе [16], $a = 120 \text{ см}$.

Из рис. 3б видно, что при k_z больших чем 0.545 см^{-1} максимальное значение полиномиальной функции в левой части уравнения (15) оказывается меньше нуля. Это означает, что при

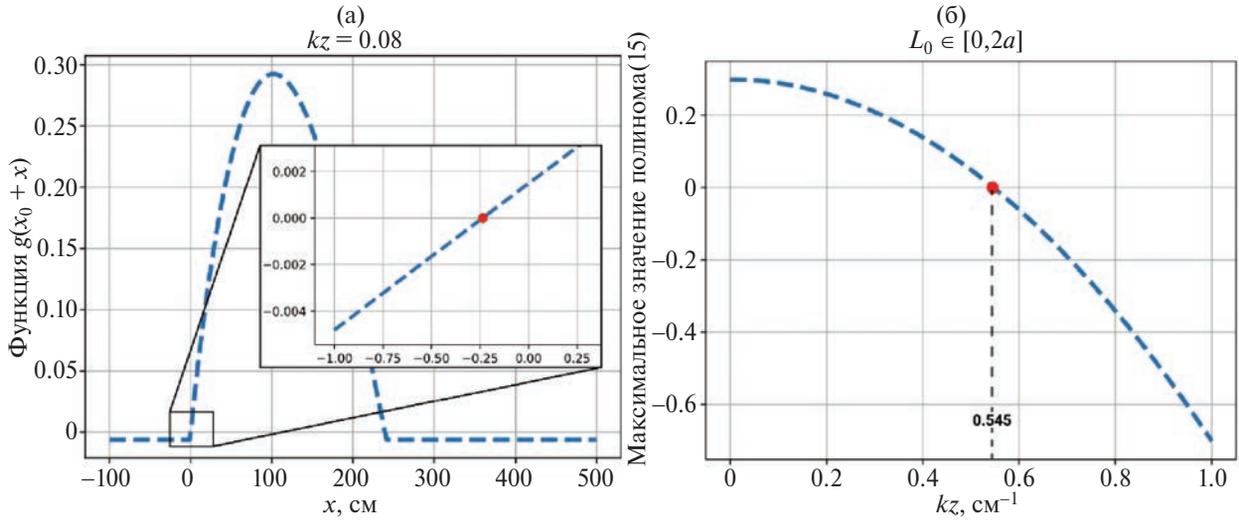


Рис. 3. а) Характерный вид полиномиальной функции $g(x_0 + x)$ в левой части уравнения (15) при $k_z = 0.08 \text{ см}^{-1}$ для условий токамака INTOR, точка перехода от переменного значения функции к постоянному значению $k_z^2 = 0.08^2 \text{ см}^{-2}$ соответствует границе плазмы (нулевой плотности); б) зависимость максимума функции (15) от k_z на интервале $L_0 \in [0, 2a]$, $a = 120 \text{ см}$.

Таблица 1. Параметры расчета в геометрии проекта INTOR [16, 22].

Большой радиус плазмы R_0 , м . . .	4.8
Малый радиус токамака r_0 , м . . .	1.47
Тороидальное поле на оси B_0 , Тл . . .	5.5
Макс. электронная плотность плазмы n_{e0} , 10^{20} м^{-3} . . .	2
Состав плазмы . . .	50% D – 50% T
Радиус плазменного шнура a , м . . .	1.2
Мощность ИЦР-нагрева P , МВт . . .	12.5
Частота генератора f , МГц . . .	85 ($\approx 2\omega_{cD}$)
Ширина патрубка $2d$, м . . .	2
Глубина патрубка w , м . . .	0.22
Расстояние от пластин антенны до экрана Фарадея s , м . . .	0.02
Ширина пластины антенны D , м . . .	0.25
Расстояние между пластинами T , м . . .	0.075

Таблица 2. Параметры расчета в геометрии Т-15МД.

Большой радиус токамака R_0 , м . . .	1.48
Малый радиус плазмы r_0 , м . . .	0.67
Тороидальное поле на оси B_0 , Тл . . .	2
Макс. электронная плотность плазмы n_{e0} , 10^{19} м^{-3} . . .	4.5
Состав плазмы . . .	100% H, 95% H – 5% ^3He
Мощность ИЦР-нагрева P , МВт . . .	6
Частота генератора f , МГц . . .	60 ($\approx 2\omega_{cH}$), 40 ($\approx 2\omega_{cHe}$)
Ширина патрубка $2d$, м . . .	0.8
Глубина патрубка w , м . . .	0.13
Расстояние от пластин антенны до экрана Фарадея s , м . . .	0.01
Ширина пластины антенны D , м . . .	0.1
Расстояние между пластинами T , м . . .	0.05

$k_z > 0.545 \text{ см}^{-1}$ значения полиномиальной функции в левой части уравнения (15) целиком лежат в отрицательной области, и они не имеет вещественных корней. Поэтому оптимальный спектр k_z , с учетом симметричности квадратичной функции, принадлежит отрезку $[-0.545, 0.545] \text{ см}^{-1}$ в геометрии проекта INTOR (разд. 5, табл. 1), $[-0.349, 0.349] \text{ см}^{-1}$ в геометрии T-15МД (разд. 6, табл. 2).

Исследуем спектр k_z “методом установления”. Зададим диапазон $k_z = [-k_z^{max}, k_z^{max}]$, где $k_z^{max} = k_0$. Будем вычислять импеданс и увеличивать k_z^{max} до тех пор, пока значение импеданса не выйдет на константу. Такую проверку будем проводить для различных положений антенны в нише. На рис. 4 представлены зависимости импеданса от k_z^{max} для различного положения пластин антенны в патрубке относительно экрана Фарадея в геометрии T-15МД (разд. 6, табл. 2).

Видно, что решение системы уравнений (29) выходит на насыщение при $k_z^{max} = 0.2 \text{ см}^{-1}$ независимо от расстояния между антенной и экраном Фарадея. Это значение волнового вектора соответствует продольному замедлению $N_z = k_z / k_0 = 16$, которое навязывает фазировка $0-\pi-0-\pi$ токов в антенне. Таким образом, показано, что спектр k_z , полученный из условия существования решения уравнения (15), включает все гармоники, которые возможно получить в используемой модели.

Далее вычисляется значение линеаризованного волнового вектора $k_{\perp 0}(k_z)$ (17). В него входят производные компонент тензора диэлектрической проницаемости, которые вычисляются с помощью

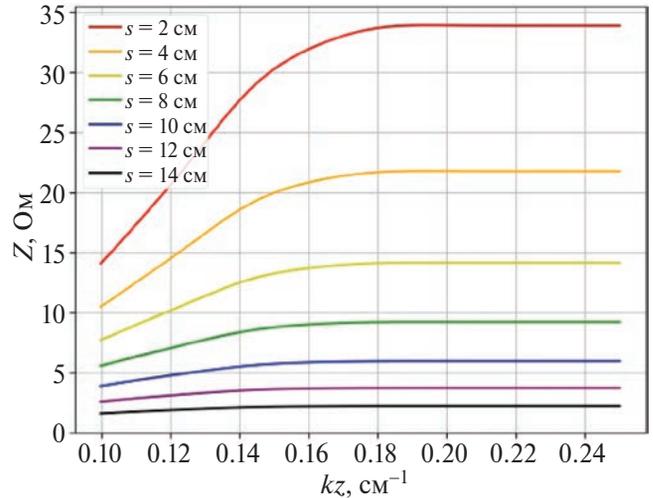


Рис. 4. Зависимости импеданса системы антенна-плазма от k_z^{max} для различного положения пластин антенны в патрубке относительно экрана Фарадея s в условиях T-15МД.

аппроксимации производной двухсторонней разностью (34)

$$f'(x) = \frac{f(x-h) - f(x+h)}{2h}, \quad h = 1 \cdot 10^{-6} \text{ см.} \quad (34)$$

Интеграл I_{mn} (22) вычисляется методом Симпсона. Границы интегрирования были определены ранее из условия существования решения уравнения (15). На рис. 5а представлен характерный вид подынтегральной функции (выражение под интегралом в формуле (22)) с номерами гармоник Фурье $m = 5, n = 2$ для условий токамака INTOR. Существуют области, такие как закрашенные участки на рис. 5а, в которых подынтегральные функции являются быстро осциллирующими с периодом $T = 1 \cdot 10^{-4}$ (рис. 5б), поэтому

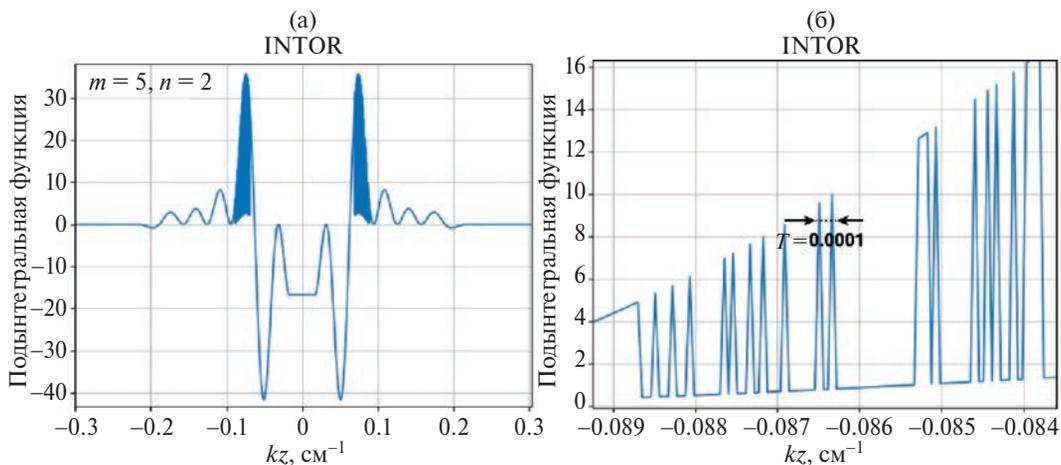


Рис. 5. (а) Характерный вид подынтегральной функции (22) (фурье-гармоники $m = 5, n = 2$), (б) область осцилляций подынтегральной функции (22) для условий токамака INTOR.

использовалась сетка с мелким шагом порядка 10^{-5} . Для условий Т-15МД осцилляции носят схожий характер. При варьировании параметров геометрии общий вид осцилляций и их наименьший период не меняются, меняется только область локализации.

Система уравнений (29) решается с помощью библиотеки NumPy, определяется вектор-столбец неизвестных коэффициентов X_m . Число обусловленности матрицы для различных параметров не превышает 6, и если относительная ошибка элементов матрицы составляет 1%, то относительная ошибка решения системы линейных уравнений не должна превышать 6%. Далее, неизвестные коэффициенты подставляются в выражение (33) и по формуле (32) вычисляется импеданс. На рис. 6 представлена блок-схема программы.

В коде используется большое количество вложенных функций. Эти функции часто вызываются с одинаковыми параметрами, что заставляет проводить одни и те же вычисления повторно. Для ускорения вычислений использовался метод кэширования функций, состоящий в запоминании результатов промежуточных вычислений.

3.2. Метод определения погрешности вычислений импеданса

Погрешность вычислений определялась следующим образом. Считаем, что дифференцирование не вносит вклада в погрешность, так как компоненты тензора диэлектрической проницаемости выбраны в виде гладких дважды дифференцируемых функций. С помощью аналитического выражения для ошибки интегрирования методом Симпсона (35) получена оценка максимальной ошибки интегрирования.

$$\sigma = \frac{J_{2h} - J_h}{2^k - 1}, \quad k = 4. \quad (35)$$

Здесь J_h – значение интеграла при шаге интегрирования равно h , степень k равна 4 для метода Симпсона. При шаге интегрирования $h = 1 \cdot 10^{-5}$ максимальное значение относительной ошибки интегрирования составило $\varepsilon = 1\%$. Далее, элементы системы уравнений (29) многократного возмущались на величину ε до тех пор, пока математическое ожидание решений возмущенной системы не совпало с невозмущенным решением. Таким образом, методом численного экспери-

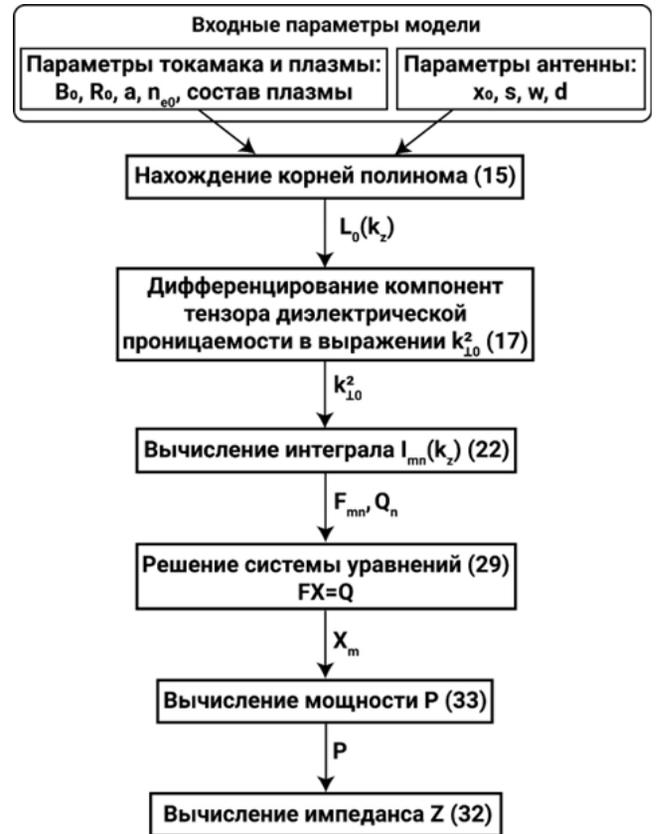


Рис. 6. Блок-схема программы.

мента определено, что среднеквадратичное отклонение значения импеданса (или погрешность вычислений) не превышает 1%.

4. СХОДИМОСТЬ РЕШЕНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОЛИЧЕСТВА ГАРМОНИК ФУРЬЕ

При численном нахождении импеданса необходимо определить оптимальное количество гармоник в фурье-разложении тока, текущего по пластинам антенны, т. е. найти такое значение M , для которого решение системы уравнений (29) отличается от решения с числом гармоник $M + 1$ на величину, меньшую заданного числа ε , которое выбиралось равным $\varepsilon = Z(M) \cdot 1\%$, где $Z(M)$ – значение импеданса, рассчитанное при количестве гармоник M .

Оптимальное количество гармоник было определено “методом установления”. Задавалось число гармоник M , для него решалась система уравнений (29), определялись неизвестные коэффициенты X_m и вычислялся импеданс (32). Далее то же самое проделывается с числом гармоник $M + 1$. Если значения импеданса для двух вариантов различаются больше, чем на 1%, то

число гармоник снова увеличивается, пока два решения не будут различаться меньше, чем на 1%.

На рис. 7 представлены графики зависимостей действительной и мнимой частей импеданса от количества гармоник M для геометрии проекта установки INTOR. Для геометрии Т-15МД зависимости аналогичны.

В результате серии численных расчетов было показано, что решение системы уравнений (29) выходит на насыщение при $M = 6$ для геометрии INTOR и Т-15МД. Поэтому все дальнейшие расчеты проводились с числом гармоник в фурье-разложении тока равным 6.

5. ВЕРИФИКАЦИЯ КОДА

Верификация кода проведена путем расчета импеданса системы антенна-плазма в геометрии INTOR и сравнения полученных результатов с зависимостями из работы [16]. Получены зависимости импеданса системы антенна-плазма от радиального расстояния между плазмой и антенной, от глубины ниши, в которой находится антенна. Параметры токамака и антенного блока приведены в табл. 1.

В работе [16] профиль плотности электронной и ионной компоненты плазмы в приграничной области плазмы задан неоднозначно. В нашей работе профиль плотности будем задавать следующим образом:

$$n(x) = n_0 \left(1 - \left(\frac{x - x_0 - r_0}{a + p} \right)^2 \right). \quad (36)$$

Параметр p используется для расширения профиля плотности. Это позволяет обеспечить

ненулевые значения плотности электронной и ионной компонент плазмы на сепаратрисе (в точке x_0).

Были рассмотрены два предельных сценария для приграничного профиля плотности: “обрезанный”, с нулевой плотностью за сепаратрисой ($x < x_0$), и “цельный”. На рис. 8а изображен характерный вид профиля плотности (36) при $x_0 = 10$ см, $a = 120$ см, $p = 1.2$ см. На рис. 8б представлена окрестность точки x_0 . Пунктирной красной линией изображен “обрезанный” профиль и сплошной зеленой линией – “цельный”.

На рис. 9 представлены зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и плазмой. Пунктирная линия – результаты расчетов, сплошная – графики, приведенные в работе [16]. На рис. 9а представлен расчет, в котором использовался “обрезанный” профиль, на рис. 9б – “цельный”.

Мнимая часть импеданса ImZ в основном определяется индуктивностью антенны, действительная часть ReZ является сопротивлением излучения антенны (radiation resistance) – это часть электрического сопротивления антенны, вызванная излучением антенной радиоволн.

Отметим, что значения действительной части импеданса для двух видов профилей отличаются. Это связано с тем, что решение уравнения (15) чувствительно к форме профиля плотности в окрестности точки x_0 . Для “обрезанного” профиля итерационный метод [21] определяет первый положительный корень уравнения (15) при $k_z \approx 0.0698$ см⁻¹, а для “цельного” при $k_z \approx 0.0888$ см⁻¹. Причем, при k_z порядка 0.0888 см⁻¹

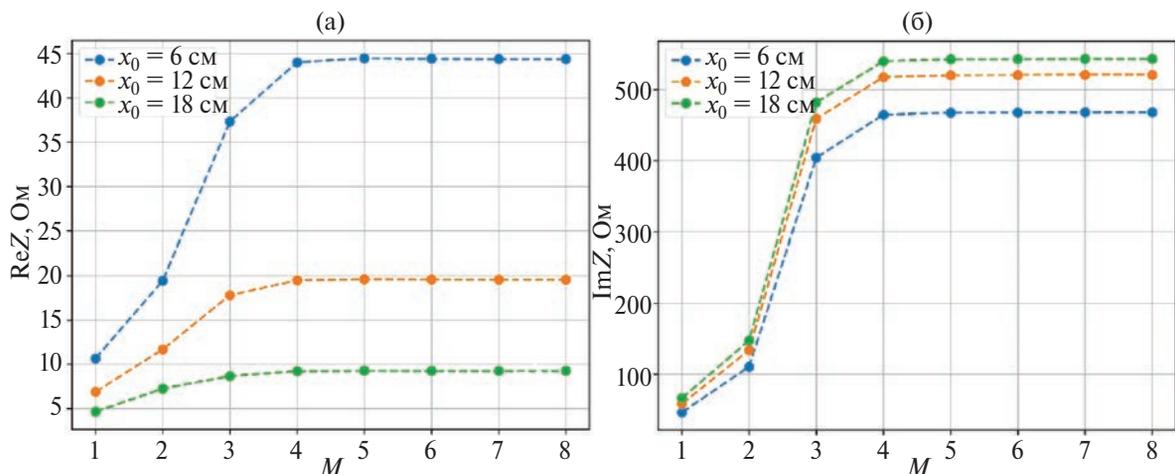


Рис. 7. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса системы антенна-плазма от количества гармоник M для геометрии установки INTOR.

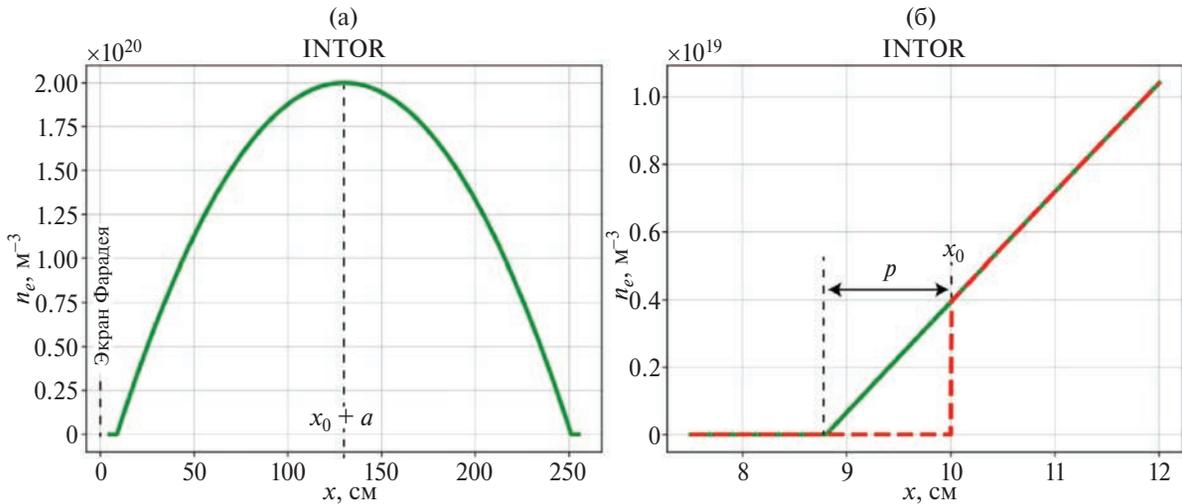


Рис. 8. а) Характерный вид профиля плотности в вертикальном сечении плазменного шнура; б) фрагмент профиля плотности в окрестности точки x_0 . Рисунки получены для условий установки INTOR при $x_0 = 10$ см, $a = 120$ см, $p = 1.2$ см. Экран Фарадея находится в точке $x = 0$.

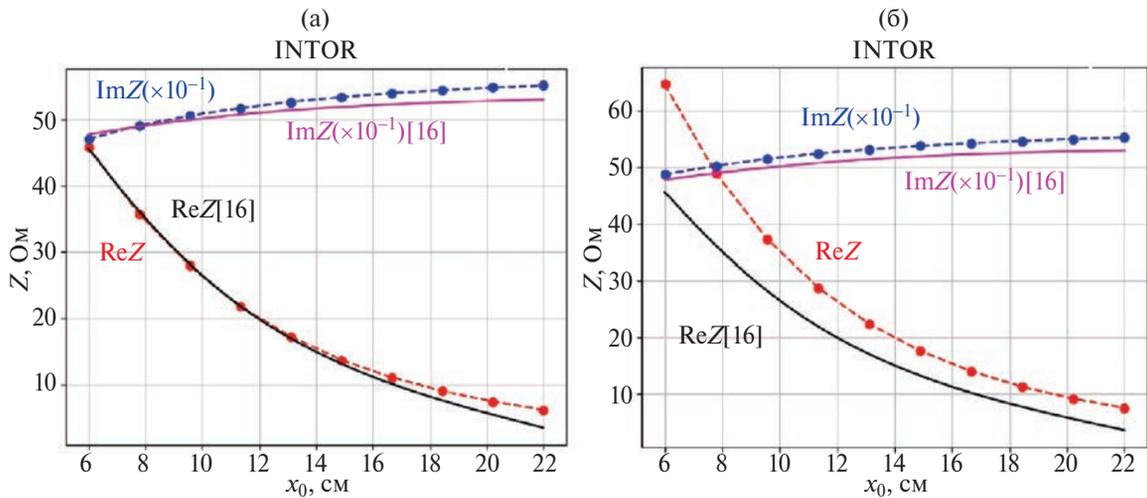


Рис. 9. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от радиального расстояния между экраном Фарадея и плазмой для (а) “обрезанного” и (б) “цельного” профилей плотности. Пунктирная линия – результаты расчетов, сплошная – графики, приведенные в работе [16].

корни, полученные при разных формах профиля плотности, отличаются в 3–4 раза. Графическим методом было определено, что первый положительный корень уравнения появляется при $k_z \approx 0.0888$ (при таком же k_z итерационный метод определяет первый корень для “цельного” профиля), независимо от формы профиля. Зависимости, построенные для “обрезанного” профиля, лучше согласуются с результатами работы [16]. Это может говорить о том, что в работе [16] использовался профиль, аналогичный “обрезанному”. Для верификации с работой [16] был выбран “обре-

занный” профиль, а для расчета в геометрии Т-15МД – “цельный”.

На рис. 10 представлены зависимости действительной части импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой при различных значениях плотности плазмы на сепаратрисе для “обрезанного” профиля плотности. Внутри коридора, обозначенного красным цветом, находятся рассчитанные нашей программой значения действительной части импеданса при электронной плотности на сепаратрисе n_{x_0} в диапазоне $(0 \div 3) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, который соответствует диапазону

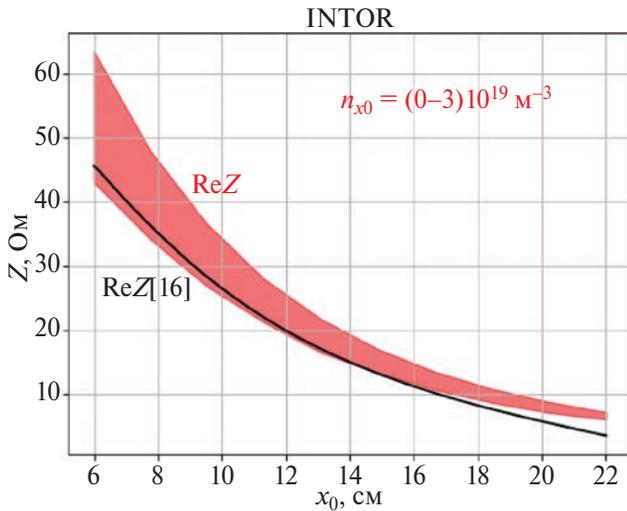


Рис. 10. Зависимости действительной части импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой при различных значениях приграничной плотности плазмы (в точке x_0) для “обрезанного” профиля плотности. Красным цветом обозначены значения действительной части импеданса при плотности электронов n_{x_0} на сепаратрисе в диапазоне $(0 \div 3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, рассчитанные нашей программой, черная кривая – зависимость, приведенная в работе [16].

$p = 0 \div 10$ см, черная кривая – зависимость, приведенная в работе [16].

Видно, что, варьируя плотность на сепаратрисе, можно приблизиться к зависимости из работы [16]. При увеличении расстояния x_0 между экраном Фарадея и сепаратрисой плазмы до 15 см, кривая из работы [16] выходит из коридора рассчитанных значений импеданса. Наилучшее совпадение достигается при значении электронной плотности на сепаратрисе $n_{x_0} = 3.9 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ($p = 1.2$ см), которое использовалось при построении графика на рис. 9а. На рис. 11 представлен график зависимости импеданса системы антенна-плазма от значения плотности на сепаратрисе при расстоянии между экраном Фарадея и сепаратрисой x_0 , равном 10 см.

Значения импеданса имеют минимум при $n_{x_0} = 4.3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ($p = 1.3$ см) и слабо меняются, начиная с плотности $n_{x_0} = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($p = 3.8$ см). Для того чтобы получить полное представление о характере зависимости импеданса системы антенна-плазма от значения плотности на сепаратрисе, требуется рассмотреть различные формы профиля плотности в обдирочном слое, что будет сделано в будущих работах. В данной работе

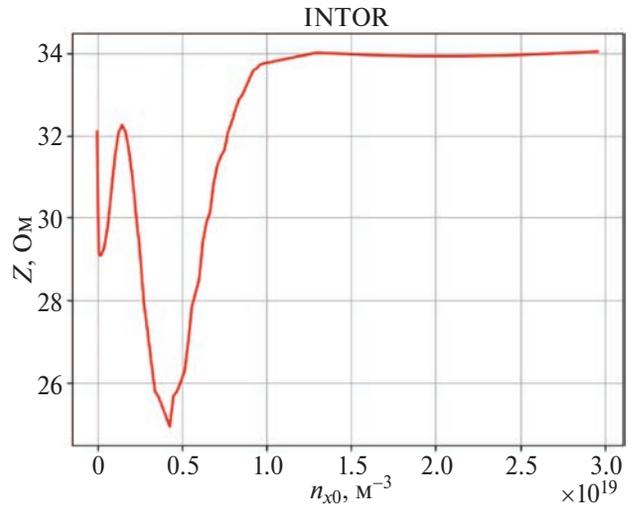


Рис. 11. Зависимость действительной части импеданса системы антенна-плазма от значения плотности электронов на сепаратрисе n_{x_0} при $x_0 = 10$ см.

дальнейшие расчеты проводились при значении $p = 1.2$ см.

На рис. 12 представлены зависимости действительной и мнимой частей импеданса от глубины ниши, в которой находится антенный блок.

На рис. 13 представлены зависимости действительной и мнимой частей импеданса от расстояния между пластинами антенны и экраном Фарадея.

Различие результатов на рис. 9, 12 и 13 связано с неоднозначностью геометрических параметров, используемых в работе [16], и формы профиля плотности в приграничной области плазмы. Функционально зависимости совпадают.

6. ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ ВЫБРАННОЙ МОДЕЛИ

В этом разделе уточним границы применимости линейного приближения квадрата волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$ (16) для геометрии токамака Т-15МД и планируемых параметров системы ИЦРН. Параметры установки и антенного блока представлены в табл. 2. Основные параметры плазмы токамака Т-15МД взяты из работ [23, 24], параметры системы ИЦРН взяты из [13, 14]

Еще раз запишем выражения для квадрата волнового вектора (14) и (16):

$$k_{\perp}^2(x) = \frac{(\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2)^2 - \bar{\epsilon}_2^2(x)}{\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2}, \quad (14)$$

$$k_{\perp}^2(x) \cong k_{\perp 0}^2(k_z) \left(1 - \frac{x - x_0}{L_0(k_z)} \right), \quad (16)$$

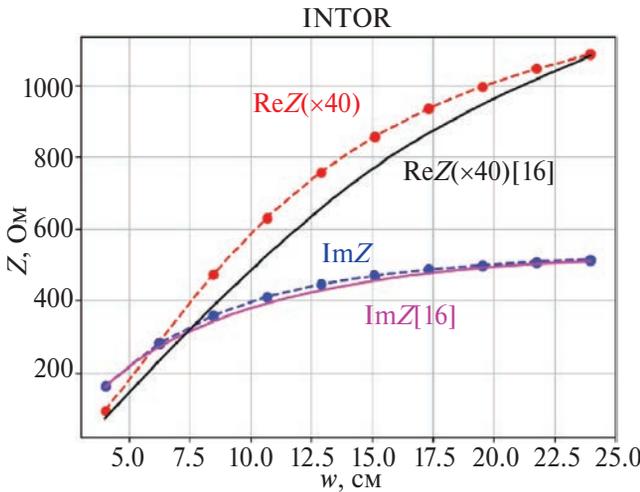


Рис. 12. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от глубины патрубка при $x_0 = 10$ см, $s = 2$ см. Пунктирная линия – результаты расчетов, сплошная – графики, приведенные в работе [16].

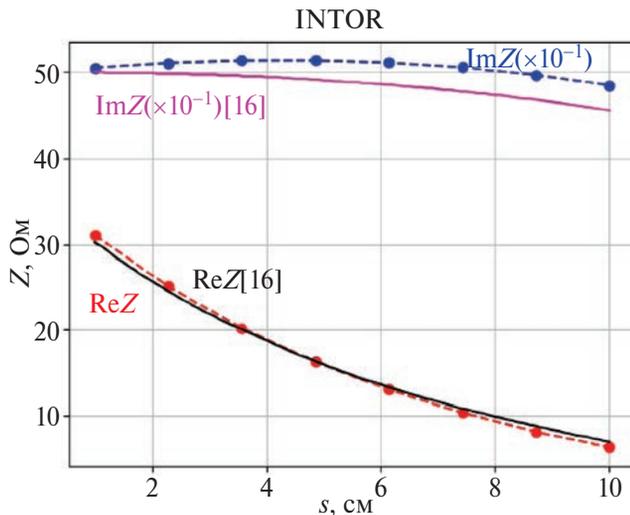


Рис. 13. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от расстояния между пластинами антенны и экраном Фарадея при $x_0 = 10$ см. Пунктирная линия – результаты расчетов, сплошная – графики, приведенные в работе [16].

где

$$k_{\perp 0}^2(k_z) = L_0(k_z)(\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1)'_x \frac{\bar{\epsilon}_1 - k_z^2 + \bar{\epsilon}_2}{\bar{\epsilon}_1 - k_z^2} \Big|_{x=x_0+L_0} \quad (17)$$

При расчете $k_{\perp}^2(x)$ (14) вычисляются компоненты тензора диэлектрической проницаемости, в которые входит плазменная частота и, следовательно, плотность плазмы $n(x)$ (36). Линеаризованный квадрат волнового вектора (16) при $x = x_0$ равен $k_{\perp 0}^2$ (17). Именно значение квадрата волнового вектора в точке x_0 используется в расчете импеданса системы антенна-плазма (32)

(параметр $\bar{a}(k_z) = L_0^{2/3} k_{\perp 0}^{2/3}$ входит в выражения (25) и (26), от которых зависит интеграл (22)). Следовательно, для того чтобы оценить ошибку, вносимую линейным приближением в вычисление импеданса, нужно сравнить значения выражений (14) и (16) в окрестности сепаратрисы ($x = x_0$). Эта ошибка будет зависеть от значения приграничной плотности n_{x_0} и продольного волнового вектора k_z .

В начале расчетов зафиксируем значение значения $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ и рассмотрим зависимости (14) и (16) при различных плотностях n_{x_0} . Такой выбор k_z обусловлен тем, что решение системы уравнений (29) выходит на насыщение в точке $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ (разд. 3.1, рис. 4).

На рис. 14 представлены зависимости квадрата волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$, полученные из уравнений (14) и (16), при $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$, навязываемом фазировкой $0-\pi-0-\pi$ полос антенны, при плотностях на сепаратрисе (а) $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (б) $n_{x_0} = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (в) $n_{x_0} = 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ для 100% H плазмы.

На всех вариантах рис. 14 (а, б, в) зависимости возрастают. При $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (рис. 14а) значения $k_{\perp}^2(x)$, полученные из выражений (14) и (16), в точке x_0 примерно равны -0.026 см^{-2} и -0.029 см^{-2} соответственно. Относительная разность этих двух значений составляет 10%, что приводит к ошибке определения импеданса в 0.5% при данной плотности на сепаратрисе. По мере уменьшения приграничной плотности (рис. 14б,в) расхождение зависимостей (14) и (16) увеличивается. При плотности на сепаратрисе $1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (рис. 14в) разница в значениях “точного” и линеаризованного $k_{\perp}^2(x)$ при $x = x_0$ составляет 0.023 см^{-2} . Такое расхождение приводит к ошибке определения действительной части импеданса не более 10%.

Теперь зафиксируем приграничную плотность $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (будем использовать это значение в расчетах для Т-15МД в разд. 7) и рассмотрим поведение зависимостей (14) и (16) при различных продольных волновых векторах k_z .

Сравнение зависимостей, рассчитанных по выражениям (14) и (16), при $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ ($k_z \gg k_0$) и $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ можно увидеть на предыдущем рис. 14а. При данном продольном волновом векторе ошибка, вносимая линейным приближением в значение импеданса, меньше одного процента.

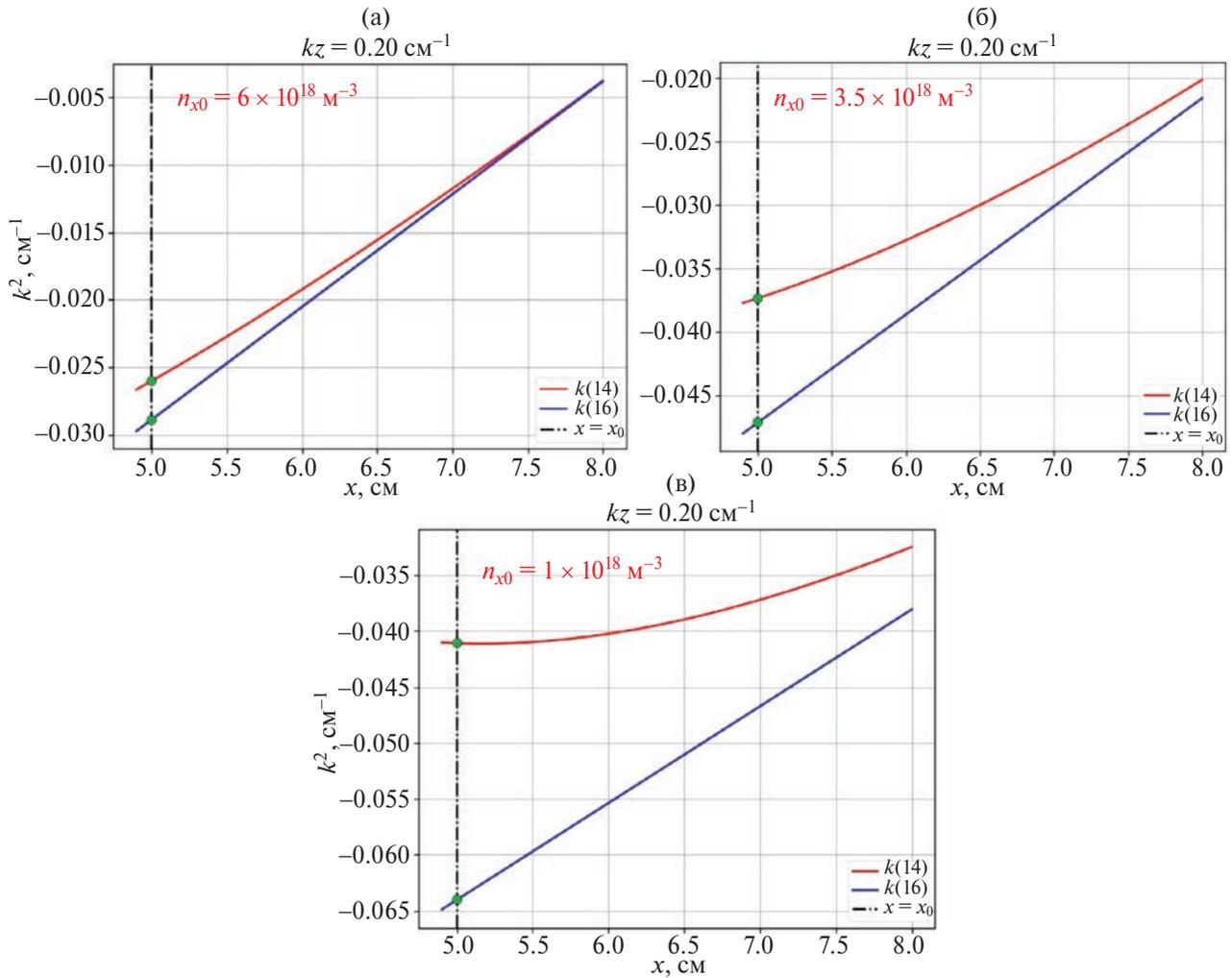


Рис. 14. Сравнение зависимостей $k_{\perp}^2(x)$, рассчитанных по формулам (14) и (16), при $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ (100% H). (а) $n_{x_0} = 6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (б) $n_{x_0} = 3.5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (в) $n_{x_0} = 1 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Вертикальная линия проведена в точке $x = x_0$.

Рассмотрим поведение исследуемых зависимостей при $k_z < 0.2 \text{ см}^{-1}$. На рис. 15 представлены зависимости квадрата волнового вектора, рассчитанные по формулам (14) и (16), при $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ для (а) $k_z = k_0 = 0.0125 \text{ см}^{-1}$ и (б) $k_z = 0.1 \text{ см}^{-1}$.

Из рис. 15 видно, что при данных k_z зависимости не сходятся в периферийной области плазмы. Относительная разность значений квадрата волнового вектора в точке x_0 для рис. 15а и 15б составляет примерно 60% и 50%, соответственно. То есть ошибка, вносимая линейным приближением (16), растет по мере уменьшения продольного волнового вектора k_z в области $k_z < 0.2 \text{ см}^{-1}$. В связи с этим, проверим, насколько такое расхождение в значениях $k_{\perp}^2(x_0)$, рассчитанных по формулам (14) и (16), влияет на ито-

говое значение импеданса системы антенна-плазма (32).

Для анализа погрешности произведен следующий эксперимент. Зададим сетку значений x_0 и в каждом узле сетки произведем 30 расчетов импеданса Z с случайно возмущенным $k_{\perp 0}^2$ на величину не более 80% от его невозмущенного значения при фиксированных геометрических параметрах антенного узла. Это значение возмущения обусловлено тем, что при $k_z < k_0$ максимальная относительная разность выражений (14) и (16) в точке x_0 достигает 80%. Процедура случайного возмущения $k_{\perp 0}^2$ проводилась для всех значений продольного волнового вектора (параметра k_z), исключая окрестность точки $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$, так как погрешность определения импеданса в ней минимальна (исследовано выше). Для каждого возмущенного значения $k_{\perp 0}^2$ рассчи-

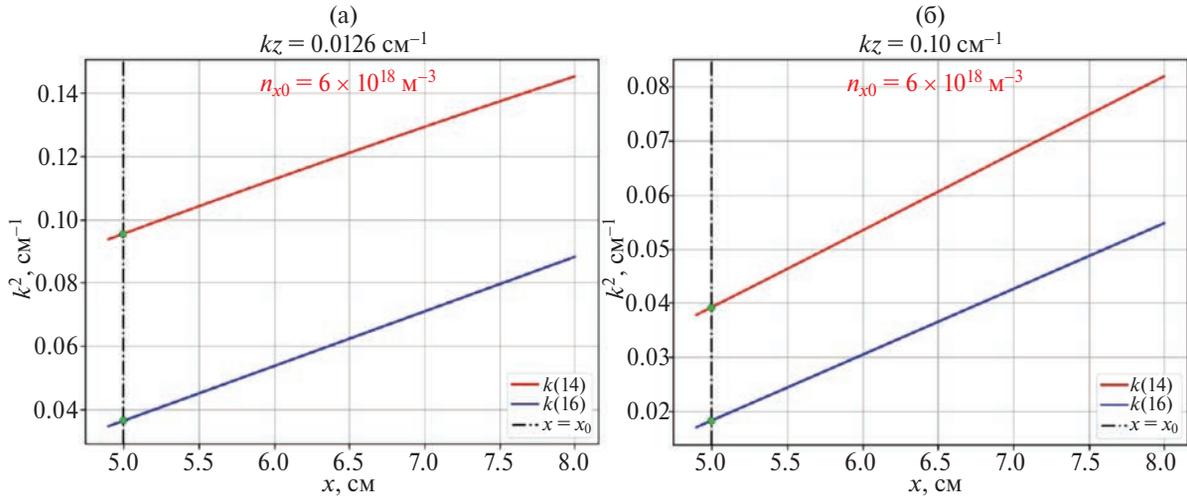


Рис. 15. Сравнение зависимостей $k_{\perp}^2(x)$, вычисленных из выражений (14) и (16), при $n_{x_0} = 6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (100% Н). (а) $k_z = k_0$, (б) $k_z = 0.1 \text{ см}^{-1}$. Вертикальная линия проведена в точке $x = x_0$.

тывался импеданс Z . Далее рассчитывались математическое ожидание $M[Z]$, дисперсия $D[Z]$ и среднеквадратичное отклонение $\sigma[Z] = \sqrt{D[Z]}$ полученных значений импеданса для каждого фиксированного набора геометрических параметров антенны.

На рис. 16 представлено сравнение невозмущенных зависимостей действительной и мнимой частей импеданса системы антенна-плазма от расстояния x_0 с математическим ожиданием возмущенных значений импеданса в геометрии Т-15МД (100% Н).

На рис. 16 видно, что точки математического ожидания (среднего значения) возмущенных значений $M[ReZ]$ лежат ниже кривой, построенной по “точным” значениям ReZ . Это говорит о наличии систематической ошибки, равной относительной разности математического ожидания возмущенного и “точного” решений. Также, на рис. 16 видно, что систематическая ошибка определения мнимой части мала, так как точки $M[ImZ]$ хорошо ложатся на кривую ImZ .

Для данной работы основной интерес представляет реальная часть импеданса ReZ , так как для согласования требуется максимально приблизить ее значение к импедансу ВЧ-генератора. На рис. 17 представлены графики (а) систематической и (б) случайной ошибок для действительной части импеданса ReZ . Случайная ошибка определяется значением $\frac{3\sigma[ReZ]}{M[ReZ]}$ и указывает на разброс возмущенных значений импеданса относительно их математического ожидания.

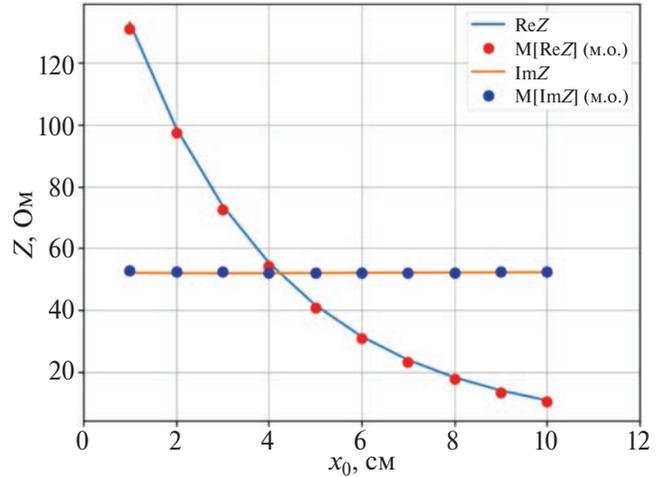


Рис. 16. Сравнение зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояния между сепаратрисой и экраном Фарадея с математическим ожиданием возмущенных значений импеданса $M[Z]$ в геометрии Т-15МД (100% Н).

Максимальные значения систематической и случайной ошибок определения действительной части импеданса составляют 4.6% и 6.8%, соответственно.

На рис. 18 представлены графики полной ошибки, рассчитанной как сумма систематической и случайной ошибок, для (а) действительной части импеданса ReZ и (б) мнимой части импеданса ImZ .

Из рис. 18 видно, что относительная ошибка действительной части импеданса растет с увеличением расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой, а ошибка мнимой части падает

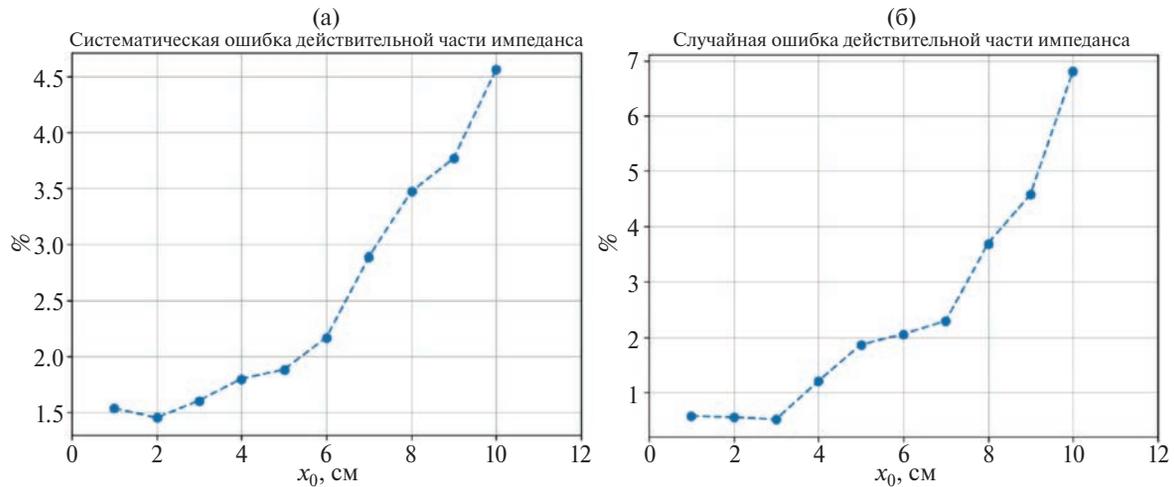


Рис. 17. Графики (а) систематической и (б) случайной ошибок для действительной части импеданса ReZ .

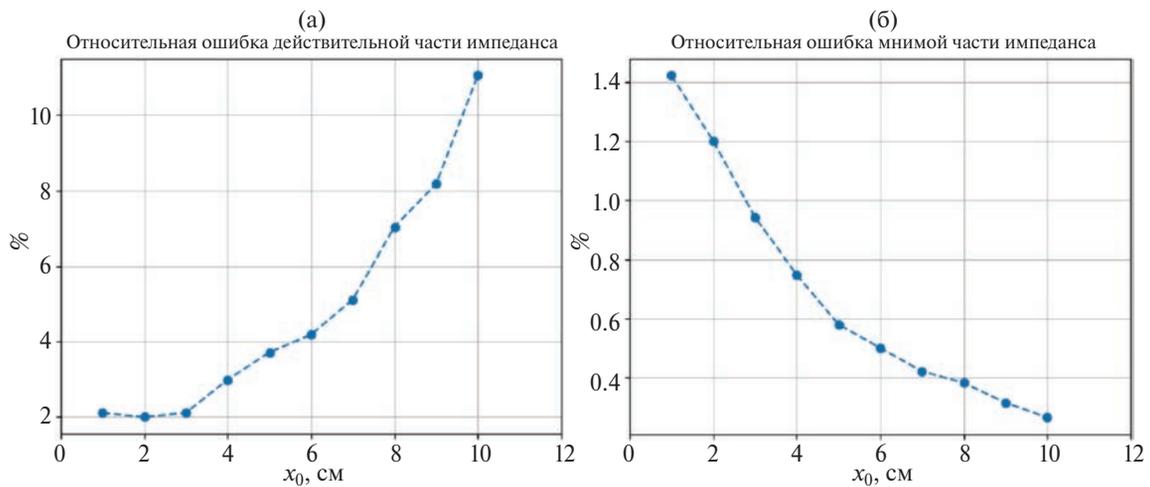


Рис. 18. Значения полной относительной ошибки для (а) действительной и (б) мнимой частей импеданса.

с увеличением x_0 . Максимальная относительная ошибка для ReZ составила 11.4%, для ImZ – 1.4%.

В результате, получено, что при плотности плазмы на сепаратрисе $n_{x_0} > 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и рассчитанном в разд. 3.1 диапазоне k_z ошибка, вносимая линейным приближением в значения импеданса, не превышает 12%. Отметим, что определяющее значение имеет ошибка, рассчитанная при различных значениях k_z и фиксированной плотности n_{x_0} , так как она больше соответствующей ошибки при фиксированном k_z . Расчеты импеданса системы антенна-плазма для Т-15МД в следующем разделе проводятся при плотности плазмы $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Если интересоваться не только значением импеданса системы антенна-плазма, но и распределением электрического поля волн в объеме

плазмы, следует оценить, в каком диапазоне по x применимо линейное приближение (16). На рис. 19 представлены зависимости квадрата волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$, полученные из уравнений (14) и (16), при x от 0 до 35 см для $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (а) $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ и (б) $k_z = k_0$.

Видно, что по мере углубления в плазму поведение зависимости квадрата волнового вектора от x , определяемой выражением (14), все больше отличается от линейной из-за параболической формы радиального профиля плотности плазмы. На рис. 19а ($k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$) зависимости (14) и (16) расходятся при $x > 25$ см. При $k_z = k_0$ (рис. 19б) зависимость (14) приобретает нелинейный характер, начиная с $x = 15$ см. Таким образом, можно сделать вывод, что при рассмотрении распределения электрического поля

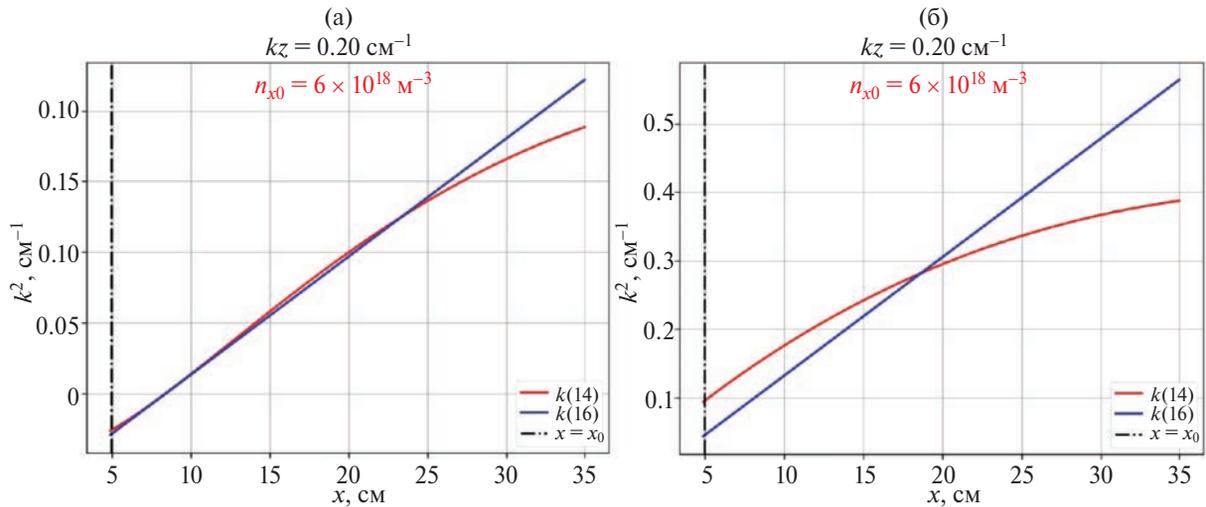


Рис. 19. Сравнение зависимостей $k_{\perp}^2(x)$, рассчитанных по формулам (14) и (16), при $n_{x0} = 6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (100% Н), (а) $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$, (б) $k_z = k_0$.

волн в плазме следует ограничиться периферийной областью плазмы $x < 15 \text{ см}$.

7. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ ИМПЕДАНСА ДЛЯ Т-15МД

В данном разделе проверим работоспособность кода для геометрии и плазмы токамака Т-15МД (табл. 2) в соответствии с границами применимости модели, определенными в прошлом разделе.

Проведены расчеты для двух сценариях нагрева: нагрев водородной плазмы (100% Н) на второй гармонике водорода и нагрев плазмы с малой добавкой гелия-3 в водород (95% Н – 5% ^3He) на второй гармонике гелия-3.

На рис. 20 представлены зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой (координата x_0). В расчете предполагается изменение радиального положения плазменного шнура при неизменном положении пластин антенны, т. е. предполагается смещение плазменного шнура во время разряда.

Различие в значениях импедансов для сценариев 100% Н и 95% Н – 5% ^3He связано с различием в значениях $k_{\perp}^2(x)$ в точке x_0 . Например, при $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ и $x_0 = 5 \text{ см}$ значения квадрата волнового вектора, вычисленные из выражений (14) и (16), для водородной плазмы равны -0.026 см^{-2} и -0.029 см^{-2} , соответственно. Для сценария 95% Н – 5% ^3He эти значения равны -0.039 см^{-2} и -0.042 см^{-2} . Значения L_0 при $k_z =$

$= 0.2 \text{ см}^{-1}$ равны 3.5 см для водородной плазмы и 9.9 см для плазмы с малой добавкой ^3He . Кроме того, в этих двух сценариях отличаются частоты генератора f : 60 МГц в сценарии с водородной плазмой и 40 МГц в сценарии с малой добавкой гелия-3.

Мнимая часть импеданса ImZ в основном определяется индуктивностью антенны, поэтому слабо меняется с ростом расстояния между антенной и плазмой. Действительная часть импеданса ReZ быстро уменьшается по мере увеличения расстояния x_0 между экраном Фарадея и сепаратрисой плазмы. При расстоянии в 10 см между антенным блоком и сепаратрисой импеданс системы антенна-плазма составляет около 5–10 Ом для обоих сценариев нагрева. Планируемое значение импеданса ВЧ-генератора системы ИЦРН на Т-15МД составляет 25–30 Ом. Оно обусловлено выбранной мощностью и диапазоном рабочих частот. Следовательно, для эффективной работы системы ИЦРН на установке Т-15МД в сценарии, когда сепаратриса плазмы удалена более чем на 10 см от стенки вакуумной камеры, необходимо использовать методы подстройки импеданса.

На рис. 21 представлены зависимости импеданса от расстояния между пластинами антенны и экраном Фарадея при неизменном положении плазменного шнура.

Если импеданс генератора равен 25–30 Ом, то в сценарии нагрева чисто водородной плазмы оптимальное расположение пластин антенны

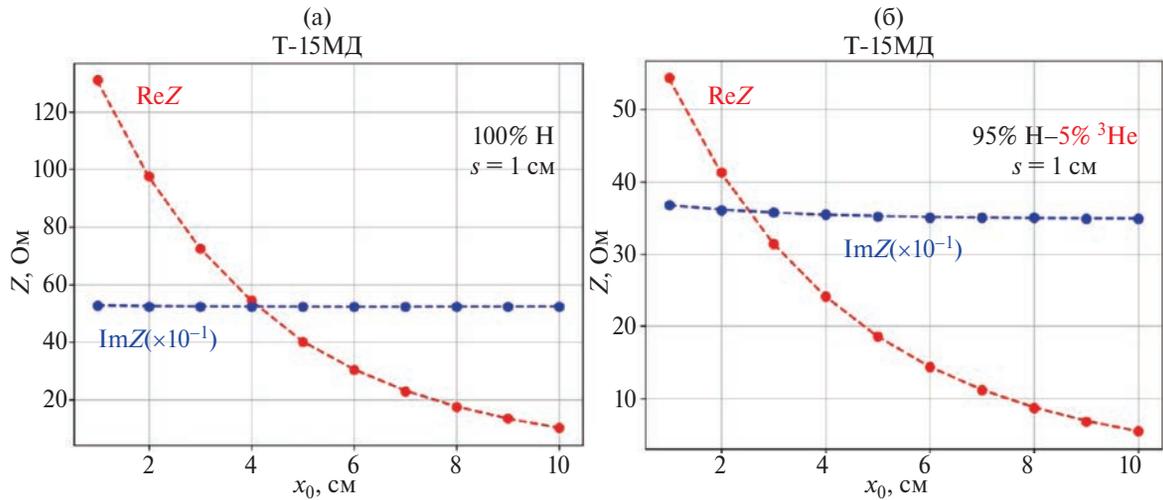


Рис. 20. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой (координата x_0) при расстоянии между пластинами антенны и экраном Фарадея $s = 1$ см для (а) 100% H плазмы, (б) 95% H – 5% ^3He плазмы.

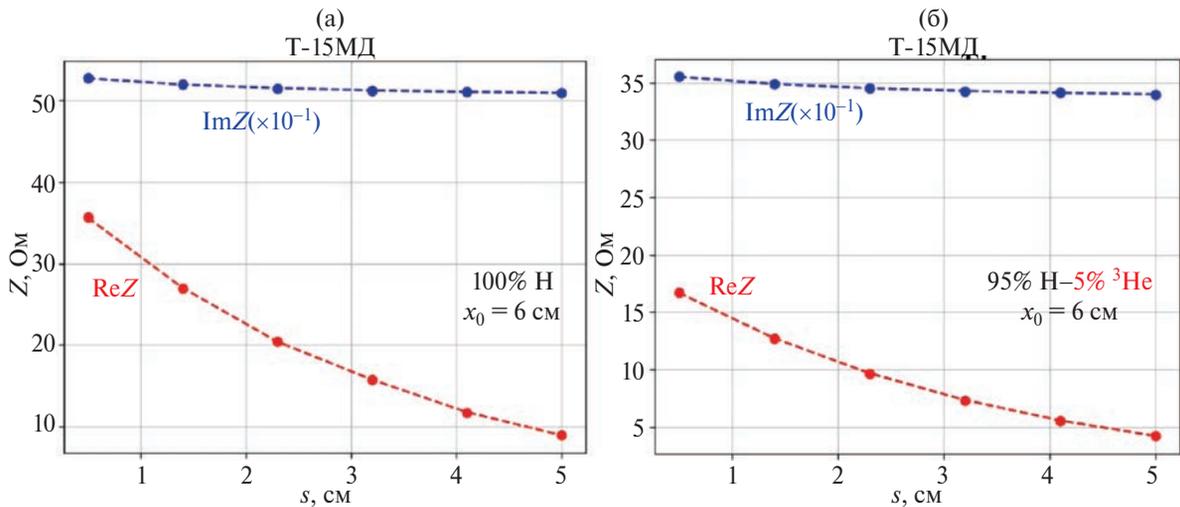


Рис. 21. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от расстояния между пластинами антенны и экраном Фарадея (координата s) при расстоянии между экраном Фарадея и сепаратрисой $x_0 = 6$ см для (а) 100% H плазмы, (б) 95% H – 5% ^3He плазмы.

в патрубке составит 1–2 см от экрана Фарадея. В сценарии с малой добавкой гелия-3 в водородную плазму вещественная часть импеданса не превосходит 18 Ом при любом положении пластин антенны в патрубке. Это означает, что для эффективной работы системы ИЦРН в сценарии нагрева малой добавки гелия-3 в водородной плазме необходимо использовать немеханические методы подстройки импеданса, например, систему напуска газа.

В завершение рассмотрим двумерное распределение напряженности электрического поля ВЧ-

волны в плазме в геометрии Т-15МД для сценария нагрева чисто водородной плазмы (рис. 22).

На рис. 22 видно, что амплитуда электрического поля волны спадает по мере ее прохождения в плазму и вдоль направления z по обе стороны от антенны (при $|z| > 40$ см). Диапазон [5,15] см по оси x соответствует границам применимости линейного приближения (16).

8. ОБСУЖДЕНИЕ

Верификация программы с результатами работы [16] и результаты расчетов показали, что

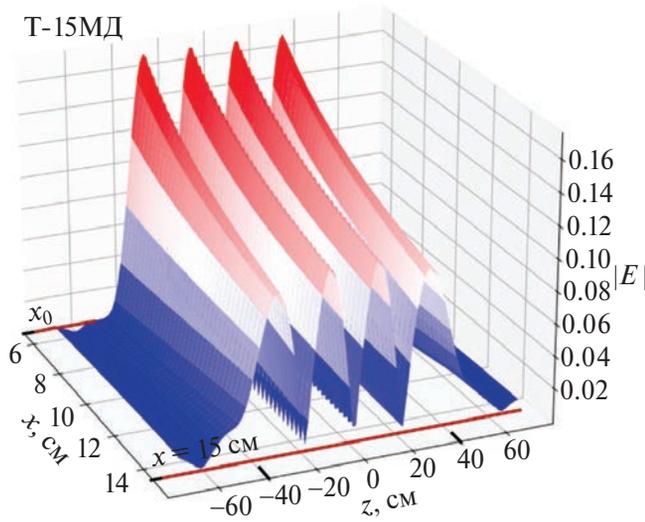


Рис. 22. Двумерное распределение модуля вектора напряженности электрического поля ВЧ-волны при x_0 от 5 до 15 см, z от 0 до 70 см для Т-15МД (100% Н).

импеданс системы антенна-плазма сильно зависит от формы профиля плотности в периферийной области плазмы. Зависимость импеданса от приграничной плотности подтверждена исследованиями на установках ASDEX Upgrade [5], EAST [11]. Таким образом, для моделирования эффективности ИЦР-нагрева необходимо знать профиль приграничной плотности плазмы с хорошей точностью.

Спектр продольных волновых чисел антенны исследован “методом установления”. В будущем необходимо провести численный расчет спектра k_z антенны из условия корректного описания структуры поля в области патрубке с учетом геометрии антенного блока.

Рассмотрено поведение зависимостей “точного” (14) и линеаризованного (16) квадрата волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$ при различных значениях приграничной плотности плазмы и продольного волнового вектора. В результате, определены границы применимости линейного приближения (16) для геометрии Т-15МД. В будущем планируется перейти от линейного приближения к численному решению нелинейного уравнения (14) для расширения границ применимости модели.

Проведены первые расчеты для упрощенной геометрии антенного блока установки Т-15МД для двух сценариев: 100% Н плазмы, 95% Н–5% ^3He плазмы. В результате, для соответствия импеданса генератора 25–30 Ом импедансу системы антенна-

плазма получено оптимальное расположение антенного блока. При расстоянии между экраном Фарадея и сепаратрисой равным $x_0 = 6$ см в сценарии нагрева чисто водородной плазмы пластины антенны оптимально расположить на расстоянии 1–2 см от экрана Фарадея. В сценарии нагрева малой добавки гелия-3 в водородной плазме при $x_0 > 6$ см вещественная часть импеданса не превосходит 18 Ом при любом положении пластин антенны в патрубке. Более того, при величине x_0 превышающей 10 см импеданс не превышает 10 Ом в обоих сценариях, при ожидаемом сопротивлении генератора 25–30 Ом. Следовательно, для эффективной работы системы ИЦР в подобных сценариях необходима дополнительная подстройка импеданса, например, с помощью напуска газа в область обдирочного плазменного слоя.

Отметим, что плазменный шнур следует располагать таким образом, чтобы расстояние между экраном Фарадея и сепаратрисой было минимальным. Это расстояние выбрано равным $x_0 = 6$ см, так как при меньшем зазоре между экраном Фарадея и сепаратрисой возрастает вероятность возникновения пробоя между антенной и плазмой, повреждения антенного блока горячей плазмой.

Дополнительно приведено двумерное распределение электрического поля волны в периферийной области плазмы.

Для окончательной оценки границ применимости модели и точности расчетов необходимо провести верификацию кода на экспериментальных данных. Поэтому планируется расширение математической модели для учета несимметричной фазировки тока в пластинах антенны, электротехнических параметров антенного узла и формы профиля плотности в приграничной области плазмы. Это позволит провести верификацию программы с теоретическими расчетами импеданса и экспериментальными результатами, полученными на EAST [11].

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан численный код для математического моделирования распространения ВЧ-волны, излучаемой полосовой антенной в плазму, и расчета импеданса системы антенна-плазма. Код верифицирован по результатам теоретической работы [16] для параметров INTOR. Для упрощенной геометрии бесконечно тонкой полосовой

антенны получены зависимости импеданса системы антенна-плазма от радиального положения антенны и от глубины патрубка, в котором находится антенна. Исследована зависимость мнимой и действительной частей импеданса от количества гармоник Фурье-разложения тока, текущего по пластинам антенны, а также от профиля плотности плазмы в области обдирочного слоя. Определены границы применимости модели для геометрии Т-15МД.

Проверена работоспособность кода для условий токамака Т-15МД. Получены зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояния между антенной и экраном Фарадея и от расстояния от экрана до плазменного шнура. Построено двумерное распределение напряженности электрического поля ВЧ-волны в водородной плазме.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа курчатовской группы выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Messiaen A.M., Conrads H., Gaigneaux M., Ongena J., Weynants R.R., Bertschinger G., Beuken J.M., Cornelissen P., Delvigne T., Durodie F., Hoenen F., Hutteman P., Jadoul M., Koch R., Keuer H., Korten M., Kohlhaas W., Lebeau D., Lochter M., Reiter D., Rusbuldt D., Sauer M., Vandenplas P.E., Van Nieuwenhove R., Van Oost G., Van Wassenhove G., Esser H.G., Euringer H., Fuchs G., Giesen B., Gbrg B., Hillis D.L., Schlueter J., Soltwisch H., Storch M., Telesca G., Uhlemann R., Waidmann G., Wang J.G., Winter J., Wolf G.H., Yang J.W.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1990. V. 32. №. 11. P. 889. doi: 10.1088/0741-3335/32/11/005
2. *Garcia-Munoz M., Van Zeeland M.A., Sharapov S., Lamber Ph., Ayllon J., Classen I., Conway G., Ferreira J., Galdon J., Geiger B., Lazanyi N., Nabais F., Nikolaeva V., Pace D.C., Sanchis-Sanchez L., Snicker A., Stober J., Weiland M. and the ASDEX Upgrade Team* // 14th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems. 2015.
3. *Ongena J., Kazakov Y.O., Baranov Y., Hellesen C., Eriksson J., Johnson T., Kiptily V.G., Mantsinen M.J., Nocente M., Bilato R., Cardinali A., Castaldo C., Crombe K., Czarnecka A., Dumont R., Faustin J., Giacomelli L., Goloborodko V., Graves J., Jacquet Ph., Krawczyk N., Lerche E., Meneses L., Nave M.F.F., Patten H., Schneider M., Van Eester D., Weisen H., Wright J.C. and JET Contributors* // EPJ Web of Conferences. EDP Sciences, 2017. V. 157. P. 02006. doi: 10.1051/epjconf/201715702006
4. *Hellesen C., Gatu Johnson M., Andersson Sunden E., Conroy S., Ericsson G., Eriksson J., Sjostrand H., Weiszflog M., Johnson T., Gorini G., Nocente M., Tardocchi M., Kiptily V.G., Pinches S.D., Sharapov S.E. and JET EFDA Contributors* // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. №. 11. P. 113009. doi: 10.1088/0029-5515/53/11/113009
5. *Jacquet P., Bobkov V., Mayoral M.L., Monakhov I., Noterdaeme J.M., Scarabosio A., Stepanov I., Vrancken M., Wolfrum E. and the ASDEX Upgrade Team* // Nuclear Fusion. 2012. V. 52. №. 4. P. 042002. doi: 10.1088/0029-5515/52/4/042002
6. *Noterdaeme J.M., Becker W., Bobkov V., Braun F., Hartmann D., Wesner F.* // AIP Conference Proceedings. – American Institute of Physics. 2003. V. 694. № 1. P. 154–157. doi: 10.1063/1.1638017
7. *Graham M., Mayoral M.L., Monakhov I., Ongena J., Blackman T., Nightingale M.P.S., Wooldridge E., Durodie F., Argouarch A., Berger-By G., Czarnecka A., Dowson S., Goulding R., Huygen S., Jacquet P., Wade T.J., Lerche E., Lamalle P.U., Sheikh H., Van Eester D., Vrancken M., Walden A., Whitehurst A. and JET-EFDA contributors* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2012. V. 54. №. 7. P. 074011. doi: 10.1088/0741-3335/54/7/074011
8. *Lin Y., Binus A., Wukitch S.J.* // Fusion Engineering and Design. 2009. V. 84. №. 1. P. 33–37. doi: 10.1016/j.fusengdes.2008.08.044
9. *Dumortier P., Messiaen A.M.* // Fusion Science and Technology. 2010. V. 57. №. 2T. P. 230.
10. *Pecoul S., Heurax S., Koch R., Leclert G.* // AIP Conference Proceedings. American Institute of Physics, 1996. V. 355. №. 1. P. 409. doi: 10.1063/1.49559
11. *Zhang J.H., Zhang X.J., Cheng Y., Qin C.M., Zhao Y.P., Mao Y.Z., Yuan S., Wang L., Ju S.Q., Chen G., Wan B.N., Gong X.Z., Qian J.P., Zhang T., Li J.G., Song Y.T., Yang Y.Q., Chen Z., Wang J.H., Lin Y., Taylor G., Wukitch S., Noterdaeme J.M., Hosea J.C., Kumazawa R., Seki T., Saito K., Kasahara H.* // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. №. 6. P. 066030. doi: 10.1088/1741-4326/aa69ca
12. *Ongena J., Messiaen A.M., Melnikov A.V., Ragona R., Kazakov Y.O., Van Eester D., Dnestrovskii Yu.N., Khvostenko P.P., Roy I.N., Romannikov A.N.* // Fusion Engineering and Design. 2019. V. 146. P. 787. doi: 10.1016/j.fusengdes.2019.01.080
13. *Melnikov A.V., Ongena J., Messiaen A.M., Ragona R., Sushkov A.V., Kazakov Ye.O., Van Eester D., Dnestrovskii Yu.N., Khvostenko P.P., Roy I.N.* // AIP

- Conference Proceedings. AIP Publishing, 2020. V. 2254. № 070007.
doi: 10.1063/5.0014265
14. *Melnikov A.V., Sushkov A.V., Belov A.M., Dnestrovskij Yu.N., Eliseev L.G., Gorshkov A.V., Ivanov D.P., Kirneva N.A., Korobov K.V., Krupin V.A., Lysenko S.E., Mukhovatov V.S., Mustafin N.A., Perfilov S.V., Razumova K.A., Roy I.N., Savrukhin P.V., Strelkov V.S., Shestakov E.A., Tilinin G.N., Vdovin V.L.* // Fusion Engineering and Design. 2015. V. 96. P. 306.
doi: 10.1016/j.fusengdes.2015.06.080
 15. *Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.* // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. №. 1. С. 15.
doi: 10.21517/0202-3822-2019-42-1-15-38
 16. *Vdovin V.L.* // Nuclear fusion. 1983. V. 23. №. 11. P. 1435.
doi: 10.1088/0029-5515/23/11/001
 17. *Stix T.H.* Waves in plasmas. —Springer Science & Business Media, 1992.
 18. *Науменко П.Р., Недбайлов К.О.* // 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ: Сборник тезисов. М., 2023. С. 223.
 19. *Науменко П.Р., Черненко А.С.* // Международная научная студенческая конференция 2023 НГУ: Сборник тезисов. Новосибирск, 2023. С. 68.
 20. *Ахизер А.И.* Электродинамика плазмы. 1974.
 21. *Hooke R., Jeeves T.A.* // Journal of the ACM (JACM). 1961. V. 8. № 2. P. 212.
 22. *Bhatnagar V.P., Koch R.* // Nuclear fusion. 1986. V. 26. № 1. P. 61.
doi: 10.1088/0029-5515/26/1/006
 23. *Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Немец А.Р., Нургалиев М.Р., Субботин Г.Ф., Соловьев Н.А., Сычугов Д.Ю., Черкасов С.В.* // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2022. Т. 45, № 1. С. 9.
doi: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-9-28.
 24. *Dnestrovskij Y. N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Subbotin G.F., Solovov N.A., Sychugov D.Yu., Cherkasov S.V.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2021. V. 63. №. 5. P. 055012.
doi: 10.1088/1361-6587/abdc9b

QUASI-TWO-DIMENSIONAL CODE FOR THE CALCULATION OF ANTENNA IMPEDANCE OF THE ICR HEATING SYSTEM

P. R. Naumenko^{a,b,*}, K. O. Nedbailov^{a,b,}, and A. S. Chernenko^{b,***}**

^a*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141701, Russia*

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

**e-mail: naumenko.pr@phystech.edu*

***e-mail: nedbajlov.ko@phystech.edu*

****e-mail: chernenko_as@nrcki.ru*

Ion cyclotron resonance heating is considered as one of the methods of additional heating of plasma and production of the non-inductive current in the T-15MD tokamak. To transfer the maximum power to the plasma, it is needed to know impedance of an antenna—plasma system, to match it with impedance of an RF power generator and its transmission line. The work is devoted to the development of a code for the calculation of antenna impedance of the ICR heating system of plasma in toroidal magnetic traps. To find impedance of the antenna—plasma system in the simplified geometry of antenna consisting of conductive plates, the wave equation is solved in the “cold” plasma approximation, and the spectrum of the RF power emitted by antenna is calculated. The dependences of the impedance of the antenna—plasma system on distances between antenna and the Faraday screen and between the Faraday screen and the plasma are obtained for the geometry of the T-15MD tokamak. Two-dimensional distribution of electric field of wave in the plasma is obtained.

Keywords: plasma, tokamak, ion cyclotron resonance heating, impedance of the antenna—plasma system

УДК 533.9

ВЕРИФИКАЦИЯ РАБОТЫ АПЕРТУРНОГО ЗОНДА С ЗАДЕРЖИВАЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕКТРОРАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

© 2024 г. Д. А. Майстренко^{a, b, *}, А. А. Шагайда^a, Д. А. Томилин^a,
Д. А. Кравченко^a, М. Ю. Селиванов^a

^aГосударственный научный центр Российской Федерации «Исследовательский центр им. М.В. Келдыша»,
Москва, Россия

^bМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Москва, Россия

*e-mail: maystrenko.da@phystech.edu

Поступила в редакцию 11.06.2024 г.

После доработки 01.07.2024 г.

Принята к публикации 15.07.2024 г.

Рассматривается зондовая диагностика распределения ионов по энергиям и плотности ионного тока в струе плазмы электроракетных двигателей. Приводится подробное сравнение нового зонда с задерживающим потенциалом другой конструкции с традиционным зондом многосеточной конструкции на примере численного моделирования и реальных испытаний при различных параметрах струи холловского двигателя. С помощью моделирования наглядно продемонстрированы недостатки многосеточной конструкции зонда с задерживающим потенциалом и преимущества апертурной. На основании расчетов также подробно исследованы особенности использования нового зонда и сделаны предварительные выводы относительно точности зонда. В заключительной части статьи продемонстрированы результаты совместных испытаний двух зондов при таких параметрах плазмы, при которых трехсеточный зонд работает наиболее точно, с подтвержденной максимальной погрешностью в 5%.

Ключевые слова: электротяга, двигатель Холла, диагностика плазмы, распределение энергии ионов, анализатор потенциала торможения

DOI: 10.31857/S0367292124090066, EDN: DVCFKS

1. ВВЕДЕНИЕ

Электроракетные двигатели (ЭРД) в настоящее время используются как для корректировки орбит спутников, так и для дальних полетов, и задачи, связанные с диагностикой таких двигателей, приобретают всё большую актуальность [1–4]. Одной из важнейших задач является измерение энергетического спектра ионов и плотности ионного тока в плазме ЭРД. Информацию об энергетических спектрах ионов на разных углах к оси ЭРД используют для анализа эффективности работы двигателя и для определения влияния струи плазмы двигателя на бортовые устройства космических аппаратов [5]. В настоящее время наиболее популярным устройством для такой диагностики

является многосеточный зонд с задерживающим потенциалом, основными достоинствами которого являются простота конструкции вместе с небольшими габаритами и массой. Такие зонды в настоящее время используются как в лабораториях, так и непосредственно на космических аппаратах [6].

Традиционный зонд с задерживающим потенциалом имеет многосеточную конструкцию [7], геометрические параметры которой выбираются в соответствии с ожидаемым радиусом Дебая исследуемой плазмы. Точно подобранная геометрия позволяет корректно измерить энергетический спектр ионов в плазме с определенными параметрами. В настоящее время разработано множество модификаций зондов с задерживающим потен-

циалом для измерения энергетического спектра ионов и плотности ионного тока как в ЭРД [8–10], так и в других источниках плазмы [11]. Помимо базовой конструкции с тремя сетками [7], существуют зонды с большим количеством сеток [12] и без сеток [13]. Была предложена и протестирована геометрия с переменной прозрачностью [11], для которой больше нет экспериментальных данных для оценки области применимости конструкции в открытых источниках.

В этой работе представлен новый зонд с задерживающим потенциалом, в дальнейшем называемый апертурным, который может корректно работать независимо от радиуса Дебая плазмы ЭРД. Этот зонд теоретически способен измерять энергетический спектр ионов и плотность ионного тока в диапазоне плотностей токов от 10^{-4} до 100 А/м^2 и энергиях ионов до 2500 эВ с погрешностью определения энергетического пика меньшей 2% .

Ранее, в первой работе посвященной разработке апертурного зонда [14], были указаны и теоретически обоснованы недостатки многосеточной конструкции: неконтролируемая зависимость погрешности и эффективной прозрачности многосеточного зонда для ионов от параметров исследуемой плазмы. Эти обстоятельства приводят к тому, что использование зонда многосеточной конструкции для измерения плотности ионного тока и распределения ионов по энергиям с контролируемой и предсказуемой погрешностью возможно только в узком рабочем диапазоне параметров плазмы, что создает существенные сложности при диагностике струи ЭРД на различных углах к оси двигателя. Для решения этой проблемы был разработан зонд апертурной конструкции [14]. Первые испытания показали адекватность работы зонда. Моделирование показало, что апертурная конструкция может работать в диапазоне плотностей токов до 100 А/м^2 и энергий ионов до 2500 эВ без существенной потери точности, а испытания, проведенные совместно с трехсеточным зондом, показали, что спектры, получаемые с нового зонда, соответствуют ожиданиям, а для определения погрешности зонда требуются дальнейшие испытания.

Данная статья посвящена верификации работы апертурного зонда и обоснованию реальных преимуществ апертурной конструкции перед многосеточной. В разд. 2 описана конструкция апертурного зонда и объяснены основные особен-

ности его работы. В разд. 3 показаны результаты сравнительного численного моделирования зондов двух типов: трехсеточного и апертурного, в разд. 4 рассказано про экспериментальную верификацию результатов моделирования, а в разд. 5 показаны результаты совместных испытаний трехсеточного и апертурного зондов и в заключении сделан вывод о преимуществах и точности апертурного зонда.

2. ПРИНЦИП И ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ АПЕРТУРНОГО ЗОНДА

Основная идея, заложенная в конструкцию апертурного зонда, состоит в том, чтобы организовать сепарацию ионов и электронов так же, как это происходит в ионно-оптических системах ионных двигателей [15]. Это означает, что отверстия в сетках должны быть соосны, а приложенные к сеткам потенциалы должны обеспечивать формирование вблизи эмиссионного электрода плазменной границы, с которой извлекаются отдельные ионные пучки. Такая конструкция позволяет использовать сетки с отверстиями большого диаметра, намного превышающего радиус Дебая, и обеспечивает высокую прозрачность зонда. В результате появляется возможность проводить измерения как в плотной плазме на небольших расстояниях от двигателя, так и вдали от двигателя, на периферии плазменной струи. Схематически зонд изображен на рис. 1. Сетки разделены керамическими изоляторами, которые защищены от ионного распыления металлическими пластинами. На рисунке показано только общее представление о конструкции, размеры указаны не в масштабе.

Зонд включает в себя экранирующий электрод, отсечной электрод и коллектор. Экранирующий и отсечной электроды представляют собой пластины с круглыми соосными апертурами, расположенными в узлах гексагональной решетки. Экранирующий электрод заземлен. На отсечной электрод, который является аналогом ускоряющего электрода в ИОС ионных двигателей, подается большой отрицательный потенциал (до 2000 В по модулю), который обеспечивает формирование плазменной границы вблизи апертуры экранирующего электрода. На этой границе происходит отсечение электронов. На коллектор подается положительный потенциал, который определяет граничную энергию регистрируемых ионов. На коллекторе имеются углубления в форме

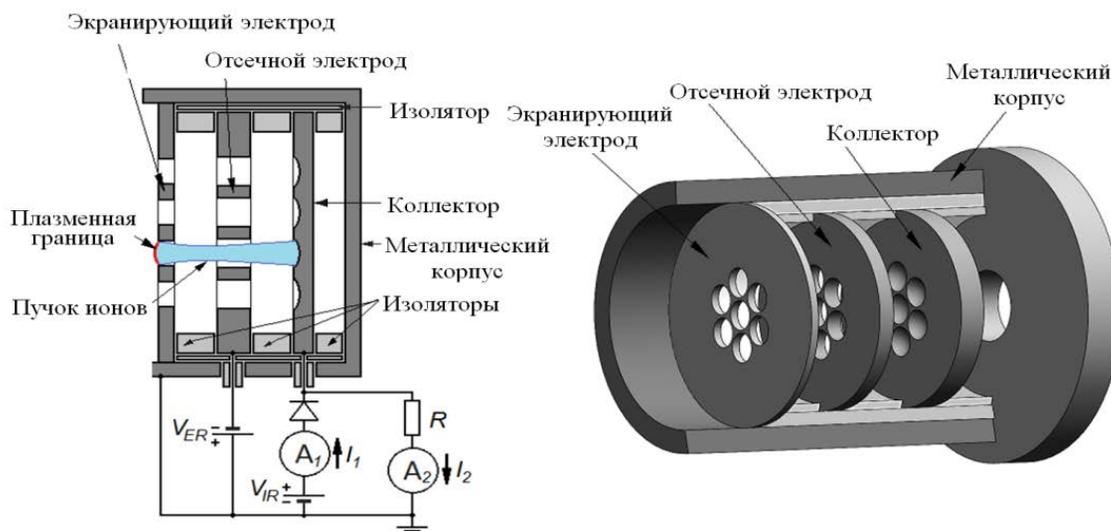


Рис. 1. Схема апертурного зонда.

сферических сегментов, которые служат для снижения систематической погрешности измерений. В том случае, если внутри зонда обеспечена фокусировка ионного пучка без попадания ионов на отсечной электрод, эффективная прозрачность зонда для ионов близка к геометрической прозрачности экранирующего электрода. Это позволяет использовать зонд вместо цилиндра Фарадея для измерений абсолютных значений плотности тока. Важно также отметить, что ионное распыление наружной поверхности экранирующего электрода практически не изменяет эффективную прозрачность зонда, так как эта прозрачность определена прозрачностью отсечного электрода, который не распыляется благодаря фокусировке ионов. Более подробное описание конструкции и принципа работы зонда приведено в работе [14].

3. РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АПЕРТУРНОГО И МНОГОСЕТОЧНОГО ЗОНДОВ

3.1. Расчетное исследование многосеточного зонда

Моделирование работы зондов проводилось с помощью программного пакета IOS-3D [17]. Этот программный пакет предназначен для решения самосогласованных задач расчета стационарных электрических полей и потоков заряженных и нейтральных частиц в трехмерных областях произвольной формы и был апробирован при разработке и исследовании различных типов

ионно-оптических систем ионных двигателей. Например, при извлечении ионного пучка из плазмы (как в ионных двигателях) ионный поток задается так, что ионы движутся навстречу плазменной границы со скоростью Бома. На каждой итерации отрицательный объемный заряд, создаваемый электронами, добавляется к объемному заряду, создаваемому ионами, плотность которых распределена в соответствии с распределением Больцмана с заданной электронной температурой. Программный пакет был апробирован при разработке различных типов ионно-оптических систем ионных двигателей. Расчетная сетка при этом имеет шаг меньший радиуса Дебая моделируемой плазмы. При моделировании зонда, на входе в зонд задан поток ионов с известным распределением ионов по энергиям с шагом в 5 В, что определяет абсолютную ошибку моделирования.

При моделировании и в ходе испытаний в качестве многосеточного зонда использовался трехсеточный зонд, разработанный в АО ГНЦ «Центр Келдыша», схема которого показана на рис. 2. Данный зонд не использует четвертую сетку для подавления вторичной электронной эмиссии, для улучшения прозрачности зонда и тока коллектора на периферии струи.

Данный трехсеточный зонд был разработан так, чтобы наиболее точно работать в плазме плотностью примерно 0.5 А/м^2 и диапазоне энергий ионов 100–1000 эВ. При таких параметрах плазмы зонд способен работать наиболее корректно [7, 17]. Этот зонд успешно использовался для изме-

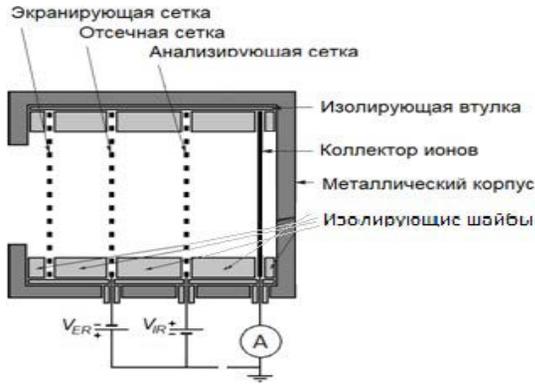


Рис. 2. Схема трехсеточного зонда.

рения параметров струи холловского двигателя ранее и с помощью этих измерений рассчитывали коэффициенты эффективности двигателя [5].

В качестве численной модели трехсеточного зонда была задана трехмерная геометрия (рис. 3) одной входной ячейки трехсеточного зонда, с геометрическими размерами, в точности повторяющими геометрические размеры зонда используемого в АО ГНЦ «Центр Келдыша», схема которого была показана на рис. 2. В данной модели предполагается, что отверстия экранирующей и анализирующей сетки соосны, а отверстия отсечной сетки расположены симметрично относительно оси отверстий двух других сеток.

Расчет проведен для двух различных заданных распределений ионов по энергиям, представленных на рис. 4 оранжевой кривой. Моделирование проводилось при отсутствии влияния пространственного заряда, при заметном влиянии пространственного заряда и при максимально возможном влиянии пространственного заряда в условиях плазмы струи ЭРД. Данные ситуации возможны соответственно на периферии струи ЭРД с плотностью тока 10^{-4} – 10^{-3} А/м², на небольших углах к оси двигателя и непосредственно на оси струи либо вблизи двигателя, где плотность

тока может достигать 100 А/м². Результаты моделирования показаны на рис. 4.

На приведенных рисунках можно заметить две особенности: сдвиг энергоспектра в сторону меньших энергий при достаточно большой плотности тока и сдвиг в сторону больших энергий при достаточно низкой плотности тока. Демонстрацию этих эффектов можно увидеть на рис. 5 и 6. Численное моделирование траекторий ионов показало, что при слишком большой плотности тока, между отсечной и анализирующей сеткой образуется пространственный заряд, достаточный для отражения ионов с энергией изначально достаточной для достижения коллектора¹⁴. Этот эффект виден на рис. 5. На рис. 5а изображены траектории ионов с энергией в диапазоне от 350 до 400 эВ в зонде при плотности ионного тока 50 А/м², при потенциале отсечной сетки –50 В и при потенциале анализирующей сетки 350 В. Данная группа ионов отражается из-за наличия пространственного заряда, который создает потенциал между отсечной и анализирующей сеткой величиной в 450 В при заданной плотности тока. Распределение потенциала в этом случае представлено на рис. 5б синей кривой, где пространственный заряд создает потенциальный барьер в 450 В еще до анализирующей сетки. При этом если влиянием пространственного заряда можно пренебречь, распределение потенциала в зонде будет линейным (красная кривая). Подробнее об этом рассказано в статье [14].

В другой ситуации, когда плотность тока низкая, пространственный заряд незначителен, имеет место другой негативный эффект. Из-за уменьшения потенциала в центре отверстия анализирующей сетки существует часть ионов, которая проходит сквозь отверстия сетки несмотря на то, что их начальная энергия недостаточна для преодоления заданного потенциала сетки. Этот эф-

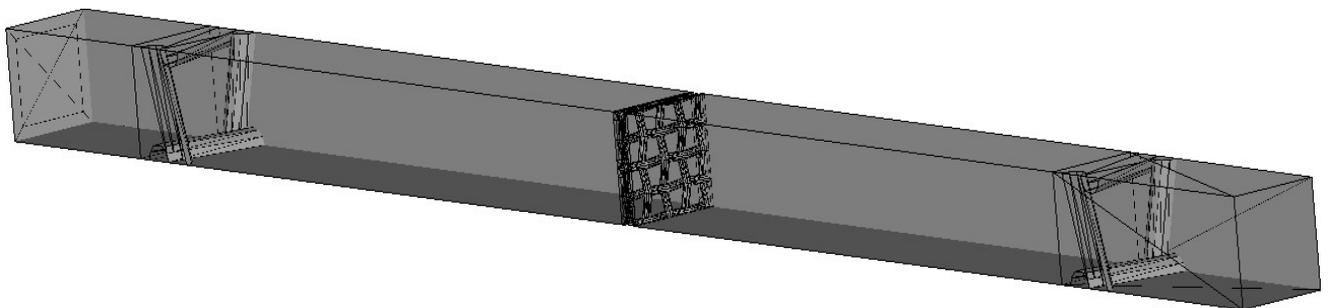


Рис. 3. Модель трехсеточного зонда.

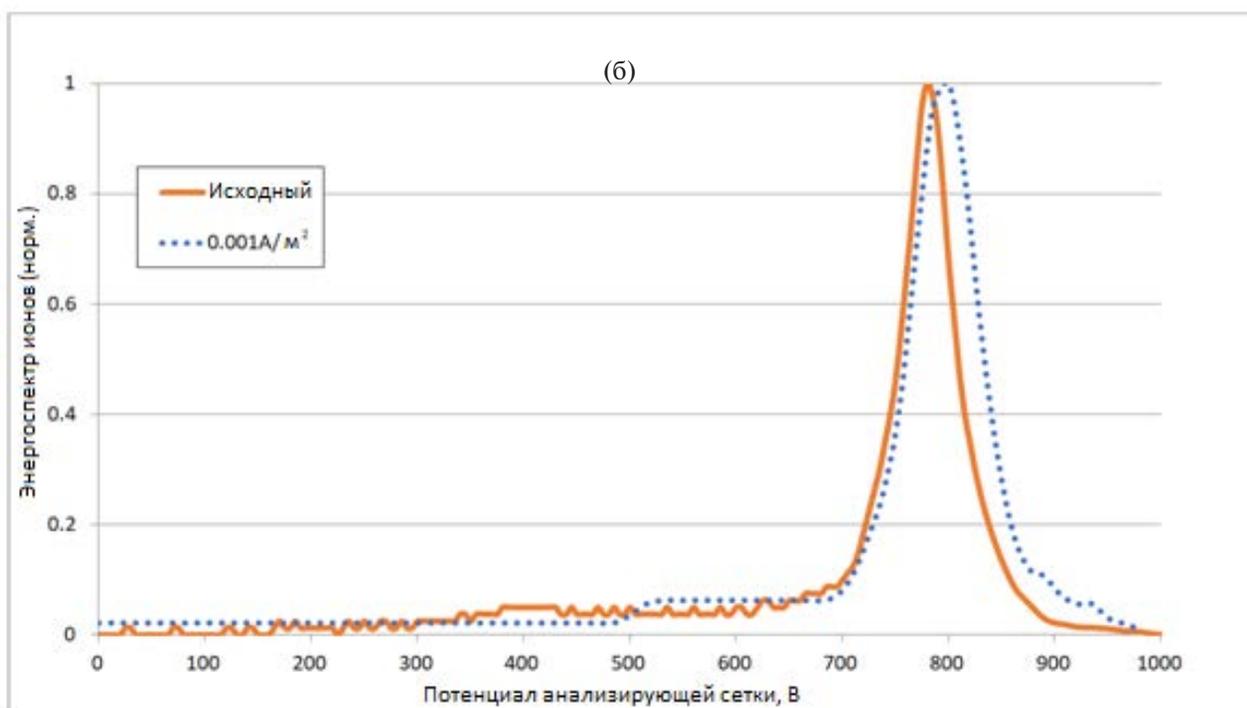
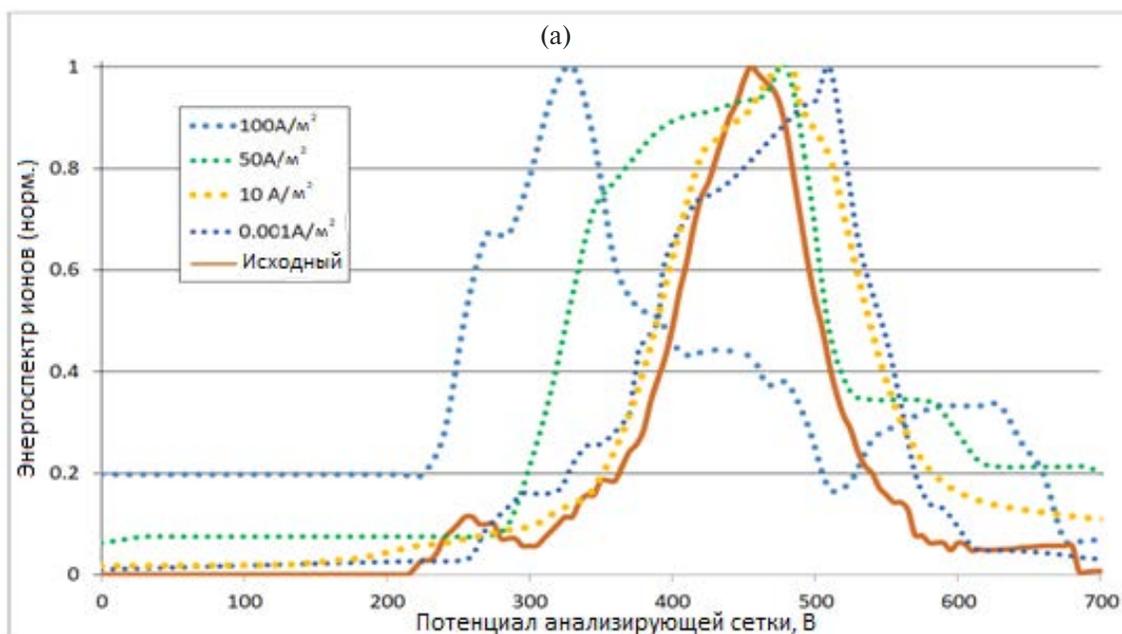


Рис. 4. Результаты моделирования работы трехсеточного зонда в плазме ХД с наиболее вероятной энергией ионов: 470 эВ (а), 810 эВ (б).

фект виден на рис. 6. На рис. 6а показаны траектории ионов с энергией в диапазоне 308–315 эВ и плотностью тока 0.01 A/m^2 при потенциале анализирующей сетки в 320 В. На рис. 6б и 6в продемонстрировано падение потенциала в отверстиях анализирующей сетки, с 320 до 308 В.

Подводя итоги, моделирование подтверждает то, что зонд многосеточной конструкции не может

работать в широком диапазоне плотностей токов с достаточной точностью. Обе указанные выше проблемы можно решить, уменьшая отверстия сеток, но это сильно усложнит работу зонда в струях с низкой плотностью тока из-за неизбежного снижения суммарной прозрачности зонда.

Дополнительно стоит отметить, что в трехсеточном зонде вторичная ион-электронная эмис-

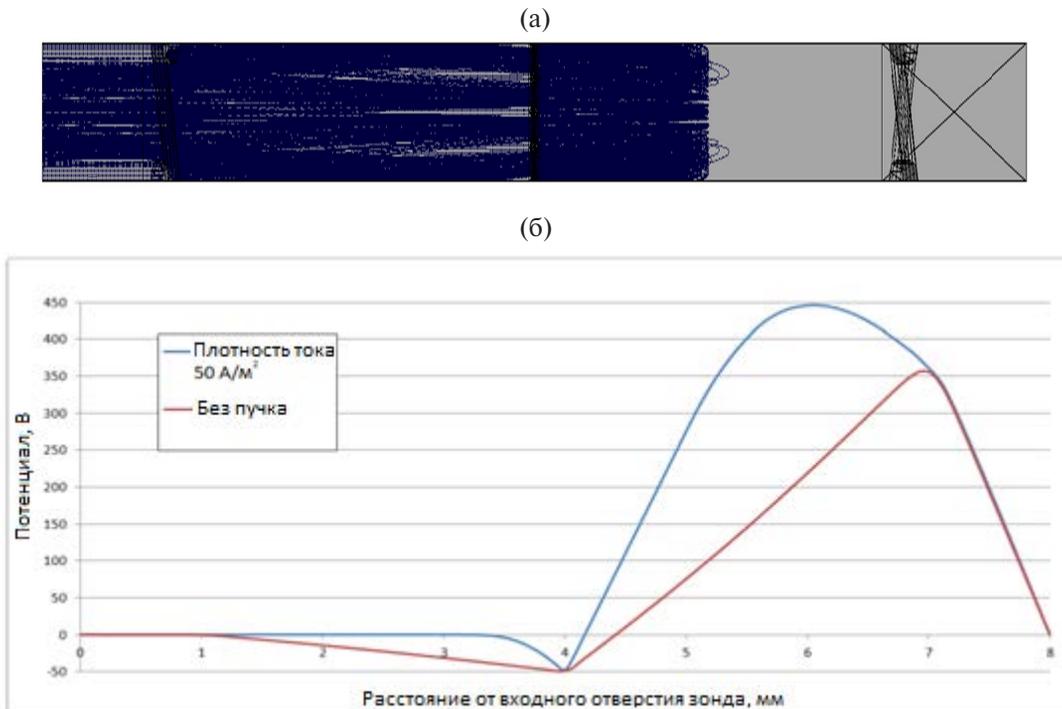


Рис. 5. Иллюстрация влияния пространственного заряда: траектории ионов (а); распределение потенциала в зонде при влиянии пространственного заряда и при отсутствии пространственного заряда (б).

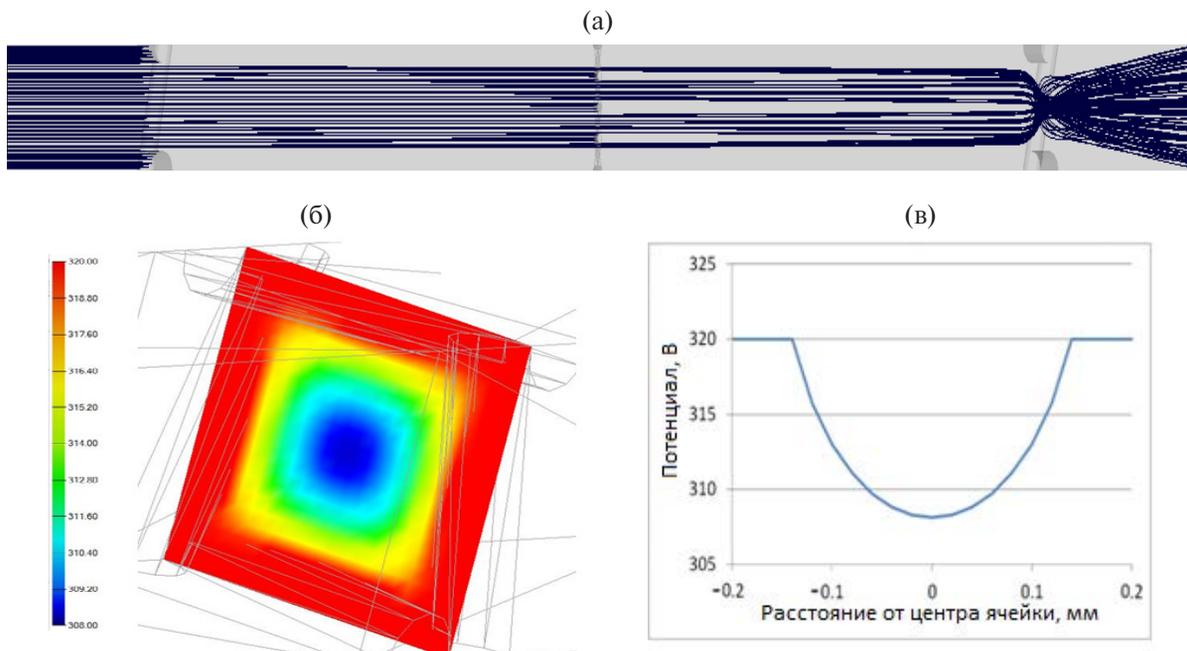


Рис. 6. Иллюстрация некорректной работы зонда в струе с низкой плотностью тока: траектории ионов (а), распределение потенциала в ячейки сетки (б) и (в).

сия с коллектора приводит к неконтролируемому завышению измеряемого тока с коллектора и сдвигу энергетического спектра в сторону больших энергий. При работе трехсеточного зонда имеет место выбивание электронов с поверхности

коллектора и движение электронов с коллектора в сторону анализирующей сетки (рис. 7).

Влияние данного эффекта на измерения зависит от коэффициента вторичной электронной эмиссии, который при энергиях ионов ксенона

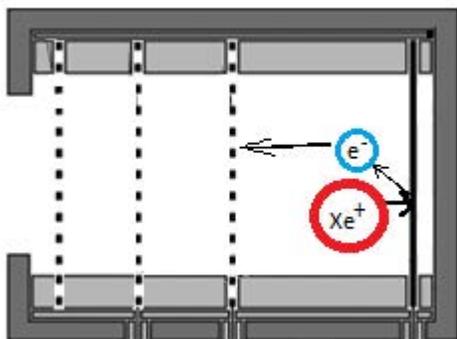


Рис. 7. Иллюстрация вторичной электронной эмиссии в трехсеточном зонде.

в диапазоне от 100 до 2000 эВ находится в диапазоне от 0.05 до 0.15. Более того, абсолютное значение электронного тока с коллектора зависит от потенциала анализирующей сетки, так как при меньших потенциалах сетки больше ионов долетает до коллектора и электронный ток с коллектора соответственно больше. При больших потенциалах меньше ионов долетает до коллектора и ток вторичных электронов также меньше, поэтому падение измеряемого тока на коллектор происходит резче, чем падение ионного тока на коллектор. Также следует отметить, что при измерениях, поднимая потенциал сетки, мы отсекаем сначала ионы низкой энергии, которые вносят меньший вклад во вторичную электронную эмиссию, а далее при увеличении потенциала сетки отсекаются высокоэнергетичные ионы, играющие большую роль во вторичной электронной эмиссии. Таким образом, вторичная электронная эмиссия в трехсеточном зонде двигает энергетический спектр в сторону больших энергий и сужает его. Данную проблему можно решить, добавив еще одну сетку, поддерживаемую под отрицательным потенциалом, которая заблокирует вторичную электронную эмиссию, но это решение уменьшит прозрачность зонда и усложнит работу зонда при исследовании энергетических спектров ионов на периферии, где плотность ионного тока может быть 0.01 А/м^2 и меньше.

3.2. Расчетное исследование апертурного зонда

Перейдем теперь к анализу работы апертурного зонда. Для начала приведем здесь результаты моделирования из предыдущей работы [14] при параметрах пучка с энергией ионов в диапазоне от 100 до 1000 эВ и плотностью ионного тока до 100 А/м^2 (рис. 8). Согласно моделированию, апер-

турный зонд с ионно-оптической системой теоретически способен восстанавливать энергетический спектр ионов с погрешностью менее 1% во всем интересующем диапазоне плотностей токов и энергий ионов.

Как уже было сказано ранее, важная особенность апертурного зонда, которая позволяет ему работать в широком диапазоне параметров плазмы – это высокий ускоряющий потенциал, который формирует плазменную границу во входной апертуре экранирующего электрода и фокусирует ионный пучок. В этом случае плазменная граница находится вблизи нулевой эквипотенциали, которая, в свою очередь, рассчитывается в ходе моделирования. Для того чтобы фокусировка была оптимальной, необходим определенный, оптимальный ускоряющий потенциал. Ускоряющий потенциал называется оптимальным, когда, во-первых, все ионы фокусируются и не сталкиваются с ускоряющим электродом, а во-вторых, не происходит слишком сильной фокусировки ионного пучка, при которой возможно отражение от лунок коллектора ионов с начальной энергией, достаточной для преодоления потенциала коллектора. Необходимость использования сферических лунок вместо плоского коллектора обоснована в предыдущей работе [14]. Случай оптимальной и неоптимальной фокусировки показан на рис. 9. Представлен расчет зонда в пучке ионов с энергией ровно 300 эВ, плотностью тока 10 А/м^2 при потенциале коллектора зонда 295 В. Рисунок 9а отражает оптимальную фокусировку ионного пучка, когда все ионы не соударяются с ускоряющим электродом и долетают до коллектора, не отражаясь. На рис. 9б имеет место перефокусировка пучка, когда ускоряющий потенциал слишком высокий и часть ионов отражается от коллектора из-за ненулевого угла падения. Рисунок 9в демонстрирует недостаточный ускоряющий потенциал, при котором ионный пучок слишком сильно расходится и снова из-за ненулевого угла падения часть ионов отражается от коллектора.

Минимальный оптимальный потенциал для параметров плазмы в диапазоне энергий ионов от 100 до 2000 эВ и плотностей токов до 100 А/м^2 рассчитан с помощью численного моделирования и была получена зависимость этого потенциала от плотности ионного тока и энергии ионов. Для примера, эта зависимость представлена на рис. 10 для четырех моноэнергетичных пучков с энергией

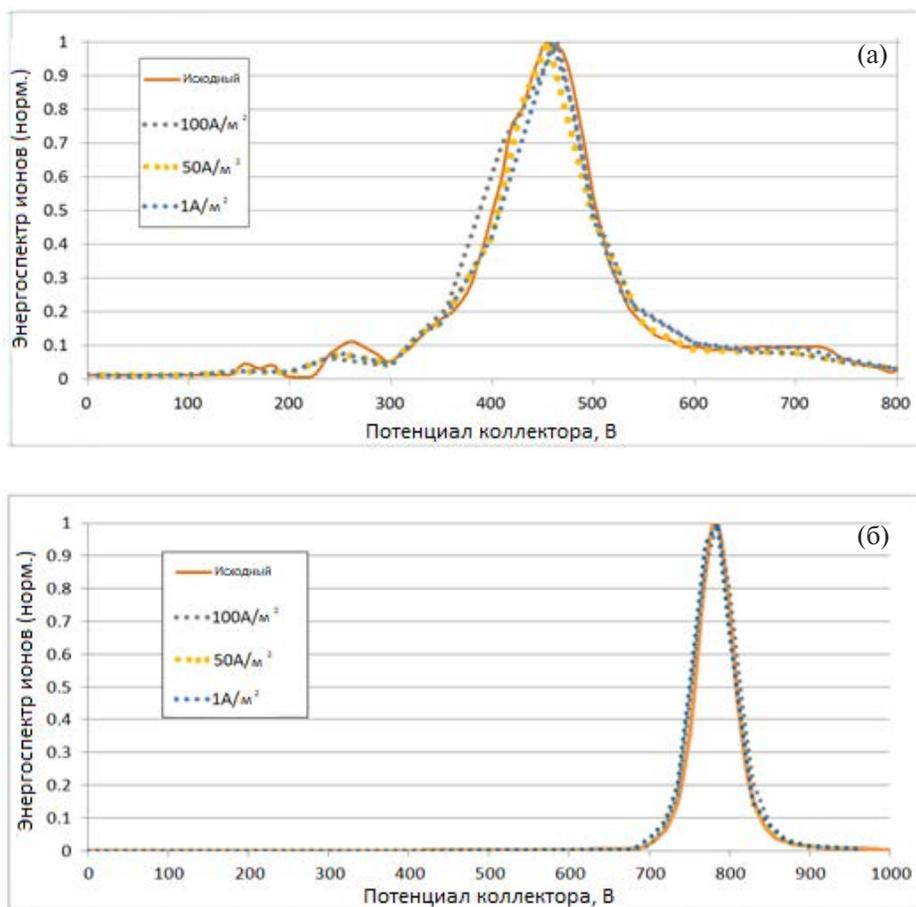


Рис. 8. Результаты моделирования работы апертурного зонда.

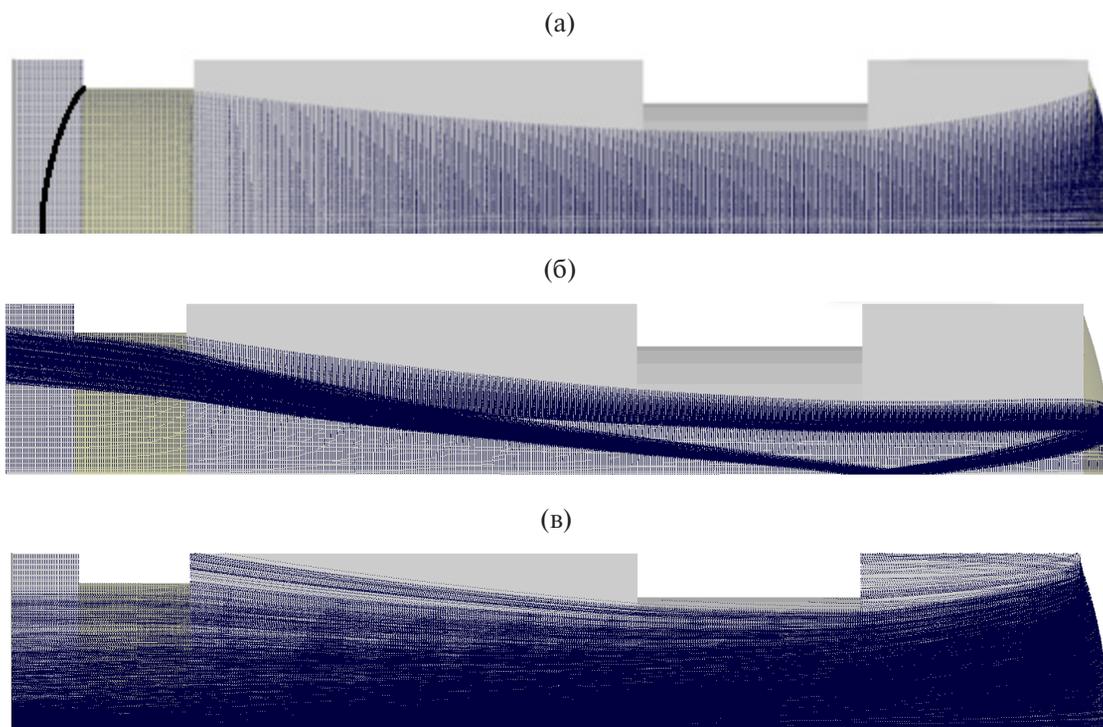


Рис. 9. Оптимальная фокусировка(а), слишком сильная (б) и слишком слабая фокусировка (в).

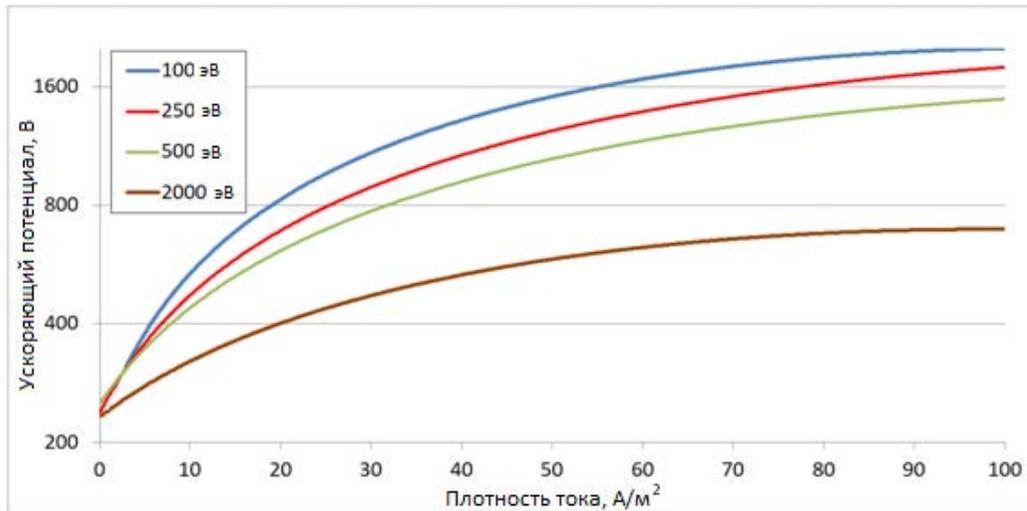


Рис. 10. Оптимальный ускоряющий потенциал в зависимости от плотности тока для разных энергий ионов.

ионов 100, 250, 500 и 2000 эВ. Например, при работе зонда в пучке с энергией ионов 500 эВ и плотности ионного тока 30 А/м² оптимальным потенциалом будет –700 В.

Следует также отметить, что, согласно проведенному нами моделированию, оптимальная фокусировка ионного пучка имеет место в некоторой окрестности ускоряющего потенциала. Не углубляясь в детали, выделим несколько диапазонов параметров пучка и укажем для них оптимальный ускоряющий потенциал в табл. 1.

Чтобы предсказать точность апертурного зонда, необходимо проанализировать эффекты, которые могут повлиять на его работу. Основным таким эффектом является явление вторичной электронной эмиссии. Учитывая тот факт, что ускоряющий электрод удерживается под высоким ускоряющим потенциалом, вторичная элект-

ронная эмиссия с поверхности этого электрода на стороне коллектора возможна, когда ионы, отраженные от коллектора, сталкиваются с поверхностью ускоряющего электрода (рис. 11). Эти электроны достигают коллектора под действием ускоряющего напряжения между электродом и коллектором и уменьшают измеряемый ток. Относительная величина занижения тока нелинейно зависит от качества фокусировки ионного пучка и потенциала коллектора. Следовательно, этот эффект трудно оценить при измерении энергетического спектра, и его следует рассматривать как основной отрицательный эффект, приводящий к погрешности апертурного зонда. Величина данного эффекта может быть оценена численным моделированием, путем расчета тока ионов на правую сторону ускоряющего электрода и учета коэффициента вторичной электронной эмиссии.

Таблица 1. Оптимальные ускоряющие потенциалы для разных параметров плазмы. J – плотность ионного тока в А/м², E – энергия ионов.

Диапазон	$J < 10$, $E = [0, 2000]$	$J = [10, 50]$ $E = [0, 500]$	$J = [10, 50]$ $E = [500, 2000]$	$J = [50, 100]$ $E = [500, 2000]$	$J = [50, 100]$ $E = [0, 500]$
Ускоряющий потенциал	–500	–1200	–700	–1200	–1800

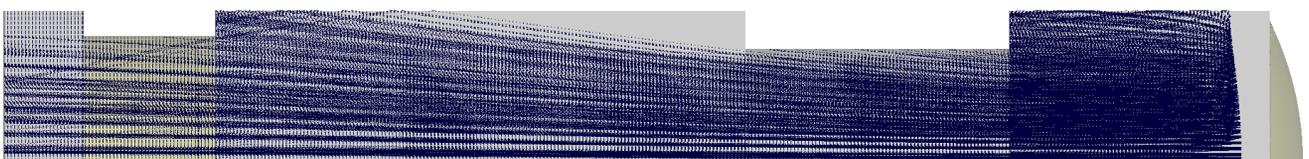


Рис. 11. Расфокусировка отраженных ионов.

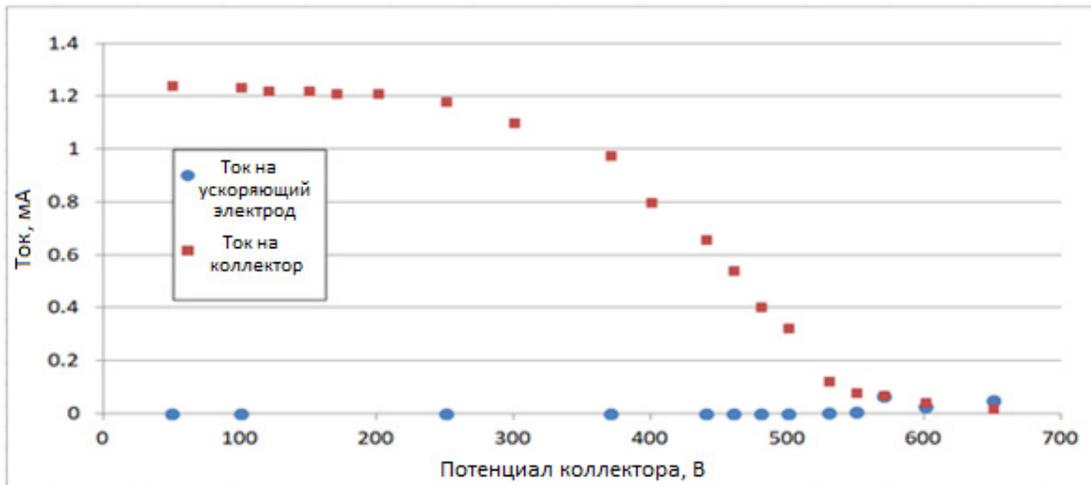


Рис. 12. Зависимость токов коллектора и электрода от потенциала коллектора в апертурном зонде.

Для определения максимальной погрешности, которую вносит эффект вторичной электронной эмиссии, необходимо смоделировать работу зонда в плазме с высокой плотностью тока и низкой энергией ионов, когда расфокусировка пучка наиболее значительна. На графике (рис. 12) показаны зависимости токов ионов на коллектор и на ускоряющий электрод от потенциала коллектора при заданной энергии пучка 100 эВ и плотности ионного тока 100 А/м^2 . Видно, что максимальный ток на ускоряющий электрод составляет примерно 4% максимального тока на коллектор. Учитывая коэффициент вторичной электронной эмиссии, который для титанового электрода при энергиях ионов в диапазоне от 100 до 2000 эВ лежит в диапазоне от 0.05 до 0.15, максимальный ток вторичных электронов составляет 0.5% максимального тока на коллектор. Следовательно, погрешность в определении энергетического пика лежит в пределах 1%. Учитывая это, данным эффектом можно пренебречь. При этом, величина данного эффекта также может быть подтверждена экспериментально, и использована для дальнейшего уменьшения погрешности зонда, о чем будет сказано в следующем разделе.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ АПЕРТУРНОГО ЗОНДА

4.1. Верификация оптимального ускоряющего потенциала

В этом и следующем разделе показаны результаты испытаний зондов в струе холловского двигателя. Используемый в данных экспериментах

двигатель похож на КМ-2Т5 [18] и может стабильно работать на напряжениях разряда от 300 до 900 В. Двигатель устанавливался в вакуумную камеру объемом 90 м^3 , и система вакуумных насосов состояла из нескольких криогенных установок со скоростью откачки более 10 мг/с.

Как уже было сказано ранее, для корректной работы апертурного зонда важно правильно установить ускоряющий потенциал. Для экспериментального поиска оптимального ускоряющего потенциала необходимо поддерживать коллектор под потенциалом 0 В для того, чтобы всем ионам изначально хватало энергии для достижения коллектора и, плавно увеличивая потенциал ускоряющего электрода, измерять зависимость тока коллектора от ускоряющего потенциала. Оптимальным будет минимальный потенциал, начиная с которого ток на коллектор перестанет зависеть от ускоряющего потенциала. В предыдущем разделе на рис. 10 можно заметить, что для ионного пучка со средней энергией ионов 250 В и плотностью ионного тока 15 А/м^2 , оптимальный ускоряющий потенциал, полученный расчетным путем, равняется примерно 600 В. Для экспериментального подтверждения этого значения приведем зависимость тока коллектора от ускоряющего потенциала при напряжении разряда 302 В, токе разряда 3 А и потенциале катода -18 В (рис. 13).

Измеренная плотность тока оказалась равна 16 А/м^2 . Согласно полученной зависимости, можно утверждать, что оптимальный ускоряющий потенциал в данном случае равен 630 В, что согласуется с результатами моделирования. Подоб-

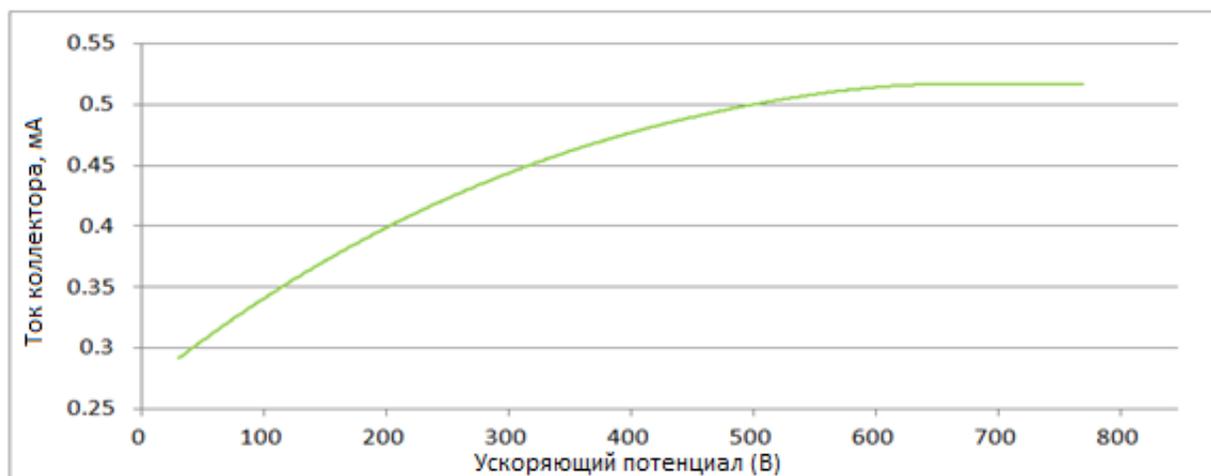


Рис. 13. Зависимость тока коллектора от ускоряющего потенциала.

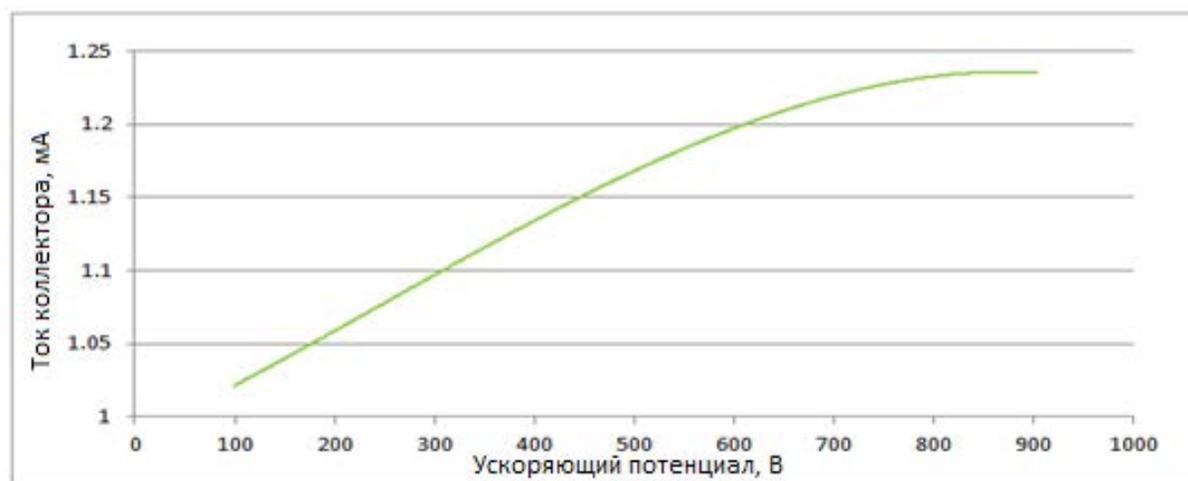


Рис. 14. Зависимость тока коллектора от ускоряющего потенциала.

ный эксперимент был проведен для пучка с напряжением разряда 302 В, потенциалом катода –18 В и током разряда 5 А. Результаты измерения представлены на рис. 14. Измеренная плотность тока оказалась 30 А/м², а определенный экспериментально оптимальный ускоряющий потенциал оказался равен примерно 800 В. При этом рассчитанный с помощью моделирования потенциал равен также примерно 800 В (рис. 10).

Приведем далее результаты измерения энергетических спектров ионов апертурным зондом в струе холловского двигателя с напряжением разряда 302 В, потенциалом катода –18 В и током разряда 2.4 А. Измерения проводились при двух ускоряющих потенциалах: оптимальном, в –600 В, и завышенном, –900 В. Также стоит отметить, что согласно моделированию, при те-

кущих параметрах плазмы, ускоряющий потенциал в –900 В не приводит к ситуации показанной на рис. 8б и зонд может работать корректно.

При различных ускоряющих потенциалах измеренные энергетические спектры практически совпадают, что означает достаточность потенциала в –600 В для оптимальной фокусировки и корректной работы зонда.

4.2. Исследование влияния вторичной электронной эмиссии

Для проверки работы нового зонда и определения влияния вторичной электронной эмиссии на результаты был измерен максимальный ток вторичных электронов на коллектор при различных рабочих параметрах измеряемой плазмы. Ток вторичных электронов на коллектор можно



Рис. 15. Энергетический спектр, полученный апертурным зондом при разных ускоряющих потенциалах.

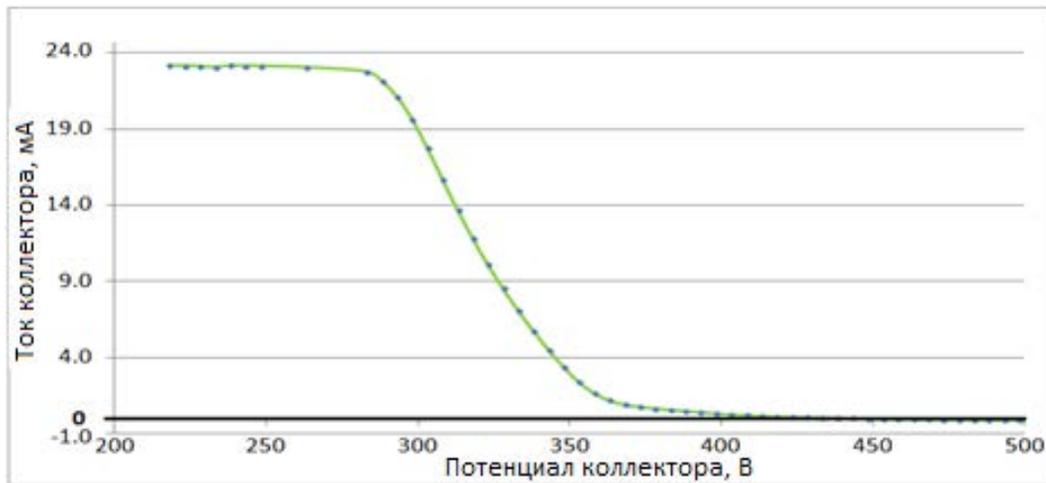


Рис. 16. Зависимость тока на коллекторе от потенциала коллектора с измерением отрицательных токов.

измерить только когда на коллектор заведомо могут лететь только электроны, а это происходит при потенциалах коллектора на 200–300 В больших напряжения разряда ХД. В этом случае, ионы в зонде будут двигаться так, как показано на рис. 11. Из-за столкновения ионов с ускоряющим электродом со стороны коллектора, образуются электроны, летящие на коллектор с ускоряющего электрода, и ток этих электронов мы можем измерять. Величина этого тока показывает максимальное значение вторичной электронной эмиссии, так как при реальных измерениях энергетического спектра потенциал коллектора меньше и количество электронов, долетающих до коллектора также меньше. В качестве примера, на рис. 16 показана зависимость тока коллектора от потенциала коллектора при на-

пряжении разряда двигателя 320 В и входной плотности тока 20 A/m^2 .

При потенциале коллектора в 500 В, измеряемый электронный ток оказался равен -130 nA . Это составляет 0.4% максимального тока на коллектор и, соответственно, может давать погрешность в определении энергетического пика до 1%. Подобные измерения были проведены для различных входных плотностей токов и показали, что максимальный вклад эффекта вторичной электронной эмиссии в работу зонда равен 2% и достигается только при плотностях ионного тока больших 60 A/m^2 . Данные измерения коррелируют с расчетами, и доказывают, что при измерении энергетических спектров ионов в струе электродвигателя при помощи апертурного зонда влиянием вторичной электронной эмиссии можно пренебречь.

5. СОВМЕСТНЫЕ ИСПЫТАНИЯ АПЕРТУРНОГО И МНОГОСЕТОЧНОГО ЗОНДОВ

5.1. Постановка эксперимента и измерение плотности тока

Оба зонда устанавливались на расстоянии 1.5 м от двигателя и имели возможность перемещаться по дуге для проведения измерений на всех углах к оси двигателя (рис. 17).

Каждый зонд был установлен так, что при любом положении зонда на дуге, ось зонда смотрела точно в центр двигателя. При этом погрешность установки зондов составила менее 0.5° . Оба зонда подключаются к автоматической системе питания и сбора данных, в которых подача и измерение задерживающего потенциала производится с погрешностью до 1 В, а измерение тока производится с погрешностью в 0.1 мкА в диапазоне до 20 мкА и с погрешностью 0.05 мкА в диапазоне от 20 до 100 мкА. Первыми совместными испытаниями были измерения зависимости плотности тока от угла к оси двигателя (рис. 18). Измеренная максимальная плотность тока апертурным зондом оказалась равна 2.31 А/м^2 , а трехсеточным зондом 2.33 А/м^2 . Учитывая геометрические размеры трехсеточного зонда и радиус Дебая исследуемой плазмы, этот зонд может наиболее корректно работать в диапазоне углов от -30 до 30° к оси и его прозрачность близка к геометрической. Учитывая полученные результаты, можно

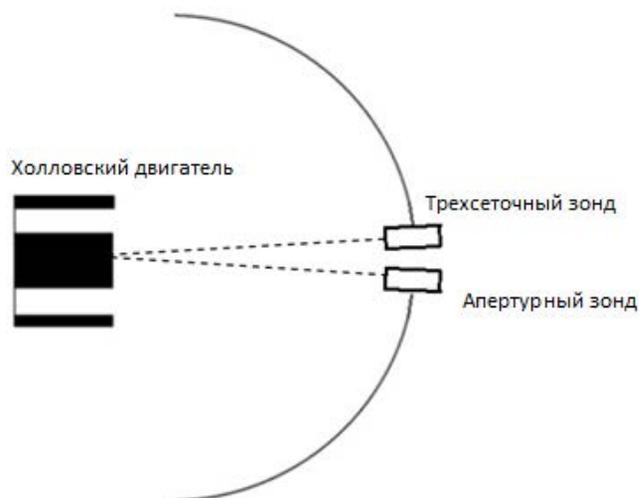


Рис. 17. Постановка эксперимента.

утверждать, что погрешность апертурного зонда не превышает погрешность трехсеточного зонда, которая составляет 5%.

Оба зонда корректно отобразили центр струи, где плотность тока, измеренная апертурным зондом, оказалась на 2% меньше, чем плотности тока полученной трехсеточным зондом. Провал плотности тока с двумя неодинаковыми пиками на $+4^\circ$ и -4° типичен для холловского двигателя, и его размер зависит от параметров разряда и расстояния до двигателя [19, 20]. Оба зонда показали этот провал, при этом апертурный зонд подчеркнул это провал сильнее.

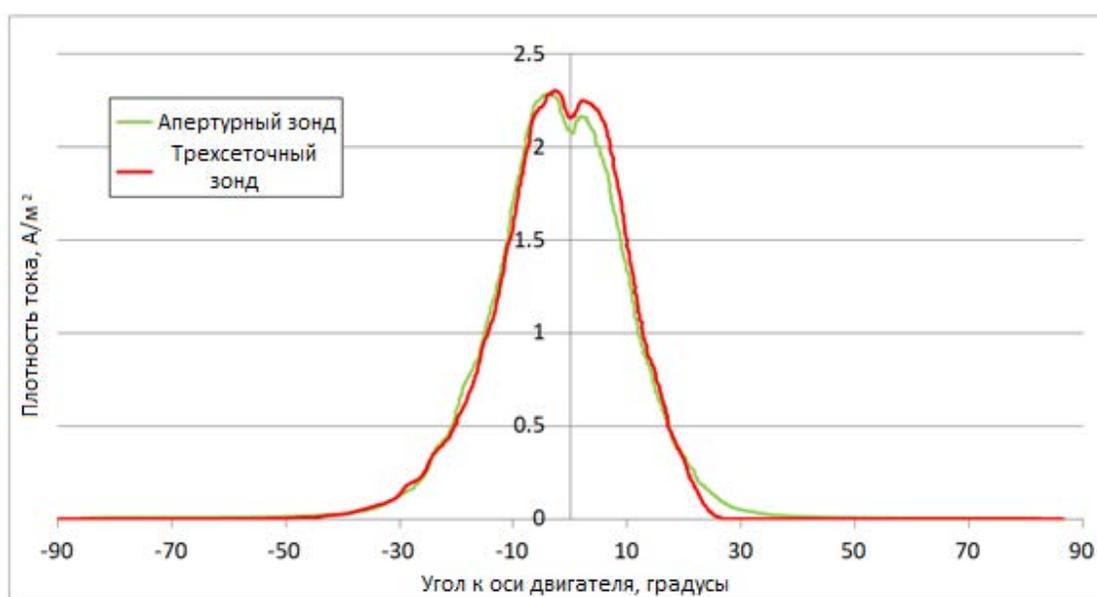


Рис. 18. Распределение плотности тока в струе.

Плотность тока, измеренная многосеточным зондом, получена с использованием геометрической прозрачности зонда, которая была 14% при производстве зонда. При этом, начиная с 20° , плотность тока, измеренная многосеточным зондом, оказалась ниже, чем плотность тока, измеренная апертурным зондом. Это может быть объяснено вторичной электронной эмиссией с коллектора многосеточного зонда. Ближе к центру струи существует большая часть высокоэнергетичных ионов, для которых коэффициент вторичной электронной эмиссии выше и сам эффект вторичной электронной эмиссии с коллектора заметнее завышает измеряемый ток. У апертурного зонда такого эффекта нет, поскольку отрицательный потенциал ускоряющего электрода блокирует вторичные электроны с коллектора. Отсутствие различий в измерениях на левой ветви распределения, возможно, является следствием того, что неточность в установке зондов и ненулевой угол падения компенсирует завышение тока многосеточным зондом.

5.2. Измерения энергетических спектров в центре струи

Измерения энергетических спектров проводились при двух разных режимах двигателя: с напряжением разряда 900 и 300 В. При этом ускоряющее напряжение для ионов было 875 и 278 В, учитывая потенциал катода -25 и -22 В соответственно.

Представим сначала результаты измерений на 0 и 15° к оси двигателя. Измеренные распределения

ионов по энергиям представлены на рис. 19 и 20. При обоих режимах работы двигателя в проведенных измерениях можно отметить три важных наблюдения. Первое, трехсеточный зонд сдвигает спектр относительно апертурного в сторону больших энергий на величину порядка $10\text{--}15$ эВ. Учитывая, что при данных измерениях плотность тока лежит около 1 А/м^2 , влияние пространственного заряда невелико, то, согласно моделированию, данный эффект можно объяснить тем, что из-за падения потенциала в отверстиях ячеек сеток трехсеточный зонд действительно сдвигает спектр в сторону больших энергий на величину до 11 эВ. Второе, спектр, измеренный апертурным зондом, шире на величину порядка 10 эВ. Уширение и сужение спектров в апертурном и трехсеточном зондах связано с эффектом вторичной электронной эмиссии. При этом, как было сказано в разд. 4, испытания доказали, что в апертурном зонде эффект вторичной электронной эмиссии может влиять на энергоспектр на величину до 1% , а влияние эффекта вторичной электронной эмиссии с коллектора в трехсеточном зонде было объяснено в разд. 3. Третье, оба зонда на большем угле к оси двигателя показывают рост ионов с более низкой энергией, что корректно и характерно для струи плазмы холловского двигателя.

5.3. Измерения энергетических спектров на периферии струи

Перейдем далее к измерению спектров на 45 и 60° к оси двигателя (рис. 21 и 22). Измерения обоими зондами показали преобладание в пучке

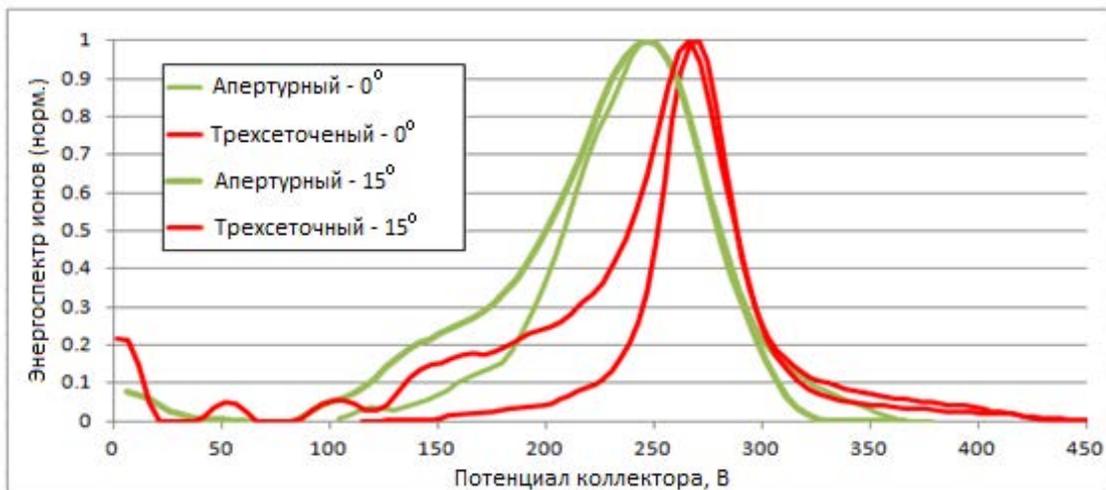


Рис. 19. Энергетические спектры в центре струи при напряжении разряда 300 В на углах 0 и 15° к оси двигателя.

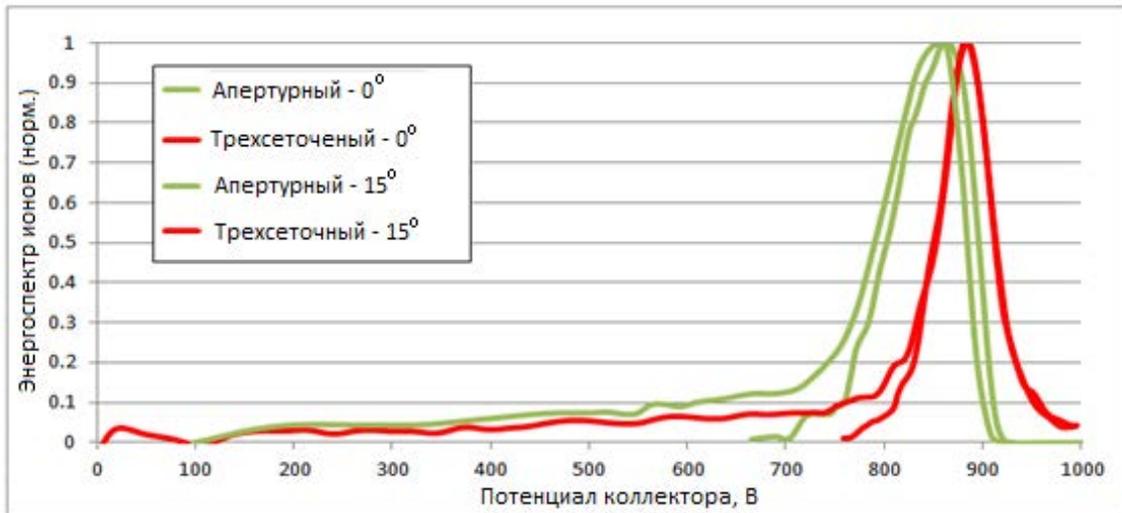


Рис. 20. Энергетические спектры в центре струи при напряжении разряда 900 В на углах 0 и 15° к оси двигателя.

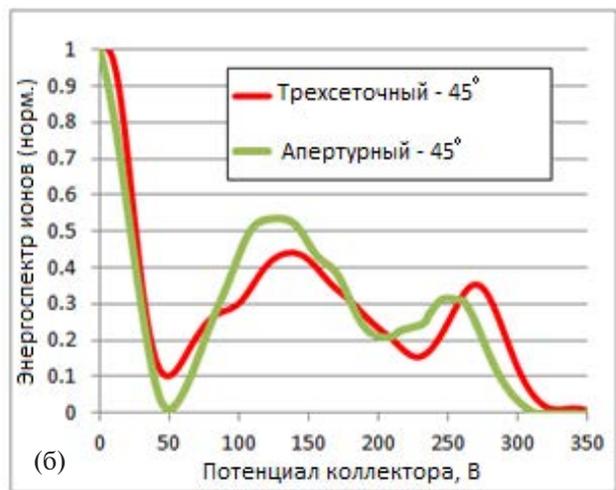
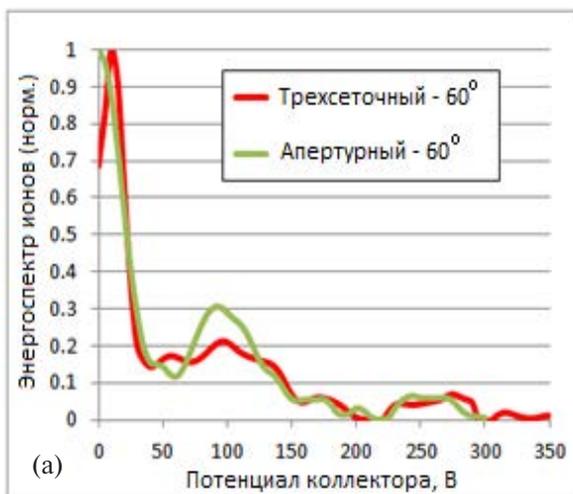


Рис. 21. Измерения при напряжении разряда 300 В, 45 и 60° к оси.

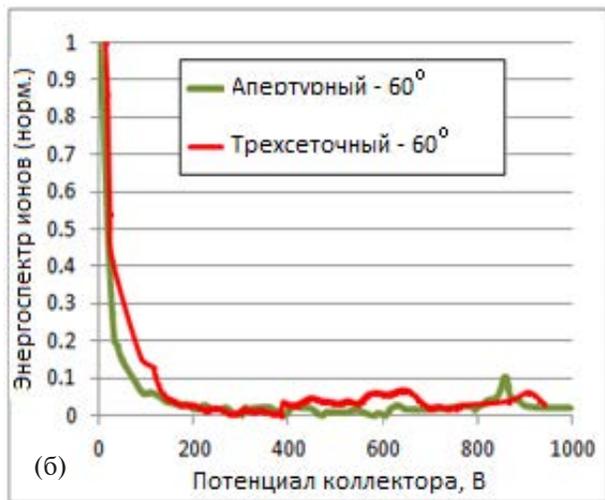
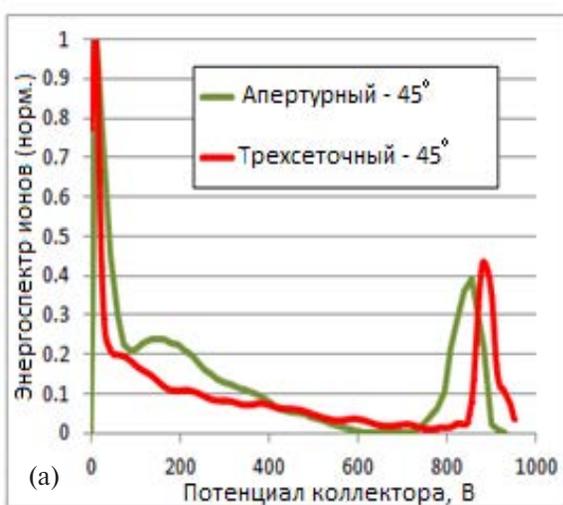


Рис. 22. Измеренные энергетические спектры при напряжении разряда 900 В на углах в 45 и 60° к оси.

ионов низкой энергии, что характерно для параметров плазменной струи на таких углах. При увеличении угла оба зонда показали уменьшение доли высокоэнергетичных ионов и увеличение доли низкоэнергетичных, что также корректно и характерно струи ХД. Учитывая погрешность измерений, оба зонда показали схожие результаты, отличия в определении энергетических пиков лежат в пределах погрешности трехсеточного зонда. В энергоспектрах, полученных на 60° оси двигателя, заметен более высокий уровень шумов у трехсеточного зонда, в сравнении с апертурным.

Для напряжения разряда 900 В и положении зондов на 60° к оси двигателя энергетические спектры, полученные обоими зондами, также адекватны. При этом апертурный зонд зафиксировал присутствие большей доли высокоэнергетичных ионов в струе, чем трехсеточный, что показывает большую устойчивость апертурного зонда к ненулевому углу падения ионного пучка на зонд (на периферии, несмотря на точность юстировки зондов, в любом случае существенная доля ионов имеет ненулевой угол падения на зонд).

Также обоими зондами измерен спектр на 80° к оси двигателя. Сначала следует обратить внимание на зависимость тока коллектора от задерживающего потенциала (рис. 23). При измерениях трехсеточным зондом ток коллектора изменялся от -0.1 до -1.3 мкА, а ток коллектора апертурного зонда менялся от 0.5 до 0 мкА. Из этого можно заключить, что в работу многосеточного зонда

вмешивалась вторичная электронная эмиссия с сеток на коллектор.

Восстановленные с данных измерений спектры (рис. 24) качественно отражали одинаковые распределения ионов по энергиям, показывали присутствие в струе значительной доли низкоэнергетичных ионов, учитывая очень слабый сигнал, но полученный трехсеточным зондом спектр оказался сильно зашумлен. Также спектр, восстановленный трехсеточным зондом, оказался уже, что может быть связано и с низкой прозрачностью зонда, и с утечками, и с вторичными электронами.

5.4. Измерения в плазме с высокой плотностью тока

Апертурный зонд также протестирован в струе холловского двигателя на расстоянии 0.5 м от двигателя с напряжением разряда 300 В. Измеренная плотность тока оказалась равна 40 А/м² и измеренный энергетический спектр корректны, учитывая режим работы двигателя (рис. 25). Также стоит отметить, что используемый трехсеточный зонд не предназначен для работы при плотностях токов больших 10 А/м², поэтому в этих режимах совместные испытания не проводились.

Подводя итоги испытаний, можно утверждать, что зонд апертурной конструкции работает корректно при энергиях ионов до 1000 эВ и плотностях токов до 40 А/м². В экспериментах, проведенных совместно с многосеточным зондом, были обнаружены различия в измеренных распределениях ионов по энергиям, которые объясняются

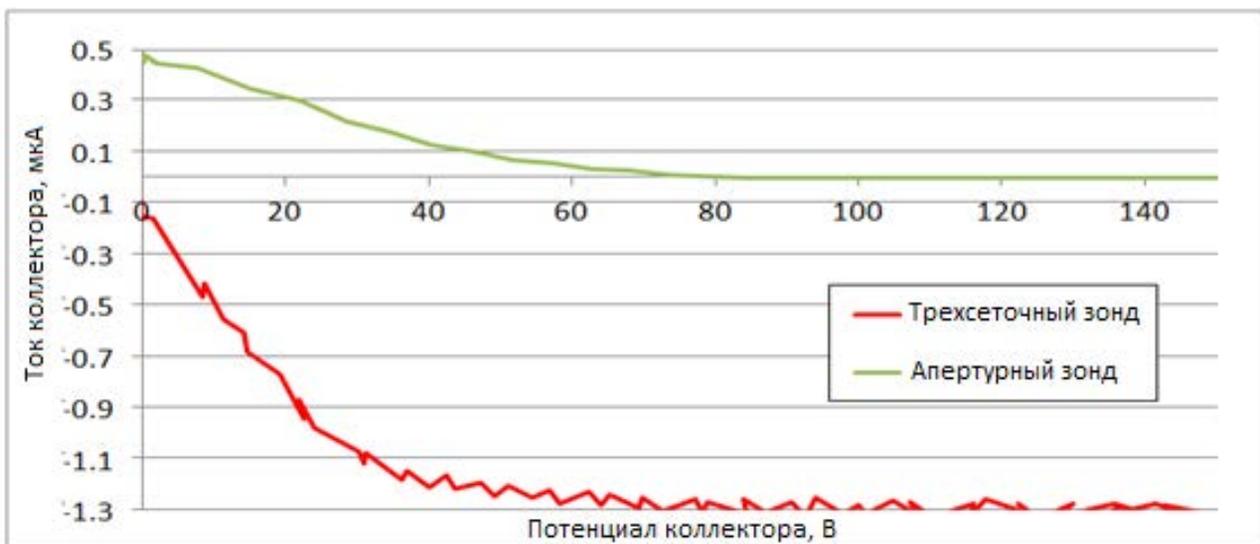


Рис. 23. Зависимости токов на коллекторе для многосеточного (снизу) и апертурного зондов (сверху).



Рис. 24. Энергоспектры на 80°.

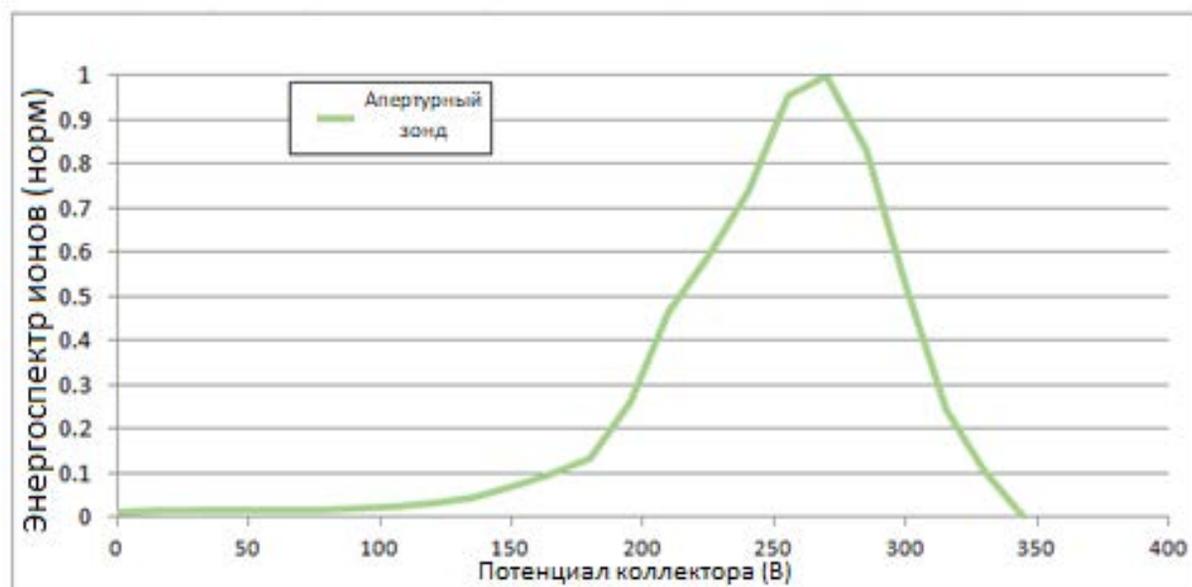


Рис. 25. Измеренные энергетические спектры при напряжении разряда 300 В и расстоянии 0.5 м до двигателя.

физическими явлениями внутри многосеточного зонда и подтверждаются моделированием. Отличия в измеренных спектрах оказались минимальными при экспериментах на углах в 45 и 60°, что соответствует диапазону плотностей токов от 0.05 до 0.5 А/м². При больших плотностях токов начинает влиять пространственный заряд и ухудшать работу многосеточного зонда, при меньших плотностях токов слишком низкий сигнал и слишком высокий разброс ионов по углу падения на зонд, что приводит к зашумленному

спектру и значительным сложностям в интерпретации результатов. При этом, апертурный зонд не имеет этих недостатков, что было показано как теоретически, так и моделированием. Следовательно, можно сделать вывод, что измеренные энергоспектры действительно отражают распределения ионов по энергиям для ионов с энергией до 1000 эВ с погрешностью меньше 2% для обоих зондов при плотностях токов до 10 А/м² и при плотности тока до 40 А/м² для апертурного зонда.

6. ВЫВОДЫ

Проведен подробный анализ преимуществ и недостатков нового апертурного зонда, разработанного для измерения энергетического спектра ионов и плотности ионного тока. Моделирование продемонстрировало существенные недостатки многосеточной конструкции зонда с задерживающим потенциалом при использовании в плазме с диапазоном плотностей токов от 10^{-4} to 100 A/m^2 . Многосеточный зонд, разработанный под плазму с определенным радиусом Дебая, не может работать корректно в плазме с радиусом Дебая отличающимся более, чем на порядок. При этом новый апертурный зонд теоретически способен работать при плотностях токов до 100 A/m^2 с погрешностью восстановления энергетического пика меньшей 2%. Корректность моделирования косвенно подтверждена экспериментальным определением оптимального ускоряющего потенциала зонда и расчетом величины вторичной электронной эмиссии. Апертурный и трехсеточный зонды протестированы совместно и выявленные отличия объясняются физическими эффектами, происходящими в трехсеточном зонде. Учитывая представленные в данной и предыдущей статьях результаты, можно сделать вывод, что апертурный зонд работает со стабильной погрешностью и прозрачностью в диапазоне плотностей токов от 10^{-4} до 50 A/m^2 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lev D., Myers R.M., Lemmer K.M., Kolbeck J., Koizumi H., Polzin K.* // *Acta Astronaut.* 2019. V. 159. P. 213.
2. *Levchenko I., Xu S., Mazouffre S., Lev D., Pedrini D., Goebel D., Garrigues L., Taccogna F., Bazaka K.* // *Phys. Plasmas.* 2020. V. 27. P. 020601.
3. *Gong S., Li J.* // *Sci. China Phys., Mechanics Astron.* 2014. V. 57. P. 521531.
4. *Dale E., Jorns B., Gallimore A.* // *Aerospace.* 2020. V. 7. P. 120.
5. *Gorshkov O.A., Shagayda A.A.* // *Tech. Phys. Lett.* 2008. V. 34. P. 153.
6. *Trottenberg T., Bansemer F., Böttcher S., Feili D., Henkel H., Hesse M., Kersten H., Krüger T., Laube J., Lazurenko A., Sailer D., Schuster B., Seimetz L., Spethmann A., Weis S., Wimmer-Schweingruber R.F.* // *EPJ Techniques and Instrumentation.* 2021. V. 8. P. 16.
7. *Hutchinson H.* *Principles of Plasma Diagnostics.* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987.
8. *Ya-li M., Fu-jun T., Yu-xiong X., Yi-feng C., Xin G., Yi W., Kai T., Ze-dong Y.* // *Int. J. Mech., Aerosp., Ind., Mechatron. Manuf. Eng.* 2012. V. 6. P. 11.
9. *Heubel E.V.* *Enhancing Retarding Potential Analyzer Energy Measurements with Micro-Aligned Electrodes.* Massachusetts Institute of Technology, 2021.
10. *Zhang Z., Tang H., Zhang Z., Wang J., Cao Sh.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. V. 87. P. 123510.
11. *Lemmer K.M., Gallimore A.D., Smith T.B., Austin D.R.* // *IEPC-2007-161, 30th Internat. Electric Propulsion Confer., 2007.*
12. *Harmann H., Koch N., Kornfeld G.* // *IEPC-2007-119, Internat. Electric Propulsion Confer., 2007*
13. *Hey F.G., Vaupel M., Groll C., Braxmaier C., Tajmar M., Sell A., Eckert K., Weise D., Saks N., Johann U.* // *IEPC-2017-271, 35th Internat. Electric Propulsion Confer., Atlanta, GA, 2017.*
14. *Maystrenko D., Shagayda A., Kravchenko D., Lovtsov A.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2022. V. 93. P. 073504.
15. *Goebel D.M., Katz I.* *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters.* Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology, 2008.
16. *Shagayda A., Nikitin V., Tomilin D.* // *Vacuum.* 2016. V. 123. P. 140.
17. *Goebel D. M., Becatti G.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2021. V. 92. P. 013511.
18. *Tomilin D., Lovtsov A.* // *Electric Propulsion Confer., University of Vienna, Vienna, Austria September 15–20, 2019. IEPC-2019-342.*
19. *Walker M.L.R., Hofer R.R., Gallimore A.D.* // *J. Propulsion Power.* 2016. V. 22. P. 205.
20. *Azziz Y., Martinez-Sanchez M.* *Experimental and Theoretical Characterization of a Hall Thruster Plume.* Massachusetts Institute of Technology, 2007.

HIGH DYNAMIC RANGE RETARDING POTENTIAL ANALYZER OPERATION VERIFICATION

**D. A. Maystrenko^{a,b,*}, A. A. Shagayda^a, D. A. Kravchenko^a,
D. A. Tomilin^a, and M. Yu. Selivanov^a**

^a*Keldysh Research Center, Moscow, 125438 Russia*

^b*Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow, 141701 Russia*

**e-mail: maystrenko.da@phystech.edu*

Probe diagnostics of ion energy distribution and ion current density in the plasma plume of electric propulsion is considered. A detailed numerical and experimental comparison is presented of a new, highdynamic range retarding potential analyzer (HDR RPA) and a conventional gridded RPA probe applied to a plume of a hall effect thruster (HET) operating in different modes. Simulations show the disadvantages of the gridded retarding potential analyzer design and the advantages of the HDR RPA. By means of numerical modeling, the peculiarities of using the HDR RPA are also investigated in detail and preliminary conclusions regarding the probe accuracy are drawn. The final part of the paper shows the results of joint tests of the two probes at those plasma parameters where the gridded probe works most accurately, with a confirmed maximum error of 5%.

Keywords: electric propulsion, hall thruster, plasma diagnosis, ion energy distribution, retarding potential, Analyzer

УДК 533.9

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB

© 2024 г. С. В. Полосаткин^{a, b, c, *}, Г. С. Павлова^{d, **}^aИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия^bНовосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия^cНовосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия^dЧастное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

*e-mail: s.v.polosatkin@inp.nsk.su

**e-mail: G.Pavlova@iterrf.ru

Поступила в редакцию 14.05.2024 г.

После доработки 23.06.2024 г.

Принята к публикации 28.07.2024 г.

Предложен новый метод измерения электронной температуры плазмы на установке GOL-NB. Метод основан на измерении соотношения интенсивностей спектральных линий, испускаемых быстрыми атомами, инжектируемыми в плазму. Пучки быстрых атомов водорода, используемые для нагрева плазмы на установке ГОЛ-NB, содержат, наряду с атомами с полной энергией, также атомы с дробными энергиями ($E/2$, $E/3$, $E/18$), возникающие при диссоциации молекулярных ионов H_2^+ , H_3^+ , H_2O^+ . Спектральные линии этих энергетических компонент пучка (в частности, линия H_α водорода) могут быть разрешены из-за доплеровского сдвига, вызванного различиями в скоростях атомов. Для атомов с низкой энергией возбуждение, приводящее к излучению фотона, происходит только из-за столкновений с тепловыми электронами, а для атомов с высокой энергией значительный вклад дают процессы столкновения с ионами плазмы. В связи с этим, отношение интенсивностей линий разных компонент пучка зависит от электронной температуры плазмы и может быть использовано для ее измерения. При энергии пучка 24 кэВ предложенный метод может быть использован для измерения электронной температуры в диапазоне до 40 эВ, что представляет интерес для текущих экспериментов на установке GOL-NB. При этом для измерения температуры в области выше 20 эВ необходимо измерять соотношение интенсивностей спектральных линий с процентной точностью, и с такой же точностью измерять величину ослабления нейтрального пучка, проходящего через плазму. Предложенный метод может быть использован на других термоядерных установках, использующих инжекцию быстрых атомов водорода, для измерения температуры периферийной плазмы.

Ключевые слова: спектроскопия плазмы, атомарные пучки, диагностика плазмы

DOI: 10.31857/S0367292124090076, **EDN:** DVCDKI

1. ВВЕДЕНИЕ

Установка ГОЛ-NB [1] представляет собой линейную осесимметричную открытую ловушку с многопробочными секциями для удержания плазмы. Основной целью экспериментов, проводимых на этой установке, является исследование удержания плазмы в многопробочном (периодически модулированным вдоль оси) магнитном поле. Установка ГОЛ-NB (рис. 1) состоит из цент-

ральной ловушки (пробкотрона) длиной 2.4 м с полем в центре $B = 0.3$ Тл и пристыкованных к ней секций сильного поля длиной около 3 м каждая с $B = 4.5$ Тл. Плазма в установке создается плазменной пушкой, расположенной в расширителе на одном из торцов установки, и нагревается с помощью инжекции пучков быстрых атомов водорода. Два инжектора [2] с суммарной мощностью 1.1 МВт инжектируют в плазму пучки быстрых атомов с энергией 24 кэВ на координатах

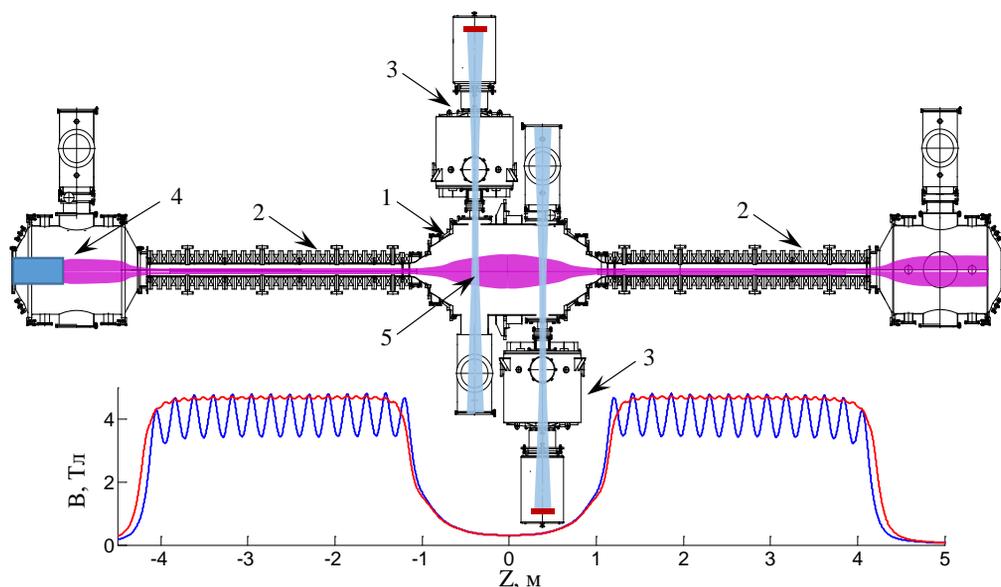


Рис. 1. Установка ГОЛ-NB: 1 – центральная секция, 2 – соленоиды сильного поля, 3 – инжекторы быстрых атомов водорода, 4 – плазменная пушка, 5 – точка измерения спектра излучения пучка быстрых атомов. Внизу – распределение магнитного поля вдоль оси установки. Показаны конфигурации с однородным и гофрированным полем.

$z = \pm 0.4$ м (продольная координата z отсчитывается от средней плоскости ловушки). Проходя через плазму, пучки быстрых атомов вследствие столкновений с электронами и ионами плазмы ионизируются, и возникающие быстрые ионы захватываются магнитным полем установки. Захваченные ионы осциллируют вдоль оси установки между точками остановки (совпадающими с точками инжекции) и постепенно передают свою энергию электронам плазмы за счет упругих столкновений. Конфигурация установки в точке инжек-

ции одного из атомарных пучков ($z = -0.4$ м) показана на рис. 2.

Суть планируемых экспериментов на установке заключается в сравнении эффективности удержания плазмы в конфигурациях с однородным ($B = 4.5$ Тл) и гофрированным ($B = 3.2/4.8$ Тл, период гофрировки 22 см) магнитным полем в секциях сильного поля. Гофрировка магнитного поля должна приводить к уменьшению продольных потерь плазмы и увеличению температуры плазмы в центральной секции (при условии сохранения одинаковой плотности плазмы с по-

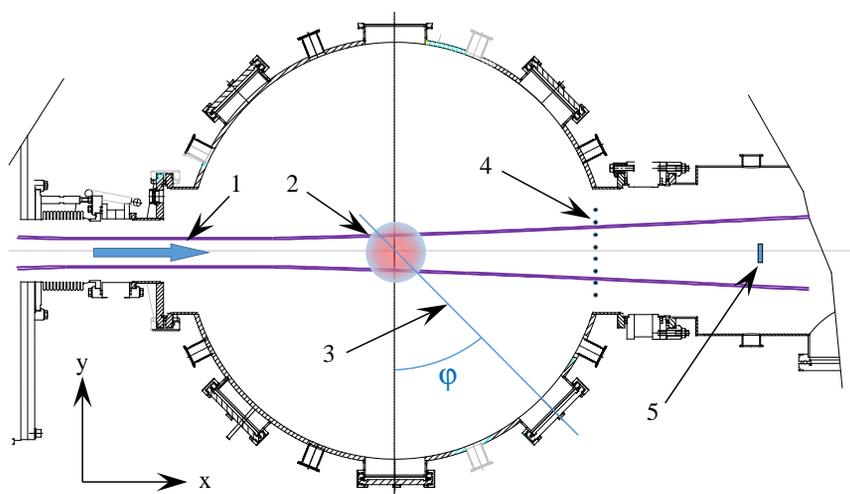


Рис. 2. Расположение диагностики на установке ГОЛ-NB: 1 – нейтральный пучок, 2 – плазма, 3 – линия наблюдения излучения быстрых атомов, 4 – профилометр пучка, 5 – вторично-эмиссионный датчик.

мощью регулирования скорости подпитки плазмы веществом). В оптимальных условиях удержания расчеты предсказывают увеличение температуры плазмы с 30–40 до ~100 эВ [3].

В настоящее время проведена серия экспериментов с однородной конфигурацией магнитного поля. В этих экспериментах для измерения электронной температуры использовался ленгмюровский зонд [4], расположенный на координате $z = 87$ см. Температура стартовой плазмы, создаваемой плазменной пушкой, составляла 5–10 эВ, при инжекции пучков температура плазмы по показаниям зонда поднималась до ~15 эВ. Нужно отметить, что ввод ленгмюровского зонда в плазму в центральной секции приводит к гибели популяции быстрых ионов, поэтому зонд располагался на значительном расстоянии от области движения захваченных ионов и нагрева плазмы ($z = \pm 40$ см). Кроме того, введение зонда в плазму может приводить к ее существенному остыванию, поэтому есть основания предполагать, что истинная температура плазмы в центральной секции выше измеряемой ленгмюровским зондом.

В связи с этим, создание бесконтактных диагностик для измерения электронной температуры плазмы в центральной секции является принципиально важной задачей для проводимых и планируемых экспериментов. В настоящее время ведется работа по созданию системы томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-NB. В представленной работе мы предлагаем еще один простой метод определения электронной температуры в диапазоне температур 0–40 эВ, основанный на измерении соотношения интенсивностей спектральных линий быстрых атомов, инжектируемых системой нейтральной инжекции.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Предлагаемый метод измерения электронной температуры основан на измерении соотношения интенсивностей спектральных линий, испускаемых быстрыми атомами, инжектируемыми в плазму. Особенностью инжекторов быстрых атомов, используемых для нагрева плазмы, является наличие в составе пучков, наряду с атомами с полной энергией, равной ускоряющему напряжению инжектора, фракций атомов с дробными энергиями ($E/2$, $E/3$, $E/18$), возникающих при диссоциации молекулярных ионов H_2^+ , H_3^+ , H_2O^+ . Столкновения быстрых атомов с мишен-

ными частицами могут приводить к возбуждению атомов и последующему излучению фотонов на оптических переходах атома водорода, в том числе на длине волны линии H_α .

Важно отметить, что при регистрации излучения под углом к направлению движения пучка спектральные линии компонент с разными энергиями могут быть выделены друг от друга и от фонового излучения плазмы за счет доплеровского сдвига соответствующих спектральных линий. Спектроскопия доплеровского сдвига при прохождении пучка через газовую мишень является стандартным методом определения компонентного состава пучка [5, 6].

В плазме возбуждение быстрых атомов происходит в результате столкновений с электронами и ионами. При низкой энергии атомов их возбуждение происходит только в столкновениях с электронами и сильно зависит от температуры электронов, а при высокой энергии атомов преобладают столкновения с ионами, и скорость возбуждения становится не зависящей от температуры. В результате, скорости возбуждения и интенсивность излучения на линии H_α для компонент пучка с разными энергиями имеют различную зависимость от температуры.

Рассчитанные с помощью кода FIDASIM [7] излучательные способности атомов на линии H_α водорода в плазме различной плотности для энергий быстрых атомов, соответствующих компонентам атомарного пучка на установке ГОЛ-NB (24/12/8/1.33 кэВ) показаны на рис. 3. (Термином излучательная способность $S_{Ha} = (n_b n_{pl})^{-1} I_{Ha} / (h\nu)$ здесь и далее обозначается количество фотонов рассматриваемой спектральной линии, излучаемое в единицу времени из единицы объема, нормированное на концентрацию излучающих атомов и концентрацию плазмы.)

Как видно из рисунка, излучательные способности для атомов с разными энергиями имеют различную зависимость от температуры электронов, поэтому соотношение интенсивности линий, соответствующих разным компонентам пучка, может быть использовано для определения температуры электронов в плазме. При этом однако существует довольно сильная зависимость излучательной способности от плотности плазмы, связанная, в основном, с опустошением возбужденных уровней $n > 2$ из-за ионизации при столкновении с электронами и протонами. Эту зависимость необходимо учитывать при опреде-

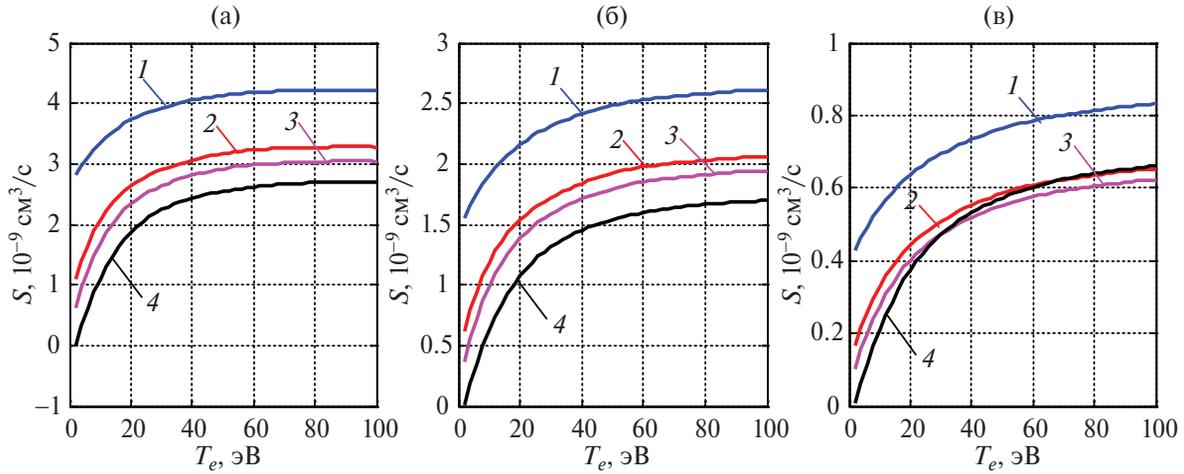


Рис. 3. Эмиссионная способность на линии H_{α} для быстрых атомов в плазме с концентрацией 10^{12} см^{-3} (а), 10^{13} см^{-3} (б) и 10^{14} см^{-3} (в): 1 – энергия атомов 24 кэВ, 2 – энергия атомов 12 кэВ, 3 – энергия атомов 8 кэВ, 4 – энергия атомов 1.33 кэВ.

лении температуры плазмы предложенным методом.

Измерение электронной температуры по соотношению интенсивностей доплеровски-смещенных линий требует знания соотношения эквивалентных токов различных компонент пучка. Наиболее удобный и прямой метод определения компонентного состава – измерение интенсивностей доплеровски-смещенных линий при прохождении пучка через газ. Эти измерения могут быть сделаны в той же геометрии и с той же спектральной аппаратурой, что и измерение соотношений линий в плазме. Для этого в калибровочном выстреле в камеру перед началом инжекции пучков напускается газ, но не зажигается плазменный разряд. Регистрируемые интенсивности линий атомов пучка с энергией E при прохождении пучка через плазму и через газ могут быть представлены как

$$R_{pl}^E = k^E J^E \sqrt{\frac{m_i}{2E}} S_{pl}(E, n_{pl}, T_e) h\nu n_{pl}, \quad (1)$$

$$R_{gas}^E = k^E J^E \sqrt{\frac{m_i}{2E}} S_{gas}(E) h\nu n_{gas}, \quad (2)$$

где k^E – множитель, описывающий эффективность регистрации излучения, J^E – эквивалентный ток компоненты пучка с энергией E , S_{pl} , S_{gas} – излучательные способности для газа и плазмы, n_{pl} , n_{gas} – концентрации газа и плазмы.

Излучательная способность для быстрого атома в газе может быть выражена следующим образом:

$$S_{gas}(E) = \sqrt{\frac{2E}{m_i}} (\sigma_{3s} + 0.12\sigma_{3p} + \sigma_{3d}), \quad (3)$$

где s_{3s} , s_{3p} , s_{3d} – сечения возбуждения быстрого атома водорода при столкновении с молекулой H_2 в реакции $H_f + H_2 = H_f^* + H_2$, множитель 0.12 представляет собой коэффициент ветвления между переходами $3p-2s$ и $3p-1s$. Отметим, что здесь предполагается, что магнитное поле установки удаляет из пучка фракцию ионов, возникающих при ионизации быстрых атомов при столкновении с молекулами H_2 . В случае измерений с выключенным магнитным полем необходимо дополнительно учитывать излучение, возникающее при перезарядном возбуждении быстрых ионов в процессе $H_f^+ + H_2 = H_f^* + H_2^+$. Также отметим, что магнитное поле снимает вырождение по орбитальным квантовым числам, что исключает вопросы о переходах между подуровнями и связанным с этим изменением эффективных коэффициентов ветвления [8, 9]. Использованные в дальнейшем для оценок сечения s_{3s} и $(0.12s_{3p} + s_{3d})$ были взяты из отчета ORNL-6086/VI [10].

Нормировка интенсивностей линий, регистрируемых при прохождении пучка через плазму, на интенсивности соответствующих линий при прохождении пучка через газ позволяет исключить влияние компонентного состава пучка, чувствительности каналов регистрации излучения, а также концентраций плазмы и нейтрального газа. В частности, отношение нормированных интенсивностей для линий атомов с энергиями $E/2$ и E равно

$$\frac{R_n^{E/2}}{R_n^E} = \frac{S_{pl}(E/2, n_{pl}, T_e)}{S_{pl}(E, n_{pl}, T_e)} \frac{S_{gas}(E)}{S_{gas}(E/2)}. \quad (4)$$

На рис. 4а показаны отношения нормированных интенсивностей доплеровски смещенных спектральных линий H_α для компонент нейтрального пучка с полной энергией 24 кэВ при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} . Как видно из этого рисунка, при температурах выше 30 эВ зависимость отношения интенсивностей от температуры ста-

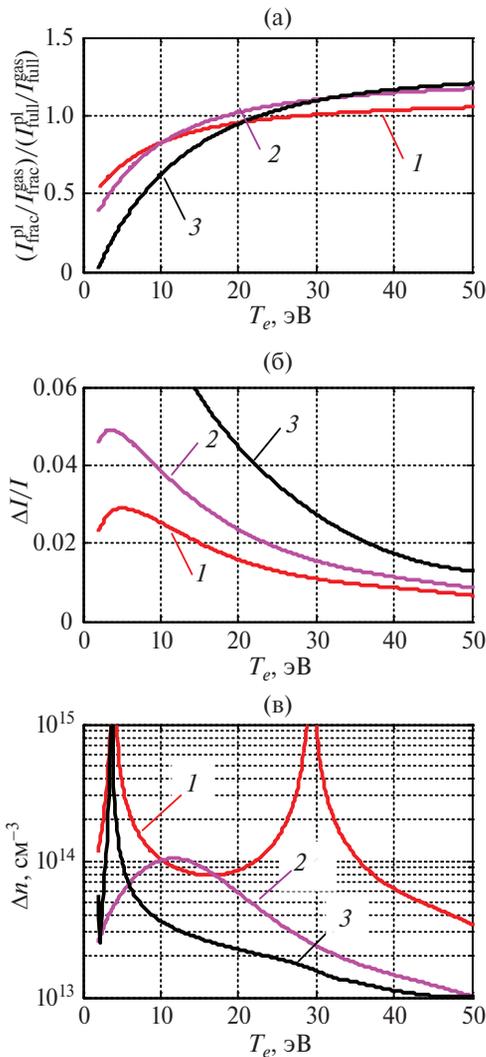


Рис. 4. Отношение нормированных интенсивностей доплеровски-смещенных линий H_α при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} (а); относительная погрешность измерения интенсивностей линий для определения электронной температуры с точностью 10% при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} (б); абсолютная погрешность значения плотности плазмы для определения электронной температуры с точностью 10% при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} (в): 1 – отношение интенсивностей линий атомов с энергиями 12 и 24 кэВ, 2 – отношение интенсивностей линий атомов с энергиями 8 и 24 кэВ, 3 – отношение интенсивностей линий атомов с энергиями 1.33 и 24 кэВ.

новится достаточно слабой, что ограничивает возможность применения этого метода при высоких температурах плазмы. На рис. 4б показаны относительные точности измерений интенсивностей спектральных линий, необходимые для определения температуры плазмы с точностью 10%. В принципе, наименьшие требования к точности измерений предъявляются при использовании пары линий с энергиями $E/18$ и E (1.33 и 24 кэВ), однако появление этой линии связано с наличием в инжекторе быстрых атомов молекул воды, содержание которых может меняться в ходе работы инжектора, поэтому для определения температуры предпочтительно использовать отношения интенсивностей линий атомов с $E/2$ и $E/3$ к интенсивности линий атомов с полной энергией. Погрешность измерения интенсивностей этих линий должна быть масштаба нескольких процентов.

На рис. 4в показана ошибка величины плотности плазмы, приводящая к ошибке измерения температуры 10%. Несмотря на довольно сильную зависимость излучательных способностей атомов с разной энергией слабо зависит от плотности плазмы, что позволяет использовать предложенный метод даже без точных измерений плотности плазмы.

3. ВЛИЯНИЕ ОСЛАБЛЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА

Предлагаемый метод определения температуры плазмы основан на использовании нагревных пучков нейтралов, которые должны захватываться плазмой для ее эффективного нагрева. В текущих экспериментах на установке ГОЛ-НВ коэффициент ослабления нейтральных пучков вследствие захвата в плазме может достигать 50%. Захват и ослабление нейтральных пучков происходят вследствие перезарядки, а также ионизации при столкновениях быстрых атомов с ионами и электронами плазмы. Эффективные сечения этих процессов зависят от энергии быстрых атомов, поэтому для разных компонент пучка коэффициенты ослабления различаются. Это приводит к тому, что в области регистрации доплеровски-смещенных линий компонентный состав пучка отличается от начального состава до прохождения через плазму, что нужно учитывать при определении температуры плазмы. Кроме того, поскольку на установке ГОЛ-НВ радиус плазмы

сравним с поперечным размером нейтрального пучка, регистрация излучения ведется не в локальной точке пространства, а вдоль хорды, на которой меняются плотность плазмы, плотность тока пучка и его компонентный состав. Эти эффекты необходимо учесть в модели, предсказывающей зависимость соотношения интенсивностей линий от температуры. Более того, поскольку в условиях установки ГОЛ-НВ предложенный метод является нелокальным, фактически он требует априорной информации о радиальном профиле температуры. Такая информация может быть получена из зондовых измерений или с помощью диагностики томсоновского рассеяния. В приведенных ниже оценках предполагалось постоянство электронной температуры по радиусу, что подтверждается результатами зондовых измерений. Такое радиальное распределение может быть связано с использованием вихревого метода МГД-стабилизации плазмы, приводящего к перемешиванию внутренних областей плазменного столба [11].

В экспериментах на установке ГОЛ-НВ ослабление пучка измеряется с помощью вторично-эмиссионного датчика, расположенного на оси нейтрального пучка в приемном баке (рис. 2). Для измерения радиального профиля плазмы служит профилометр прошедшего через плазму пучка. Этот же профилометр может быть использован для определения профиля плотности тока пучка при измерениях в отсутствие плазмы. В этих диагностиках ослабление пучка определяется путем сравнения сигналов вторично-эмиссионных детекторов при прохождении пучка через плазму и в калибровочном выстреле в отсутствие плазмы. Повторяемость импульсов инжектора позволяет измерять ослабление пучка в плазме с точностью несколько процентов.

Зависимость концентрации плазмы от радиуса и плотности тока пучка от расстояния до оси может быть аппроксимирована функциями Гаусса

$$n(r) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_{pl}^2}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\bar{n}l}{r_{pl}} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_{pl}^2}\right), \quad (5)$$

$$J(y) = J_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2r_b^2}\right), \quad (6)$$

где r_{pl} , r_b – характерный диаметр плазмы и поперечный размер пучка, измеряемые профилометром, $\bar{n}l$ – линейная плотность плазмы на центральной хорде.

Линейная плотность может быть найдена по ослаблению нейтрального пучка на центральной хорде из уравнения

$$k_s = \frac{J_{att}}{J_0} = \frac{\sum_E J_0^E \exp(-\bar{n}l\sigma_{loss}^E(T_e))}{\sum_E J_0^E}, \quad (7)$$

где J_{att} / J_0 – измеряемое вторично-эмиссионным датчиком ослабление нейтрального пучка, J_0^E – эквивалентный ток компоненты пучка с энергией E , измеряемый в экспериментах с инъекцией пучка в газ, σ_{loss}^E – эффективное сечение захвата быстрого атома с энергией E . Следует отметить, что эффективное сечение захвата зависит от электронной температуры плазмы, поэтому величину концентрации $n(r)$ мы можем найти только в предположении постоянной по радиусу температуры плазмы.

Нормированная интенсивность регистрируемой доплеровски-смещенной линии H_α для компоненты пучка с энергией E при наблюдении под углом φ равна

$$R_n^E = \frac{\int_{-r_0}^{r_0} dr J(r \cos(\varphi)) S_{pl}(E, n(r), T_e) k_{att}^E(r \sin(\varphi))}{S_{gas}(E) \int_{-r_0}^{r_0} dr J(r \cos(\varphi))}, \quad (8)$$

где k_{att}^E – коэффициент ослабления пучка в плазме до прихода в точку наблюдения, $\pm r_0$ – границы области регистрации излучения, совпадающими с границами вакуумной камеры.

Коэффициент ослабления k_{att}^E может быть найден интегрированием по пути движения пучка

$$k_{att}^E(y) = \exp\left(-\sigma_{loss}^E(T_e) \int_{-r_0}^{y \operatorname{tg}(\varphi)} dx n(\sqrt{x^2 + y^2})\right), \quad (9)$$

где $\sigma_{loss}^E(T_e)$ – эффективное сечение ослабления атомарного пучка.

Температура плазмы может быть найдена сравнением расчетных и измеренных отношений интенсивностей свечения различных фракций пучка. Точность измерения параметров модели, необходимую для измерения температуры с заданной точностью, можно оценить как

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 = \left(\frac{\Delta T_e}{T_e} \frac{T_e}{p} \frac{\partial(I^{E_{frac}}/I^{E_0})}{\partial T_e} \frac{\partial p}{\partial(I^{E_{frac}}/I^{E_0})}\right)^2, \quad (10)$$

где $\Delta p/p$ – относительная погрешность измерения параметра p , $\Delta T_e/T_e$ – требуемая точность измерения температуры. На рис. 5 показаны точности измерения параметров модели (коэффициент

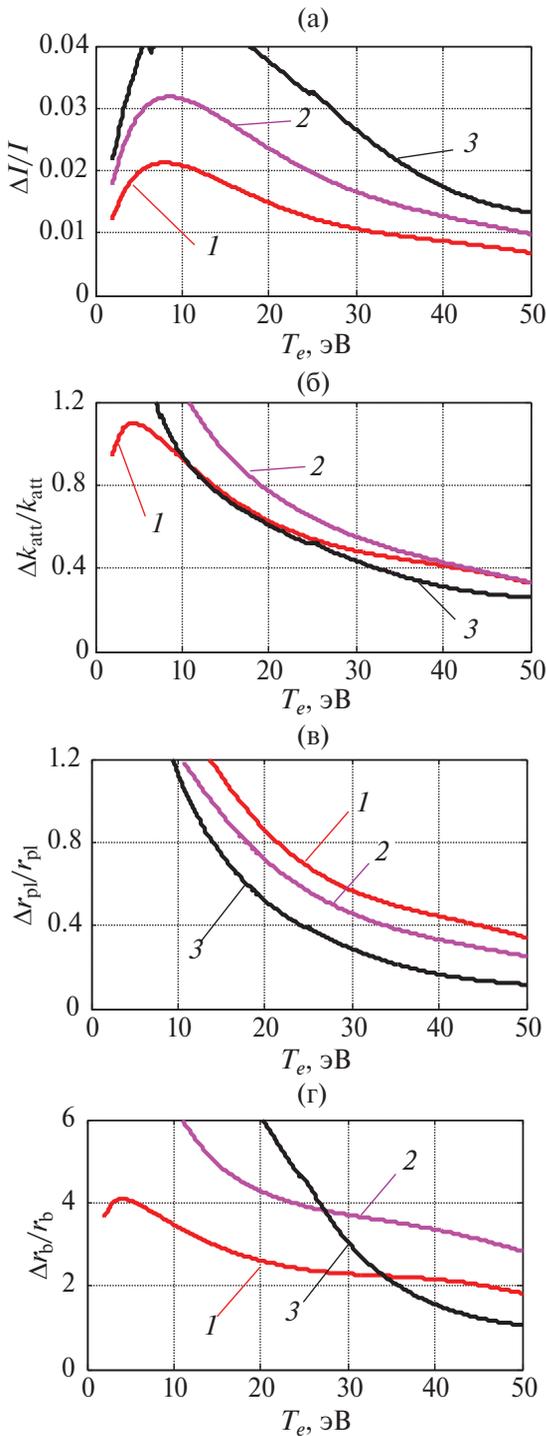


Рис. 5. Требуемые погрешности параметров эксперимента, необходимые для измерения электронной температуры на установке ГОЛ-НВ с точностью 10% (параметры эксперимента приведены в тексте); относительная ошибка измерения нормированных интенсивностей спектральных линий (а), относительная ошибка коэффициента ослабления пучка быстрых атомов в плазме (б), относительная ошибка измерения радиуса плазмы (в), относительная ошибка измерения радиуса пучка быстрых атомов (г). Обозначения линий совпадают с обозначениями на рис. 3.

ослабления на центральной хорде k_s , характерные радиусы атомарного пучка и плазмы r_b и r_{pl}), необходимые для определения температуры плазмы с точностью 10%, вычисленные для типичных параметров эксперимента на ГОЛ-НВ ($k_s=0.5$, $r_b=4$ см, $r_{pl}=4.5$ см). Как видно из рисунков, для измерения температуры достаточная точность измерения коэффициента ослабления пучка и радиуса плазмы составляет десятки процентов, а величина радиуса пучка практически не влияет на определение температуры плазмы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод позволяет измерять электронную температуру плазмы в диапазоне до 30 эВ, что представляет большую важность на текущем этапе экспериментов на установке ГОЛ-НВ. При этом измерения температуры в области выше 20 эВ требуют измерения интенсивностей линий с процентной точностью, что является достаточно сложной задачей. Кроме того, интерпретация результатов измерений зависит от достоверности используемых атомных данных. В связи с этим, наиболее перспективным представляется использование предложенного метода совместно с измерениями температуры с помощью томсоновского рассеяния. Эта система, которая в настоящее время находится в процессе изготовления, позволит измерять электронную температуру в 8 точках по радиусу с высокой достоверностью в один момент времени в течение выстрела, что даст возможность провести калибровку обсуждаемой системы измерения и использовать ее для измерения динамики температуры.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного плана НИР.

ДОСТУПНОСТЬ ДАННЫХ

Авторы выражают готовность предоставить по запросу представленные в статье результаты расчетов и исходные данные по излучательной способности атомов водорода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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.* // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 086003. Doi: 10.1088/1741-4326/ac69fa.

2. *Batkin V.I., Bambutsa E.E., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Gafarov M.R., Voskoboinikov R.V.* // AIP Confer. Proceed. 2016. V. 1771. P. 030010.
Doi: 10.1063/1.4964166.
3. *Поступаев В.В., Юров Д.В.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 966.
Doi: 10.7868/S036729211611007X.
4. *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. Instrumentation. 2021. V. 16. P. T11006.
Doi: 10.1088/1748-0221/16/11/T11006.
5. *Uhlemann R., Hemsworth R.S., Wang G., Euringer H.* // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. P. 974.
Doi: 10.1063/1.1144100.
6. *Ivanov A.A., Deichuli P.P., Kreter A., Maximov V.V., Schweer B., Shikhovtsev I.V., Stupishin N.V., Usoltsev D.V., Podminogin A.A., Uhlemann R.* // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 1822.
Doi: 10.1063/1.1699508.
7. *Geiger B., Stagner L., Heidbrink W.W., Dux R., Fischer R., Fujiwara Y., Garcia A.V., Jacobsen A.S., Vuuren A.J., Karpushov A.N., Liu D., Schneider P.A., Sfiligoi I., Poloskei P.Zs., Weiland M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 105008.
Doi: 10.1088/1361-6587/aba8d7.
8. *Polosatkin S.* // J. Instrumentation. 2013. V. 8. P. 05007.
Doi: 10.1088/1748-0221/8/05/P05007.
9. *Polosatkin S.V., Ivanov A.A., Listopad A.A., Shikhovtsev I.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 02A707.
Doi: 10.1063/1.4826339.
10. *Barnett C.* Atomic Data for Fusion. Vol. 1: Collisions of H, H₂, He, and Li atoms and ions with atoms and molecules. ORNL-6086/VI Report. 1990.
11. *Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., Soldatkina E.I.* // Fusion Sci. Technology. 2010. V. 57. P. 351.
Doi: 10.13182/FST10-A9497.

METHOD FOR MEASURING THE PLASMA TEMPERATURE AT THE GOL-NB FACILITY

S. V. Polosatkin^{a,b,c,*} and G. S. Pavlova^{d,}**

^a*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia*

^b*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, 630073, Russia*

^c*Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090, Russia*

^d*Private Institution Project Center ITER, Moscow, 123098, Russia*

^{*}*e-mail: s.v.polosatkin@inp.nsk.su*

^{**}*e-mail: G.Pavlova@iterrf.ru*

A new method is proposed for measuring the electron plasma temperature at the GOL-NB facility. The method is based on measuring the ratio between the intensities of the spectral lines emitted by the fast atoms injected into the plasma. The beams of fast hydrogen atoms used for heating the plasma at the GOL-NB facility contain not only atoms with a full energy (E) but also atoms with fractional energies (E/2, E/3, E/18) that appear as a result of the dissociation of the H₂⁺, H₃⁺, and H₂O⁺ molecular ions. The spectral lines of the beam components with these energies (and, in particular, the hydrogen H_α line) can be resolved due to the Doppler shift caused by the difference between the atom speeds. For atoms with low energy, the excitation that leads to the photon emission occurs only due to their collisions with thermal electrons, while for atoms with high energy, a sufficient deposition into their excitation is given by their collisions with the plasma ions. This is why the ratio between the intensities of the lines of different beam components depends on the plasma electron temperature, and thus, it can be used to measure this temperature. At the beam energy of 24 keV, the proposed method can be used to measure the electron temperature in the range of up to 40 eV, which is of interest for the current experiments conducted at the GOL-NB facility. Note that measurement of the electron temperature higher than 20 eV requires that the ratio between the spectral line intensities be measured with an accuracy of the order of one percent, and that the attenuation of the neutral beam that passes through the plasma be measured with the same accuracy. The proposed method can be used at other fusion facilities that use fast hydrogen atom injection to measure the temperature of the edge plasma.

Keywords: plasma spectroscopy, atomic beams, plasma diagnostic

УДК 533.9

ТЕОРИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ТЕЧЕНИЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ КОСМИЧЕСКОЙ И АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХОЛЛОВСКОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

© 2024 г. Т. В. Галстян^{a, b, *}, Д. А. Кошкина^{a, b, **},
Д. А. Климачков^{a, ***}, А. С. Петросян^{a, b, ****}

^aИнститут космических исследований РАН, Москва, Россия

^bМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Московская обл., Россия

*e-mail: galstyan.tigran@phystech.edu

**e-mail: koshkina.da@phystech.edu

***e-mail: klimachkovdmitry@gmail.com

****e-mail: apetrosoy@cosmos.ru

Поступила в редакцию 17.06.2024 г.

После доработки 10.07.2024 г.

Принята к публикации 20.07.2024 г.

Развита теория крупномасштабных течений вращающейся частично ионизованной космической и астрофизической плазмы в приближении холловской магнитной гидродинамики. Частично ионизованная вращающаяся плазма описывает крупномасштабные процессы в экзопланетных атмосферах Горячих Юпитеров, в термосферно-ионосферной системе планет и Земли, в протопланетных дисках и во многих других объектах гелиофизики и космической физики. Полученные уравнения содержат нетривиальные слагаемые, описывающие влияние вращения на холловский ток и амбиполярную диффузию плазмы наряду с традиционной силой Кориолиса действующей на импульс центра масс плазмы. Проведен анализ линейных течений в простейшем случае пренебрежения силы тяжести. Получены дисперсионные соотношения для модифицированных альфвеновских волн, для вращающихся быстрых и медленных звуковых волн и модифицированных свистовых волн. Медленные звуковые волны являются новым типом течений вызванных силой Кориолиса. Быстрые звуковые волны соответствуют обычным звуковым волнам при отсутствии вращения.

Ключевые слова: частично ионизованная плазма, вращение, холловская магнитная гидродинамика, волны

DOI: 10.31857/S0367292124090086, EDN: DVBNTB

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма является наиболее распространенным состоянием космических и астрофизических объектов во Вселенной. В качестве примера отметим Солнце и звезды, планетные ионосферы и протопланетные диски. В последнее время значительный прогресс сделан в плазменной астрофизике, что позволяет понять природу и динамику различных объектов во Вселенной на основе изуче-

ния свойств астрофизической плазмы. В космической и астрофизической плазме возникают течения с характерными масштабами порядка размера космического или астрофизического объекта, в динамику которых существенно влияет вращение объекта. Такие течения будем называть крупномасштабными [1–3].

Настоящая работа посвящена развитию теории крупномасштабных течений вращающейся частично ионизованной космической и астрофизи-

ческой плазмы в приближении холловской магнитной гидродинамики [4–8]. Такие течения широко распространены в космической и астрофизической плазме [9–11] и в экзопланетных атмосферах [12].

Частично ионизованная плазма, которой посвящена наша работа, состоит из трех компонент: электронной, ионной и нейтральной [9, 10, 13]. В такой плазме пренебрегают процессами ионизации и рекомбинации, поэтому иногда такое состояние называют плазмой с газовой добавкой [11]. Это существенно отличает частично ионизованную плазму от слабоионизованной, в которой степень ионизации меняется вследствие наличия процессов ионизации и рекомбинации.

Для описания частично ионизованной плазмы используют приближение многожидкостной магнитной гидродинамики с учетом взаимодействия компонент, а также уравнения электромагнитного поля. Полная система уравнений достаточно сложна как для теоретического анализа, так и для численного моделирования, поэтому в нашей работе мы обобщим идеи холловской магнитной гидродинамики частично ионизованной плазмы для случая вращения каждой из компонент плазмы. Как будет показано ниже, обобщение холловской магнитной гидродинамики частично ионизованной плазмы при наличии вращения не является тривиальной задачей и не может быть получено путем добавления силы Кориолиса в классическую теорию холловской магнитной гидродинамики для частично ионизованной плазмы [8].

Заметим, что наличие вращения означает, что на каждую компоненту действует сила Кориолиса. Кроме силы Кориолиса существенный вклад в крупномасштабную динамику частично ионизованной плазмы вносит сила Лоренца. Тем не менее нейтральная компонента плазмы не подвержена ее воздействию. Как следствие, на движение заряженной и нейтральной компоненты плазмы влияют разные силы. Соответственно, скорости заряженной и нейтральной компонент различаются. Разница скоростей означает, что посредством ионно-нейтральных столкновений происходит перенос импульса от одной компоненты к другой, в результате чего заряженная и нейтральная компонента движутся с одной скоростью. Описанный выше процесс позволяет рассматривать частично ионизованную плазму как единую односкоростную жидкость, а разницу

скоростей различных компонент учитывать посредством возникновения эффекта Холла и амбиполярной диффузии плазмы.

Эффект Холла обусловлен тем, что ионная и электронная компоненты, в силу своей разности зарядов, движутся в разных направлениях под действием силы Лоренца из-за чего возникает холловский ток. Наличие холловского тока в магнитном поле приводит к возникновению силы пропорциональной векторному произведению вектора плотности тока и вектора магнитной индукции. Эффект Холла приводит к возникновению дрейфа плазмы против магнитного поля в различных космических и астрофизических объектах [14–16].

Представление частично ионизованной плазмы односкоростной жидкостью существенно упрощает систему магнитогидродинамических уравнений для трех компонент и в силу возникновения эффекта Холла в таком рассмотрении называется холловской магнитной гидродинамикой. Классическая система уравнений холловской магнитной гидродинамики для центра масс частично ионизованной плазмы получена без учета вращения [8], что ограничивает применимость такой модели для описания крупномасштабных процессов в космических и астрофизических объектах. Однако учет вращения каждой компоненты плазмы проявляется неявным образом через холловский ток и амбиполярную диффузию плазмы. Таким образом, влияние силы Кориолиса на компоненты плазмы сводится к изменению величины холловского тока и амбиполярной диффузии плазмы, что приводит к интересным нетривиальным физическим следствиям.

Главным результатом развитой теории является полученная во втором разделе система уравнений холловской магнитной гидродинамики для вращающейся частично ионизованной плазмы на основе полной системы магнитогидродинамических уравнений движения для электронной, ионной и нейтральной компонент плазмы с учетом влияния силы Кориолиса на динамику каждой компоненты.

В разд. 3 найдено дисперсионное уравнение для линейных волн во вращающейся частично ионизованной плазме. Анализ дисперсионного уравнения проведен в случае когда внешнее магнитное поле направлено в направлении вектора угловой скорости вращения. Дисперсионное уравнение проанализировано в низкочастотном и в высоко-

частотном пределе в приближениях быстрого и медленного вращения. Получены новые типы волн в сделанных приближениях, являющиеся обобщением известных магнитогидродинамических мод при наличии вращения. Кроме того, получен новый тип волны вызванный наличием вращения.

2. ВЫВОД МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

2.1. Исходные уравнения

Рассмотрим трехкомпонентную частично ионизованную вращающуюся плазму, состоящую из ионов, электронов и нейтральной компоненты. Для описания такой плазмы используем уравнения непрерывности и уравнения Эйлера для каждой компоненты, а также уравнения Максвелла для электромагнитного поля. Уравнения непрерывности для каждой компоненты имеют вид

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_e \mathbf{v}_e) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{v}_i) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_n) = 0, \quad (3)$$

где ρ_e , ρ_i , ρ_n = плотности электронной, ионной и нейтральной компонент соответственно, \mathbf{v}_e , \mathbf{v}_i , \mathbf{v}_n = скорости соответствующих компонент в неинерциальной системе отсчета. В уравнениях (1)–(3) степень ионизации плазмы считаем постоянной, поэтому отсутствуют слагаемые описывающие процессы ионизации и рекомбинации.

Гидродинамические уравнения вращающейся частично ионизованной плазмы запишем для каждой компоненты в неинерциальной системе отсчета

$$\rho_e \frac{d_e \mathbf{v}_e}{dt} = -\nabla P_e - e n_e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_e}{c} \times \mathbf{B} \right) - \rho_e v_{ei} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) - \rho_e v_{en} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n) - 2\rho_e (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_e) + \rho_e \mathbf{g}, \quad (4)$$

$$\rho_i \frac{d_i \mathbf{v}_i}{dt} = -\nabla P_i + e n_e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_i}{c} \times \mathbf{B} \right) - \rho_i v_{ie} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) - \rho_i v_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) - 2\rho_i (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_i) + \rho_i \mathbf{g}, \quad (5)$$

$$\rho_n \frac{d_n \mathbf{v}_n}{dt} = -\nabla P_n - \rho_n v_{ne} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_e) - \rho_n v_{ni} (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) - 2\rho_n (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_n) + \rho_n \mathbf{g}. \quad (6)$$

В уравнениях (4)–(6) силы, которые влияют на крупномасштабное движение соответствующих частиц включают градиент давления, силу Лоренца, силу Кориолиса и силу тяжести. Уравнения (4)–(6), записанные в неинерциальной системе отсчета, включают также центробежную силу, которую учитывают в слагаемых, описывающих силу тяжести [17], хотя в астрофизической и космической плазме центробежные силы иногда включают в давление [18] или зачастую ими пренебрегают [19]. Считаем, что компоненты взаимодействуют друг с другом посредством ион-нейтральных, ион-электронных и электрон-нейтральных столкновений. Здесь P_e , P_i , P_n = давления электронов, ионов и нейтралов соответственно, \mathbf{E} = вектор электрической напряженности в неинерциальной системе отсчета, \mathbf{B} = вектор магнитной индукции в неинерциальной системе отсчета, $\boldsymbol{\Omega}$ = вектор угловой скорости вращения, \mathbf{g} = вектор ускорения свободного падения, а v_{jk} = частоты столкновений между j -й и k -й компонентой. Частоты столкновений удовлетворяют следующему соотношению: $\rho_k v_{kj} = \rho_j v_{jk}$. В уравнениях (4)–(6) используются обозначения $d_j / dt = \partial / \partial t + (\mathbf{v}_j \cdot \nabla)$.

Исходные уравнения вращающейся частично ионизованной космической и астрофизической плазмы записаны в неинерциальной системе отсчета, в отличие от уравнений вращающейся лабораторной плазмы, например в токамаках [5, 20, 21]. Скорость каждой компоненты плазмы в инерциальной системе отсчета $\mathbf{v}_k^{(in)}$, где $k = e, i, n$ равна $\mathbf{v}_k^{(in)} = \mathbf{v}_k + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_k$, где \mathbf{v}_k = вектор скорости компоненты в неинерциальной системе отсчета, $\boldsymbol{\Omega}$ = вектор угловой скорости вращения, а \mathbf{r}_k = радиус-вектор компоненты. Предположим, что вектор скорости некоторой компоненты в неинерциальной системе отсчета равен нулю. Отсюда следует, что сам вектор скорости в инерциальной системе отсчета совершает вращательное движение с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$. Стало быть, в неинерциальной системе отсчета течение изменяется для неподвижного наблюдателя. В инерциальной системе отсчета наблюдатель совершает вращательное движение с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$. Таким образом, представление силы Кориолиса в неинерциальной системе отсчета позволяет рассмат-

ривать нетривиальные стационарные течения в условии баланса внешних сил различной природы. Кроме того, неинерциальная система отсчета оказывается удобной для описания электромагнитного поля в плазме, поскольку во вращающейся системе отсчета уравнения Максвелла имеют тот же вид, что и в инерциальных системах отсчета [22–24]. Это следует из того, что в неинерциальной системе отсчета магнитное поле \mathbf{B} и электрическое поле \mathbf{E} выражаются через компоненты электромагнитного поля в инерциальной системе отсчета $\mathbf{E}^{(in)}$ и $\mathbf{B}^{(in)}$ в виде $\mathbf{B} = \mathbf{B}^{(in)} - (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{E}^{(in)} / c$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(in)} + (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B}^{(in)} / c$. Отметим, что из выражения неинерциального электрического поля следует, что $E^{(in)} \sim (u / c)B^{(in)}$, где u = порядок скорости вращающегося объекта. Отсюда следует, что в выражении неинерциального магнитного поля второе слагаемое имеет порядок $(u^2 / c^2)B^{(in)}$. Ввиду рассмотрения в данной работе нерелятивистских течений, пренебрегаем слагаемыми квадратичными по u / c , что означает равенство магнитного поля в инерциальной и неинерциальной системе отсчета $\mathbf{B} = \mathbf{B}^{(in)}$ [23]. В пренебрежении тока смещения уравнение Максвелла для электрического поля в неинерциальной системе отсчета в точности переходит в закон Ампера. В уравнении Максвелла для магнитного поля в неинерциальной системе отсчета [23] возникают сокращающиеся слагаемые с обеих сторон уравнения, откуда получается классическое уравнение Максвелла для магнитного поля, записанное в неинерциальной системе отсчета. Таким образом, неинерциальная система отсчета позволяет записать уравнения движения всех компонент плазмы и уравнения Максвелла для электромагнитного поля в привычном виде.

Запишем теперь уравнения Максвелла в неинерциальной системе отсчета для плотности тока \mathbf{J} и для магнитного поля \mathbf{B} в пренебрежении тока смещения [7]:

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}. \quad (8)$$

Систему (1)–(8) замкнем следующими уравнениями состояния:

$$P_j = \frac{\rho_j c_{sj}^2}{\gamma_j}, \quad j = e, i, n, \quad (9)$$

где γ_j = показатели адиабаты соответствующих компонент частично ионизованной плазмы,

c_{sj}^2 = скорости звука в соответствующих компонентах частично ионизованной плазмы.

Далее исходная система уравнений (1)–(9) будет упрощена на основе эффекта Холла.

2.2. Эффект Холла в течениях вращающейся частично ионизованной плазмы

Для вывода уравнений холловской магнитной гидродинамики для вращающейся многокомпонентной частично ионизованной плазмы необходимо получить уравнения для плазмы с общим центром масс и далее преобразовать уравнения Максвелла в переменных замыкающих гидродинамическую часть системы.

Уравнение непрерывности и уравнение движения с учетом эффекта Холла. Рассмотрим движение системы трех компонент плазмы, как движение единой жидкости с общим центром масс, который движется со скоростью центра масс. Для этого просуммируем уравнения (1)–(3)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_e + \rho_i + \rho_n) + \nabla \cdot (\rho_e \mathbf{v}_e + \rho_i \mathbf{v}_i + \rho_n \mathbf{v}_n) = 0. \quad (10)$$

Обозначив $\rho = \rho_e + \rho_i + \rho_n$ = плотность плазмы и $\mathbf{v} = (\rho_e \mathbf{v}_e + \rho_i \mathbf{v}_i + \rho_n \mathbf{v}_n) / \rho$ = скорость центра масс плазмы, перепишем полученное уравнение (10) через введенные переменные

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (11)$$

Вследствии квазинейтральности плазмы $n_i = n_e$. Поскольку для масс ионов и электронов имеем соотношение $m_i \gg m_e$, а $\rho_k = m_k n_k$, $k = e, i, n$ и $\rho_i \gg \rho_e$, считаем, что плотностью электронов можно пренебречь по сравнению с плотностью ионов и нейтральной компоненты в выражении для плотности плазмы и $\rho = \rho_i + \rho_n$. Кроме того, отсюда следует, что импульсом электронов можно также пренебречь по сравнению с импульсами ионов и нейтральной компоненты в выражении для скорости центра масс плазмы: $\mathbf{v} = (\rho_i \mathbf{v}_i + \rho_n \mathbf{v}_n) / \rho$. Такое приближение позволяет далее существенно упростить описание переноса импульса в частично ионизованной плазме, а также будет использовано в следующем разделе для упрощения уравнения электромагнитного поля. Сделанное приближение фактически означает, что инерцией электронов в частично ионизованной плазме мы пренебрегаем.

Плотность и скорость электронов таким образом исключаются из переменных ρ и \mathbf{v} . Тем не менее для описания эффекта Холла в уравне-

нии движения центра масс частично ионизованной плазмы сохраняем слагаемое $\rho_e d_e \mathbf{v}_e / dt$ [6–8]. Тогда уравнение движения центра масс частично ионизованной плазмы для \mathbf{v} записывается в следующем виде:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}) \frac{d_i \rho_i}{dt} + (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}) \frac{d_n \rho_n}{dt} + \rho_e \frac{d_e \mathbf{v}_e}{dt} + \rho_i \frac{d_i \mathbf{v}_i}{dt} + \rho_n \frac{d_n \mathbf{v}_n}{dt}. \quad (12)$$

В выражении (12) временные производные $d_k \rho_k / dt$ для ионной и нейтральной компонент записаны в виде

$$\frac{d_k \rho_k}{dt} = \frac{\partial \rho_k}{\partial t} + (\mathbf{v}_k \cdot \nabla) \rho_k, \quad k = i, n. \quad (13)$$

Уравнения (2), (3) в обозначениях (13) принимают следующий вид:

$$\frac{d_k \rho_k}{dt} = -\rho_k \nabla \cdot (\mathbf{v}_k), \quad k = i, n. \quad (14)$$

Из определения скорости центра масс плазмы \mathbf{v} следует

$$\mathbf{v}_i - \mathbf{v} = \frac{\rho_n (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n)}{\rho}, \quad (15)$$

$$\mathbf{v}_n - \mathbf{v} = \frac{\rho_i (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i)}{\rho}. \quad (16)$$

Обозначим $\mathbf{v}_D = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n =$ скорость ионно-нейтрального дрейфа. Используя выражения (4)–(6) и (14)–(16) из уравнения (12) получим уравнения движения плазмы в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = & -\frac{\rho_n \mathbf{v}_D}{\rho} \rho_i \nabla \cdot \mathbf{v}_i + \\ & + \frac{\rho_i \mathbf{v}_D}{\rho} \rho_n \nabla \cdot \mathbf{v}_n - \nabla (P_e + P_i + P_n) + \\ & + \frac{en_e}{c} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \times \mathbf{B} - \\ & - 2\rho_e (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_e) - 2\rho_i (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_i) - \\ & - 2\rho_n (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_n) + (\rho_e + \rho_i + \rho_n) \mathbf{g}. \end{aligned} \quad (17)$$

В уравнении (17) обозначим суммарное давление $P = P_e + P_i + P_n$ а также введем плотность электрического тока $\mathbf{J} = n_e e (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$. Тогда полученное уравнение (17) выражается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{\rho_i \rho_n}{\rho} \mathbf{v}_D \nabla \cdot \mathbf{v}_D = \\ = -\nabla P + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} - 2\rho (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}) + \rho \mathbf{g}. \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнение (18) является законом сохранения импульса плазмы с общим центра масс и включает слагаемое $\mathbf{J} \times \mathbf{B} / c$ описывающее эффект Холла.

Таким образом, в сделанных приближениях на движение плазмы влияют градиент суммарного давления плазмы, эффект Холла, сила тяжести и вращение каждой компоненты частично ионизованной плазмы, описываемое силой Кориолиса. Для суммарного давления в уравнении (18), используем выражения (9) для давления электронной, ионной и нейтральной компонент частично ионизованной плазмы. Тогда имеем

$$P = \frac{\rho_e c_{se}^2}{\gamma_e} + \frac{\rho_i c_{si}^2}{\gamma_i} + \frac{\rho_n c_{sn}^2}{\gamma_n}. \quad (19)$$

Для дальнейшего анализа и оценки слагаемых в уравнении (18) определим эффективную скорость звука центра масс частично ионизованной плазмы следующим образом:

$$c_s^2 = \frac{\rho_e c_{se}^2}{\gamma_e \rho} + \frac{\rho_i c_{si}^2}{\gamma_i \rho} + \frac{\rho_n c_{sn}^2}{\gamma_n \rho}. \quad (20)$$

Отметим некоторые особенности следующие из определения эффективной скорости звука центра масс частично ионизованной плазмы (20). В случае отсутствия ионизованной компоненты $\rho_i = \rho_e = 0$, $\rho = \rho_n$ из (20) следует $c_s^2 = c_{sn}^2 / \gamma_n$. В пределе нейтральной жидкости эффективная скорость звука центра масс частично ионизованной плазмы отличается от скорости звука нейтрального газа. В случае же полностью ионизованной плазмы $\rho_n = 0$ эффективная скорость звука центра масс полностью ионизованной плазмы из (20) равна $c_s^2 = (\rho_e c_{se}^2 / (\gamma_e \rho_i)) + (c_{si}^2 / \gamma_i)$. Поскольку плотность электронной компоненты в пределе полностью ионизованной плазмы много меньше плотности ионной компоненты имеем $c_s^2 = c_{si}^2 / \gamma_i$. Отсюда эффективная скорость звука центра масс в пределе полностью ионизованной плазмы отлична от скорости звука ионной компоненты частично ионизованной плазмы. Тем не менее из выражения для суммарного давления (19) следует выполнение уравнений состояния (9) для соответствующих компонент в обоих рассмотренных пределах, несмотря на то, что эффективная скорость звука центра масс частично ионизованной плазмы меньше скорости звука каждой компоненты. Избранный способ замыкания уравнений холловской магнитной гидродинамики представляется единственно возможным, поскольку показатель адиабаты центра масс частично иони-

зованной плазмы невозможно выразить через показатели адиабат отдельных компонент.

Отметим, что в уравнении (18) для скорости движения центра масс \mathbf{v} присутствует дрейфовое слагаемое, описывающее различие скоростей ионной и нейтральной компоненты

$$\frac{\rho_i \rho_n}{\rho} \mathbf{v}_D \nabla \cdot (\mathbf{v}_D). \quad (21)$$

Ниже в этом параграфе проанализируем влияние дрейфового слагаемого на динамику вращающейся частично ионизованной плазмы.

Далее рассмотрим течения плазмы, в которых влиянием дрейфового слагаемого в уравнение (18) можно пренебречь. Для оценки порядка дрейфовой скорости выпишем выражения для альфвеновской скорости

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (22)$$

и эффективной скорости звука центра масс частично ионизованной плазмы, используя выражения (19) и (20),

$$c_s = \sqrt{\frac{P}{\rho}}. \quad (23)$$

Введенная таким образом эффективная скорость звука центра масс частично ионизованной плазмы позволяет оценить порядок градиента давления в уравнении (18). Заметим, что уравнение состояния центра масс частично ионизованной плазмы (23) сводится к уравнению состояния каждой компоненты (9) для течений только электронной жидкости, для течений только ионной жидкости, а также и для течений только нейтральной жидкости.

Далее проанализируем слагаемое включающее v_D в уравнении (18) и возможность его пренебрежения по сравнению с остальными слагаемыми.

Из уравнения (18) следует, что при выполнении условия $\rho_i \rho_n v_D^2 \ll \rho^2 (v_A^2 + c_s^2)$ влиянием ионно-нейтрального дрейфа на динамику плазмы можно пренебречь. Оценим модуль дрейфовой скорости при котором выполнено это условие. Для этого просуммируем уравнения (4) и (5) с учетом малости электронного импульса

$$\begin{aligned} \rho_i \frac{d_i \mathbf{v}_i}{dt} &= \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} - \rho_e v_{en} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n) - \\ &- \rho_i v_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) - 2\rho_i (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_i) + \rho_i \mathbf{g}. \end{aligned} \quad (24)$$

Умножим полученное уравнение на ρ_n и вычтем из него уравнение (6) помноженное на ρ_i

$$\begin{aligned} \frac{\rho_i \rho_n}{\rho} \left[\frac{d_D \mathbf{v}_D}{dt} + (\mathbf{v}_n \cdot \nabla) \mathbf{v}_D + (\mathbf{v}_D \cdot \nabla) \mathbf{v}_n \right] &= \\ &= -\frac{\rho_n}{\rho} \nabla P + \nabla P_n + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} - \\ &- (\rho_i v_{in} + \rho_e v_{en}) \mathbf{v}_D + \frac{m_e v_{en} \mathbf{J}}{e} - \\ &- 2 \frac{\rho_i \rho_n}{\rho} (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_D), \end{aligned} \quad (25)$$

где введено обозначение $d_D / dt = \partial / \partial t + (\mathbf{v}_D \cdot \nabla)$. В уравнении (25) выпишем условие, при котором изменением величины ионно-нейтрального дрейфа в квадратных скобках можно пренебречь по сравнению с v_D

$$\omega \ll \frac{\rho}{\rho_i} v_{ni}. \quad (26)$$

Тогда введем обозначение $\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_{ei} + \mathbf{v}_{en}$, $\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_{ie} + \mathbf{v}_{in}$. Запишем выражение для циклотронной частоты каждой компоненты

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e c}, \quad (27)$$

$$\omega_{ci} = \frac{eB}{m_i c}. \quad (28)$$

Обозначим $\beta_e = \omega_{ce} / v_e$, $\beta_i = \omega_{ci} / v_i$. Тогда, с учетом условия $\rho_e v_{en} \ll \rho_i v_{in}$ и (26), уравнение (25) перепишем в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_D &= \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c \rho_i v_{in}} + \frac{\nabla P_n}{\rho_i v_{in}} - \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nabla P}{\rho_i v_{in}} + \\ &+ \frac{\beta_i}{\beta_e} \frac{\mathbf{J}}{e n_i} - 2 \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_D). \end{aligned} \quad (29)$$

Введем параметр $D = \rho_n / \rho =$ отношение нейтральной плотности к общей плотности.

Для оценки v_D обозначим характерную длину градиента L и характерную скорость v , такие, что $\omega = v / L$.

$$\rho \frac{dv}{dt} \sim \rho \frac{v^2}{L}. \quad (30)$$

Тогда из уравнения (18) имеем

$$\rho \frac{v^2}{L} \sim \rho \frac{(c_s^2 + v_A^2)}{L}, \quad (31)$$

откуда получаем

$$v^2 \sim c_s^2 + v_A^2. \quad (32)$$

Порядок v_D в введенных обозначениях имеет вид

$$v_D \sim \frac{\rho_n v^2}{\rho_i v_{in} L} \left(1 + \frac{1}{D\beta_e}\right). \quad (33)$$

Тогда из условия $\rho_i \rho_n v_D^2 \ll \rho^2 v^2$ имеем

$$\frac{\rho_n^3 v^4}{\rho_i v_{in}^2 L^2} \left(1 + \frac{1}{D\beta_e}\right)^2 \ll \rho^2 v^2. \quad (34)$$

Разрешая уравнение (34) относительно ω , получаем характерные частоты, при которых вкладом дрейфового слагаемого можно пренебречь

$$\omega \ll \frac{\rho}{\sqrt{\rho_i \rho_n}} \frac{D\beta_e}{1 + D\beta_e} v_{ni}. \quad (35)$$

Таким образом, при выполнении условий (26) и (35) уравнение (18) упрощается и сводится к виду

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla P + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} - 2\rho(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}) + \rho \mathbf{g}. \quad (36)$$

Отметим, что условие (35) является более строгим, чем условие (26) при $\beta_e \leq 1$ и при $D \rightarrow 1$ для $\beta_e > 1$.

Таким образом, мы получили уравнения холловской магнитной гидродинамики для вращающейся астрофизической и космической плазмы из исходных уравнений гидродинамики трехкомпонентной плазмы. Полученное уравнение (36) имеет вид традиционного уравнения холловской магнитной гидродинамики путем добавления силы Кориолиса. Тем не менее для замыкания полученной системы уравнений необходимо получить уравнение для переноса магнитного поля \mathbf{B} течением центра масс \mathbf{v} из исходных уравнений электромагнитного поля (7), (8) и уравнения скорости электронной компоненты v_e (4).

Уравнение эволюции магнитного поля с учетом эффекта Холла. Уравнения (11) и (36) необходимо дополнить уравнением электромагнитного поля, записанного в терминах холловского тока и магнитного поля. Для описания эволюции магнитного поля выразим напряженность электрического поля \mathbf{E} из уравнения (4) с учетом пренебрежения инерцией электронной компоненты

$$\mathbf{E} = -\frac{\nabla P_e}{en_e} - \frac{\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}}{c} - \frac{m_e v_{ei}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i)}{e} - \frac{m_e v_{en}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n)}{e} - \frac{2m_e(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_e)}{e} + \frac{m_e \mathbf{g}}{e}. \quad (37)$$

Подставляя в (37) выражение для плотности тока $\mathbf{J} = en_e(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ дрейфовой скорости $\mathbf{v}_D = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n$ получим

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_i}{c} \times \left(\mathbf{B} - \frac{2cm_e \boldsymbol{\Omega}}{e}\right) = -\frac{\nabla P_e}{en_e} + \frac{\mathbf{J}}{\sigma} + \frac{\mathbf{J} \times (\mathbf{B} - 2cm_e \boldsymbol{\Omega} / e)}{cen_e} - \frac{m_e v_{en} \mathbf{v}_D}{e} + \frac{m_e \mathbf{g}}{e} \quad (38)$$

где $\sigma = e^2 n_e / (m_e v_e) =$ омическая проводимость.

Подставляя выражение (15) для \mathbf{v}_i и выражая вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} через вектор магнитной индукции \mathbf{B} в уравнении (8) получим следующее уравнение для эволюции магнитного поля:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\mathbf{v} \times \left(\mathbf{B} - \frac{2cm_e \boldsymbol{\Omega}}{e}\right) + c \frac{\nabla P_e}{en_e} + D\mathbf{v}_D \times \left(\mathbf{B} - \frac{2cm_e \boldsymbol{\Omega}}{e}\right) - \frac{\mathbf{J} \times (\mathbf{B} - 2cm_e \boldsymbol{\Omega} / e)}{en_e} - \frac{c\mathbf{J}}{\sigma} + \frac{cm_e v_{en} \mathbf{v}_D}{e} + \frac{cm_e \mathbf{g}}{e} \right]. \quad (39)$$

Отметим, что в уравнении (39) слагаемое описывающее влияние силы тяжести тождественно равно нулю в силу потенциальности поля тяжести. Уравнение (39) включает дрейфовую скорость, которую необходимо выразить через характеристики частично ионизованной плазмы.

Для удобства дальнейших вычислений обозначим первые четыре слагаемые в уравнении (29)

$$\mathbf{A} = \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c\rho_i v_{in}} + \frac{\nabla P_n}{\rho_i v_{in}} - \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\nabla P}{\rho_i v_{in}} + \frac{\beta_i}{\beta_e} \frac{\mathbf{J}}{en_i}. \quad (40)$$

Тогда выражение (29) приобретает следующий вид:

$$\mathbf{v}_D = \mathbf{A} - 2 \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_D). \quad (41)$$

Используя выражения для $(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{v}_D)$

$$(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{v}_D) = (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{A}) \quad (42)$$

и для $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_D$

$$\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_D = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{A} - 2 \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} \boldsymbol{\Omega} (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{v}_D) + 2 \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} \boldsymbol{\Omega}^2 \mathbf{v}_D \quad (43)$$

получим следующий вид для \mathbf{v}_D :

$$\mathbf{v}_D = \mathbf{A} - 2 \frac{\rho_n \rho v_{in}}{\rho^2 v_{in}^2 + 4\rho_n^2 \boldsymbol{\Omega}^2} (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{A} - 2 \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} \boldsymbol{\Omega} (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{A}) + 2 \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} \boldsymbol{\Omega}^2 \mathbf{A}) \quad (44)$$

Пренебрегая слагаемым $\nabla P_e / (en_e)$, описывающим батарею Бирмана, которая отвечает за генерацию магнитного поля в галактиках, однако

мала по сравнению с остальными слагаемыми, и малыми членами порядка $D\beta_i / \beta_e$, получаем искомое уравнение эволюции магнитного поля во вращающейся частично ионизованной плазме

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = & \nabla \times \left\{ \mathbf{v} \times \left(\mathbf{B} - \frac{2cm_e\Omega}{e} \right) + \right. \\ & D^2 \frac{(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \times (\mathbf{B} - 2cm_e\Omega / e)}{c\rho_i v_{in}} + \\ & + D^2 \frac{\rho_n \rho v_{in}}{\rho^2 v_{in}^2 + 4\rho_n^2 \Omega^2} \left[\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c\rho_i v_{in}} \times 2\Omega + \right. \\ & + \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} 2\Omega \left(2\Omega \cdot \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c\rho_i v_{in}} \right) - \\ & - \left. \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} 4\Omega^2 \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c\rho_i v_{in}} \right] \times \left(\mathbf{B} - \frac{2cm_e\Omega}{e} \right) - \\ & \left. - \frac{\mathbf{J} \times (\mathbf{B} - 2cm_e\Omega / e)}{en_e} - \frac{c\mathbf{J}}{\sigma} \right\}. \end{aligned} \quad (45)$$

Введем следующие обозначения: $\hat{\mathbf{B}} =$ — единичный вектор по направлению вектора \mathbf{B} , $\tilde{\mathbf{B}} =$ единичный вектор по направлению вектора $\tilde{\mathbf{B}}$, $\eta = c^2 / (4\pi\sigma) =$ омический коэффициент диффузии, $\eta_H = c\tilde{B} / (4\pi en_e) =$ холловский коэффициент диффузии, $\eta_A = D^2 B \tilde{B} / (4\pi\rho_i v_{in}) =$ коэффициент амбиполярной диффузии, где $\tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{B} - 2cm_e\Omega / e =$ эффективное магнитное поле в присутствии вращения системы.

Пользуясь введенными обозначениями, уравнение (45) запишем в окончательном виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = & \nabla \times \left\{ \mathbf{v} \times \tilde{\mathbf{B}} - \frac{4\pi\eta}{c} \mathbf{J} - \frac{4\pi\eta_H}{c} \mathbf{J} \times \right. \\ & \times \hat{\mathbf{B}} + \frac{4\pi\eta_A}{c} \left[(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \times \hat{\mathbf{B}} + \frac{\rho_n \rho v_{in}}{\rho^2 v_{in}^2 + 4\rho_n^2 \Omega^2} \cdot \right. \\ & \cdot \left. \left((\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) \times 2\Omega + \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} 2\Omega (2\Omega \cdot \mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} 4\Omega^2 (\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) \times \hat{\mathbf{B}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (46)$$

Уравнение (46) описывает эволюцию магнитного поля посредством адвекции, омической диффузии, холловской диффузии и амбиполярной диффузии с учетом поправок вызванных вращением плазмы. Систему уравнений (11), (36) и (46) будем называть системой уравнений холловской магнитной гидродинамики для вращающейся частично ионизованной плазмы.

3. КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ВОЛНЫ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХОЛЛОВСКОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

3.1. Система уравнений холловской магнитной гидродинамики для вращающейся частично ионизованной плазмы

Запишем систему уравнений холловской магнитной гидродинамики для вращающейся частично ионизованной плазмы

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (47)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} - 2\rho(\Omega \times \mathbf{v}) + \rho \mathbf{g}, \quad (48)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = & \nabla \times \left\{ \mathbf{v} \times \tilde{\mathbf{B}} - \frac{4\pi\eta}{c} \mathbf{J} - \frac{4\pi\eta_H}{c} \mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}} + \frac{4\pi\eta_A}{c} \cdot \right. \\ & \cdot \left[(\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) \times \hat{\mathbf{B}} + \frac{\rho_n \rho v_{in}}{\rho^2 v_{in}^2 + 4\rho_n^2 \Omega^2} \cdot \right. \\ & \cdot \left. \left((\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) \times 2\Omega + \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} 2\Omega (2\Omega \cdot \mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\rho_n}{\rho v_{in}} 4\Omega^2 (\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) \times \hat{\mathbf{B}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (49)$$

В уравнениях (47)–(49) условие бездивергентности магнитного поля $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ выполнено тождественно. Решение задачи Коши системы уравнений (47)–(49) с известными начальными распределениями суммарной плотности ρ , скорости центра масс плазмы \mathbf{v} и вектора магнитной индукции \mathbf{B} описывает распределение упомянутых переменных во времени и пространстве, однако практическую ценность представляет получение распределений для плотностей и скоростей каждой компоненты по отдельности. Для плотности ионов и нейтралов справедливо

$$\rho_n = D\rho, \quad (50)$$

$$\rho_i = (1 - D)\rho. \quad (51)$$

Используя условие квазинейтральности плотность электронной компоненты выражаем следующим образом:

$$\rho_e = \frac{m_e}{m_i} (1 - D)\rho. \quad (52)$$

Пользуясь выражениями (29) и (44) дрейфовую скорость \mathbf{v}_D выражаем через полученные ρ , \mathbf{v} и \mathbf{B} .

Выразим скорость ионов и нейтральной компоненты через \mathbf{v}_D и \mathbf{v}

$$\mathbf{v}_i = \mathbf{v} + D\mathbf{v}_D, \quad (53)$$

$$\mathbf{v}_n = \mathbf{v} - (1 - D)\mathbf{v}_D. \quad (54)$$

Поскольку для плотности тока выполнено $\mathbf{J} = en_e(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ то из (8) получим

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_i - \frac{c\nabla \times \mathbf{B}}{4\pi en_e}. \quad (55)$$

Выражая в уравнении (55) \mathbf{v}_i из (53) и n_e из (51) получим

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v} + D\mathbf{v}_D - \frac{cm_i\nabla \times \mathbf{B}}{4\pi e(1 - D)\rho}. \quad (56)$$

Таким образом решение системы уравнений (47)–(49) позволяет получить распределения исходных переменных из (50)–(56).

Полученная система уравнений (47)–(49) включает в себя важные эффекты силы Кориолиса и силы тяжести и имеет большой потенциал применения для объяснения процессов в частично ионизованной космической и астрофизической плазме. Система допускает множество различных нетривиальных стационарных состояний, на фоне которых развиваются крупномасштабные течения в космической и астрофизической плазме. Ниже будет проведен анализ возможных линейных течений для тривиального состояния равновесия. Подробный анализ течений на фоне нетривиальных равновесий будет выполнен в отдельной работе.

3.2. Общий вид дисперсионного уравнения

Получим далее дисперсионное уравнение, описывающее линейные моды системы (47)–(49) в отсутствие влияния силы тяжести. В теории частично ионизованной плазмы при отсутствии вертикальной стратификации, как правило, пренебрегают силой тяжести [5–9]. В нашем случае такое пренебрежение соответствует условию малости влияния силы тяжести по сравнению со слагаемыми включающими градиент давления и эффект Холла

$$\omega \gg \frac{g}{\sqrt{v_A^2 + c_s^2}}. \quad (57)$$

Анализ системы уравнений (47)–(49) проведем при различных порядках ω относительно некоторых характерных времен и длин, отвечающих за вклад каждого отдельного слагаемого в уравнениях, которые для соответствующих

производных будут $d/dt = 1/\omega$, $\nabla = 1/L$, где ω и L – характерные частота и длина соответственно. Из уравнения (48) следует, что рассматриваемая характерная скорость v должна иметь порядок $v^2 \sim (v_A^2 + c_s^2)$. Считая вклады градиента давления и эффекта Холла примерно одинакового порядка имеем оценку $v \sim v_A$ откуда получаем оценку порядка характерной длины $L \sim v_A/\omega$. Порядок параметра $f = 2\Omega$ является определяющим при рассмотрении вращения в различных приближениях. В случае $\omega \gg f$ вращательным членом в уравнениях (48) и (49) можно пренебречь и система переходит в классическую систему уравнений холловской магнитной гидродинамики [8].

Рассмотрим уравнение (49), чтобы сравнить вклады адвекционного и холловского члена. Введем параметр $\omega_H = (v_A^2/\eta_H)(\tilde{B}/B) =$ холловскую частоту. Смысл этого параметра в том, что при частотах больше холловской влиянием адвекционного слагаемого в уравнении (49) можно пренебречь по сравнению с влиянием слагаемого, описывающего холловскую диффузию.

Запишем отношения коэффициента холловской диффузии к коэффициенту омической диффузии $\eta_H/\eta = |\beta_e - f/v_e|$ а также отношение коэффициента амбиполярной диффузии к коэффициенту холловской диффузии $\eta_A/\eta_H = D^2\beta_i$. Тогда при выполнении условия $f \gg \omega_{ce}$ отношение коэффициента холловской диффузии к коэффициенту омической диффузии приобретает вид $\eta_H/\eta = f/v_e$. Соотношение $f \gg \omega_{ce}$ характеризует такие угловые скорости вращения, при которых магнитное поле полагается малым. Отдельный интерес представляет случай $f \sim \omega_{ce}$, при котором $\tilde{B} \simeq 0$, то есть магнитное поле экранируется вращением системы.

Учитывая вышесказанное, рассмотрим два важных предела характерных частот $\omega \ll \omega_H$ и $\omega \gg \omega_H$ и два важных предела характерных угловых скоростей вращения $f \gg \omega_{ce}$ и $f \sim \omega_{ce}$.

Исследуем возмущение ρ , \mathbf{v} , \mathbf{B} в уравнениях (47)–(49) на фоне невозмущенного исходного состояния $\rho_0 = \text{const}$, $\mathbf{v}_0 = 0$, $\mathbf{B}_0 = \text{const}$. Линеаризованная система уравнений холловской магнитной гидродинамики для вращающейся частично ионизованной плазмы приобретает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) = 0, \quad (58)$$

$$\rho_0 \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla(c_s^2 \rho) + \frac{\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}_0}{4\pi} - 2\rho_0(\Omega \times \mathbf{v}), \quad (59)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left\{ \mathbf{v} \times \tilde{\mathbf{B}}_0 - \eta \nabla \times \mathbf{B} - \eta_H \nabla \times \mathbf{B} \times \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 + \right. \\
 \left. + \eta_A (\nabla \times \mathbf{B} \times \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) \times \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 + \right. \\
 \left. + \eta_A \frac{Dv_{in}}{v_{in}^2 + 4D^2\Omega^2} (\nabla \times \mathbf{B} \times \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) \times 2\Omega + \right. \\
 \left. \frac{D}{v_{in}} 2\Omega (2\Omega \cdot \nabla \times \mathbf{B} \times \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) - \right. \\
 \left. - \frac{D}{v_{in}} 4\Omega^2 (\nabla \times \mathbf{B} \times \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) \right\} \times \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0. \quad (60)
 \end{aligned}$$

Принимая возмущение в уравнениях (58)–(60) $\rho, \mathbf{v}, \mathbf{B} \sim e^{(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})}$ получаем

$$\omega \rho - \rho_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) = 0, \quad (61)$$

$$\begin{aligned}
 \omega \rho_0 \mathbf{v} = \left(c_s^2 \rho + \frac{(\mathbf{B}, \mathbf{B}_0)}{4\pi} \right) \mathbf{k} - \\
 - \frac{(\mathbf{k}, \mathbf{B}_0) \mathbf{B}}{4\pi} + 2i\rho_0 (\Omega \times \mathbf{v}), \quad (62)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i\omega \mathbf{B} = i\tilde{\mathbf{B}}_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) - i\mathbf{v} (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{B}}_0) - \\
 - \eta k^2 \mathbf{B} + \eta_H (\mathbf{k} \times \mathbf{B}) (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{B}}_0) + \\
 + \eta_A \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) (\hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 \cdot \mathbf{B}) - \\
 - \eta_A \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 k^2 (\hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 \cdot \mathbf{B}) - \eta_A \mathbf{B} (\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{B}}_0)^2 + \\
 + \eta_A \frac{Dv_{in}}{v_{in}^2 + 4D^2\Omega^2} (2\mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \Omega) (\hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 \cdot \mathbf{B}) - \\
 - 2\Omega k^2 (\hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 \cdot \mathbf{B}) - 2\mathbf{B} (\mathbf{k} \cdot \Omega) (\mathbf{k} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) + \\
 + \left(\frac{2D\hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 (\mathbf{k} \cdot \Omega)}{v_{in}} - \frac{2\Omega D (\mathbf{k} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0)}{v_{in}} \right) \cdot \\
 \cdot (2(\mathbf{B} \cdot \Omega) (\mathbf{k} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) - 2(\mathbf{k} \cdot \Omega) (\mathbf{B} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) - \\
 - \frac{D}{v_{in}} 4\Omega^2 (\mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) (\mathbf{B} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) - \\
 - k^2 \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0 (\mathbf{B} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) - \mathbf{B} (\mathbf{k} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0) (\mathbf{k} \cdot \hat{\tilde{\mathbf{B}}}_0)). \quad (63)
 \end{aligned}$$

Уравнения (61)–(63) можно представить в виде матричного уравнения $\mathbf{A}\mathbf{u} = 0$, где $\Omega =$ квадратная матрица 7-го порядка, а $\mathbf{u} = (\rho, \mathbf{v}, \mathbf{B})^T$. Дисперсионное уравнение для вращающейся частично ионизованной плазмы в приближении холловской магнитной гидродинамики получается из условия разрешимости матричного уравнения: $\det A = 0$. Аналитическое вычисление корней дисперсионного уравнения системы (61)–(63) представляется

сложным, поэтому будем рассматривать некоторые предположения относительно параметров задачи.

3.3. Анализ дисперсионного уравнения

Считаем, что вектор магнитной индукции и вектор угловой скорости вращения направлены по оси z . Введем для удобства безразмерный параметр

$$p = \frac{v_{in}^2 + 2\Omega v_{in} D}{v_{in}^2 + 4D^2\Omega^2}. \quad (64)$$

Параметр p в соотношении (64) описывает влияние степени ионизации и параметра Кориолиса на коэффициент амбиполярной диффузии. В этом случае система уравнений (61)–(63) сводится к следующему виду:

$$\begin{aligned}
 \omega \rho - \rho_0 k_x v_x - \rho_0 k_y v_y - \rho_0 k_z v_z = 0, \\
 \omega \rho_0 v_x = c_s^2 \rho k_x + \frac{B_z k_x - B_x k_z}{4\pi} B_0 - 2i\rho_0 \Omega v_y, \\
 \omega \rho_0 v_y = c_s^2 \rho k_y + \frac{B_z k_y - B_y k_z}{4\pi} B_0 + 2i\rho_0 \Omega v_x, \\
 \omega \rho_0 v_z = c_s^2 \rho k_z, \quad i\omega B_x = -iv_x k_z \tilde{B}_0 - \eta k^2 B_x + \\
 + \eta_H k_z (k_y B_z - k_z B_y) + \eta_A p k_z (k_x B_z - k_z B_x), \\
 i\omega B_y = -iv_y k_z \tilde{B}_0 - \eta k^2 B_y - \eta_H k_z (k_x B_z - k_z B_x) + \\
 + \eta_A p k_z (k_y B_z - k_z B_y), \quad i\omega B_z = i\tilde{B}_0 (k_x v_x + k_y v_y) - \\
 - \eta k^2 B_z + \eta_H k_z (k_x B_y - k_y B_x) - \eta_A p k^2 B_z. \quad (65)
 \end{aligned}$$

Отметим, что в случае когда f -параметр больше электронной циклотронной частоты: $f > \omega_{ce}$, то невозмущенное эффективное магнитное поле \tilde{B}_0 является отрицательной величиной, поскольку \tilde{B}_0 направлен против направления вектора \mathbf{B}_0 . Проведем анализ системы уравнений (65) при различных частных случаях.

3.4. Быстрое вращение частично ионизованной плазмы

Будем считать вращение быстрым, если выполнено условие $f \gg \omega_{ce}$. Это условие можно переписать в следующем виде:

$$\frac{Df}{v_{in}} \gg D\beta_i \frac{m_i}{m_e}. \quad (66)$$

Как упоминалось в разделе 0 отношение коэффициента амбиполярной диффузии к коэффициенту холловской диффузии имеет порядок

$$\frac{\eta_A}{\eta_H} = D^2 \beta_i. \quad (67)$$

Тогда выполнено соотношение

$$\frac{Df}{v_{in}} \gg \frac{\eta_A}{\eta_H}. \quad (68)$$

Полученное соотношение (68) означает, что слагаемым, описывающим амбиполярную диффузию можно пренебречь по сравнению со слагаемым описывающим холловскую диффузию. Система (65) в пренебрежении амбиполярной диффузией записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \omega\rho - \rho_0 k_x v_x - \rho_0 k_y v_y - \rho_0 k_z v_z &= 0, \\ \omega\rho_0 v_x &= c_s^2 \rho k_x + \frac{B_z k_x - B_x k_z}{4\pi} B_0 - 2i\rho_0 \Omega v_y, \\ \omega\rho_0 v_y &= c_s^2 \rho k_y + \frac{B_z k_y - B_y k_z}{4\pi} B_0 + 2i\rho_0 \Omega v_x, \\ \omega\rho_0 v_z &= c_s^2 \rho k_z, \end{aligned} \quad (69)$$

$$i\omega B_x = -iv_x k_z \tilde{B}_0 - \eta k^2 B_x + \eta_H k_z (k_y B_z - k_z B_y),$$

$$i\omega B_y = -iv_y k_z \tilde{B}_0 - \eta k^2 B_y - \eta_H k_z (k_x B_z - k_z B_x),$$

$$\begin{aligned} i\omega B_z &= i\tilde{B}_0 (k_x v_x + k_y v_y) - \\ &- \eta k^2 B_z + \eta_H k_z (k_x B_y - k_y B_x). \end{aligned}$$

Систему (69) проанализируем для двух предельных случаев характерных частот: $\omega \ll \omega_H =$ низкочастотные моды и $\omega \gg \omega_H =$ высокочастотные моды.

3.5. Низкочастотные моды быстро вращающейся частично ионизованной плазмы

При $\omega \ll \omega_H$ эффект холловской диффузии пренебрежимо мал по сравнению с влиянием адвекции. Тогда пренебрежем в системе (69) слагаемыми описывающими холловскую диффузию η_H по сравнению с адвекционными слагаемыми. Система линеаризованных уравнений холловской магнитной гидродинамики для низкочастотных мод вращающейся частично ионизованной плазмы принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \omega\rho - \rho_0 k_x v_x - \rho_0 k_y v_y - \rho_0 k_z v_z &= 0, \\ \omega\rho_0 v_x &= c_s^2 \rho k_x + \frac{B_z k_x - B_x k_z}{4\pi} B_0 - 2i\rho_0 \Omega v_y, \\ \omega\rho_0 v_y &= c_s^2 \rho k_y + \frac{B_z k_y - B_y k_z}{4\pi} B_0 + 2i\rho_0 \Omega v_x, \end{aligned}$$

$$\omega\rho_0 v_z = c_s^2 \rho k_z, \quad (70)$$

$$i\omega B_x = -iv_x k_z \tilde{B}_0 - \eta k^2 B_x,$$

$$i\omega B_y = -iv_y k_z \tilde{B}_0 - \eta k^2 B_y,$$

$$i\omega B_z = i\tilde{B}_0 (k_x v_x + k_y v_y) - \eta k^2 B_z.$$

Считаем компоненты плазмы несжимаемыми, тогда $\rho = 0$ и система принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \omega\rho_0 v_x + 2i\rho_0 \Omega v_y + \frac{k_z B_x - k_x B_z}{4\pi} B_0 &= 0, \\ -2i\rho_0 \Omega v_x + \omega\rho_0 v_y + \frac{k_z B_y - k_y B_z}{4\pi} B_0 &= 0, \\ k_z \tilde{B}_0 v_x + (\omega - i\eta k^2) B_x &= 0, \\ k_z \tilde{B}_0 v_y + (\omega - i\eta k^2) B_y &= 0, \\ (\omega - i\eta k^2) B_z &= 0. \end{aligned} \quad (71)$$

Из равенства нулю детерминанта системы (71) получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} (\omega - i\eta k^2) \left[\left((\omega^2 - 4\Omega^2)(\omega - i\eta k^2) - \frac{\omega k_z^2 B_0 \tilde{B}_0}{2\pi\rho_0} \right) \cdot \right. \\ \left. (\omega - i\eta k^2) + \frac{k_z^4 B_0^2 \tilde{B}_0^2}{16\pi^2 \rho_0^2} \right] = 0. \end{aligned} \quad (72)$$

Уравнение (72) имеет решение $\omega = i\eta k^2$, что соответствует омической диссипации посредством столкновения частиц плазмы. Другие же решения являются корнями двух квадратных многочленов

$$(\omega - 2\Omega)(\omega - i\eta k^2) + k_z^2 v_A \tilde{v}_A = 0, \quad (73)$$

$$(\omega + 2\Omega)(\omega - i\eta k^2) + k_z^2 v_A \tilde{v}_A = 0, \quad (74)$$

Здесь введено обозначение $\tilde{v}_A = -\tilde{B}_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$, поскольку \tilde{B}_0 является отрицательной величиной. Дисперсионные уравнения (73) и (74) имеют следующие решения:

$$\omega = \Omega + \frac{i\eta k^2}{2} \pm \sqrt{\left(\Omega - \frac{i\eta k^2}{2} \right)^2 - k_z^2 v_A \tilde{v}_A}, \quad (75)$$

$$\omega = -\Omega + \frac{i\eta k^2}{2} \pm \sqrt{\left(\Omega + \frac{i\eta k^2}{2} \right)^2 - k_z^2 v_A \tilde{v}_A}. \quad (76)$$

Решение (75) описывает альфвеновскую волну, распространяющуюся в направлении вектора \mathbf{k} . Решение (76) описывает альфвеновскую волну, распространяющуюся в противоположном к век-

тору \mathbf{k} направлении. Заметим, что формальное решение в виде быстрых альфвеновских волн соответствующее положительному знаку в (75) и отрицательному знаку в (76) не является низкочастотным, поэтому распространяться в такой плазме могут лишь медленные альфвеновские волны. Полученные моды (75) и (76) являются обобщением традиционных диссипативных альфвеновских волн в частично ионизованной плазме с учетом вращения плазмы. Отметим, что восстанавливающей силой волн (75) и (76) является не только сила Лоренца, но и сила Кориолиса, что является ключевым отличием полученных мод от традиционных. На рис. 1 и 2 представлена действительная часть полученного дисперсионного соотношения полученных мод при малом альфвеновском слагаемом. Величина альфвеновского слагаемого влияет лишь на глубину пика, причем при малых значениях глубина пика порядка $\omega \simeq 2\Omega$, а при больших значениях глубина пика порядка $\omega \simeq \Omega$.

Исследуем далее случай сжимаемой плазмы. Рассмотрим возмущение магнитного поля, направленное вдоль невозмущенного магнитного поля $\mathbf{V} \parallel \mathbf{B}_0$. Из бездивергентности магнитного поля следует $k_z = 0$. Тогда дисперсионное уравнение выглядит следующим образом:

$$(\omega - i\eta k^2)(\omega^2 - c_s^2 k^2 - 4\Omega^2) + \omega v_A \tilde{v}_A k^2 = 0. \quad (77)$$

Дисперсионное уравнение (77) имеет третий порядок по частоте и допускает громоздкое аналитическое решение. В этой работе ограничимся приближенным решением считая последнее слагаемое в (77) возмущением. Невозмущенные решения этого уравнения будут

$$\omega = i\eta k^2, \quad (78)$$

$$\omega^2 = c_s^2 k^2 + 4\Omega^2. \quad (79)$$

Решение (78) соответствует омической диссипации. Решение (79) описывает высокочастотную поперечную акустическую волну во вращающейся частично ионизованной плазме. В первом порядке теории возмущений выражения для корней уравнения (77) принимают следующий вид:

$$\omega = i\eta k^2 \left(1 + \frac{k^2 v_A \tilde{v}_A}{\eta^2 k^4 + c_s^2 k^2 + 4\Omega^2} \right). \quad (80)$$

$$\omega = \sqrt{c_s^2 k^2 + 4\Omega^2} - \frac{k^2 v_A \tilde{v}_A}{2(\sqrt{c_s^2 k^2 + 4\Omega^2} - i\eta k^2)}, \quad (81)$$

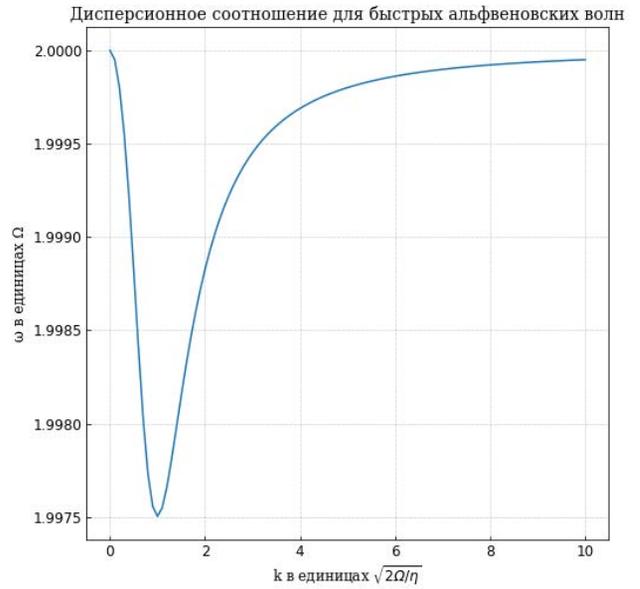


Рис. 1. Дисперсионное соотношение для быстрых альфвеновских волн.

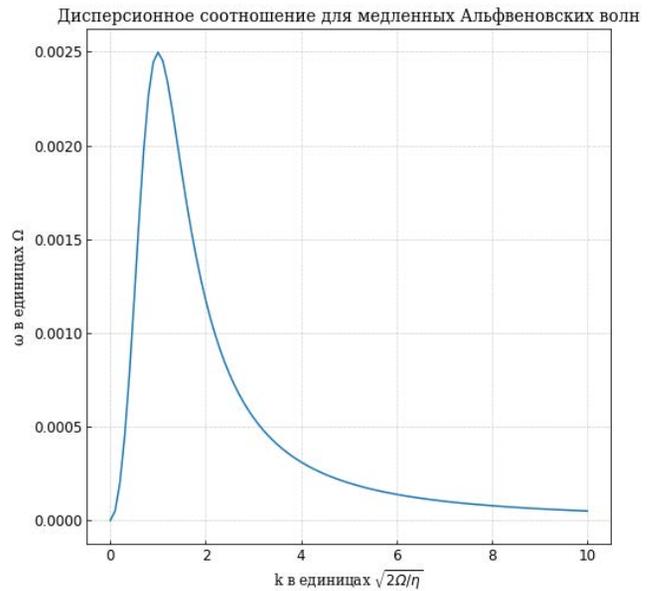


Рис. 2. Дисперсионное соотношение для медленных альфвеновских волн.

$$\omega = -\sqrt{c_s^2 k^2 + 4\Omega^2} + \frac{k^2 v_A \tilde{v}_A}{2(\sqrt{c_s^2 k^2 + 4\Omega^2} + i\eta k^2)}. \quad (82)$$

Решение (80) соответствует модифицированной омической диссипации. Волна (81) является поперечной акустической волной с омической диссипацией во вращающейся частично ионизованной плазме распространяющейся вдоль вектора \mathbf{k} . Решение (82) описывает поперечную акустическую волну с омической диссипацией во вращающейся частично ионизованной плазме,

которая распространяется в противоположном вектору \mathbf{k} направлении. Решения (81) и (82) не являются низкочастотными, поэтому являются лишь формальным решением дисперсионного уравнения (77).

Движение компонент плазмы по направлению поля $\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}_0$ также является одним из возможных реализуемых течений, но тогда система сводится к системе холловской МГД без вращения [8].

Дисперсионное уравнение в случае возмущения поперечного невозмущенному магнитному полю $B_z = 0$ имеет следующий вид:

$$(\omega^2 - c_s^2 k_z^2)((\omega(\omega - i\eta k^2) + k_z^2 v_A \tilde{v}_A)^2 - 4\Omega^2(\omega - i\eta k^2)^2) = 0. \quad (83)$$

Решение уравнения (83) $\omega^2 = c_s^2 k_z^2$ не содержит вращения и является продольной звуковой волной. Второе же слагаемое факторизуется на два уже полученных ранее уравнения (73) и (74) с решениями (75) и (76). Это показывает, что в случае поперечного возмущения магнитного поля для сжимаемой плазмы получаются те же моды, что и для несжимаемой плазмы, а также генерируется продольная звуковая волна.

3.6. Высокочастотные моды быстровращающейся частично ионизованной плазмы

При $\omega \gg \omega_H$ пренебрегаем слагаемыми описывающими адвекцию по сравнению со слагаемыми описывающими холловскую диффузию и тогда система (69) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \omega\rho - \rho_0 k_x v_x - \rho_0 k_y v_y - \rho_0 k_z v_z &= 0, \\ \omega\rho_0 v_x &= c_s^2 \rho k_x + \frac{B_z k_x - B_x k_z}{4\pi} B_0 - 2i\rho_0 \Omega v_y, \\ \omega\rho_0 v_y &= c_s^2 \rho k_y + \frac{B_z k_y - B_y k_z}{4\pi} B_0 + 2i\rho_0 \Omega v_x, \\ \omega\rho_0 v_z &= c_s^2 \rho k_z, \\ i\omega B_x &= -\eta k^2 B_x + \eta_H k_z (k_y B_z - k_z B_y), \\ i\omega B_y &= -\eta k^2 B_y - \eta_H k_z (k_x B_z - k_z B_x), \\ i\omega B_z &= -\eta k^2 B_z + \eta_H k_z (k_x B_y - k_y B_x). \end{aligned} \quad (84)$$

В этом случае дисперсионное уравнение факторизуется на два уравнения

$$\omega^4 - \omega^2(c_s^2 k^2 + 4\Omega^2) + 4\Omega^2 c_s^2 k_z^2 = 0, \quad (85)$$

$$(\omega - i\eta k^2)((\omega - i\eta k^2)^2 - \eta_H k^2 k_z^2) = 0. \quad (86)$$

Первое уравнение (85) является биквадратным и имеет следующие решения:

$$\omega^2 = \frac{c_s^2 k^2 + 4\Omega^2 \pm \sqrt{(c_s^2 k^2 + 4\Omega^2)^2 - 16\Omega^2 c_s^2 k_z^2}}{2}. \quad (87)$$

Решения (87) представлены на рис. 3 и 4. Положительный знак в (87) соответствует быстрой звуковой волне, а отрицательный знак соответствует медленной звуковой волне во вращающейся частично ионизованной плазме. Если вращение отсутствует, то быстрая звуковая волна переходит в акустическую волну, а медленная звуковая волна отсутствует. Из рисунков видно, что решение слабо зависит от угла между k и z , тогда как второе ограничено значением сверху, которое меняется от 2Ω при продольном распространении, до нуля при поперечном распространении, что свидетельствует об отсутствии медленной поперечной волны. Восстанавливающими силами для волн (87) являются градиент давления и сила Кориолиса. Полученное соотношение (87) свидетельствует об отсутствии влияния электромагнитного поля на крупномасштабную динамику плазмы в высокочастотном пределе из-за чего частично ионизованная плазма в этом пределе ведет себя как вращающийся нейтральный газ [25].

Уравнение (86) является уравнением третьего порядка и имеет следующие решения:

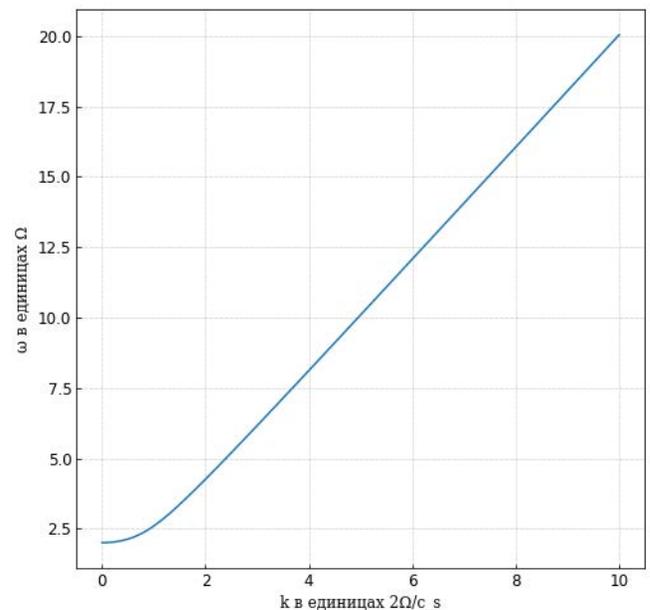


Рис. 3. Быстрая звуковая волна при угле 1 радиан между k и z .

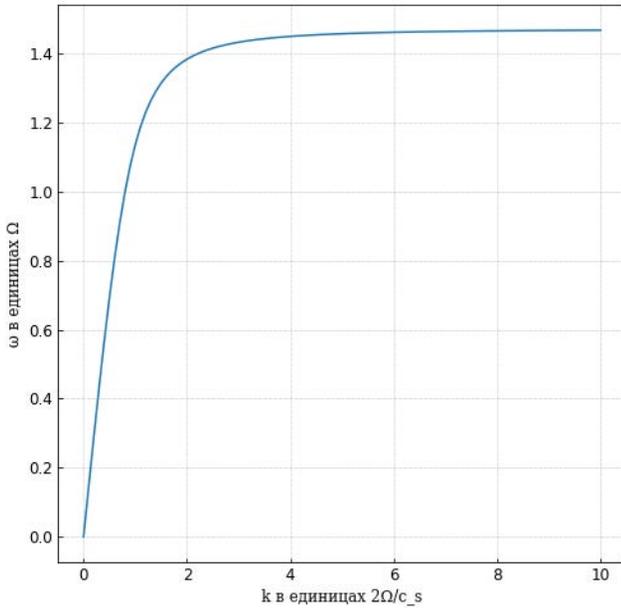


Рис. 4. Медленная звуковая волна при угле 1 радиан между k и z .

$$\omega = i\eta k^2, \quad (88)$$

$$\omega = i\eta k^2 \pm \eta_H k k_z. \quad (89)$$

Кроме омической диссипации описываемой дисперсионным соотношением (88) проявляется волна (89). В высокочастотном пределе выражение для η_H принимает следующий вид:

$$\eta_H = c^2 \frac{2\Omega}{\omega_p^2}. \quad (90)$$

Из выражения (90) следует, что полученная мода (89) описывает высокочастотную волну аналогичную свистовой, в которой, однако восстанавливающей силой является сила Кориолиса. Далее такие волны коротко будем называть свистовыми.

Таким образом в высокочастотном пределе в приближении быстрого вращения линейными модами являются быстрые и медленные звуковые волны с дисперсионным соотношением (87) и аналогичные свистовым волнам моды с дисперсионным соотношением (89).

3.7. Медленное вращение частично ионизованной плазмы

Вращение считаем медленным, если выполнено соотношение $f \sim \omega_{ce}$ и можно считать, что $\tilde{B}_0 \ll B_0$. Последнее условие означает, что адвективным слагаемым можно пренебречь. Поскольку

$\eta_H / \eta = \tilde{\beta}_e$, то $\eta_H \ll \eta$ и слагаемыми описываемыми холловскую диффузию пренебрегаем. Исходя из этих соображений дисперсионная система холловской магнитной гидродинамики в случае медленного вращения сводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} \omega\rho - \rho_0 k_x v_x - \rho_0 k_y v_y - \rho_0 k_z v_z &= 0, \\ \omega\rho_0 v_x &= c_s^2 \rho k_x + \frac{B_z k_x - B_x k_z}{4\pi} B_0 - 2i\rho_0 \Omega v_y, \\ \omega\rho_0 v_y &= c_s^2 \rho k_y + \frac{B_z k_y - B_y k_z}{4\pi} B_0 + 2i\rho_0 \Omega v_x, \\ \omega\rho_0 v_z &= c_s^2 \rho k_z, \\ i\omega B_x &= -\eta k^2 B_x + \eta_A \rho k_z (k_x B_z - k_z B_x), \\ i\omega B_y &= -\eta k^2 B_y + \eta_A \rho k_z (k_y B_z - k_z B_y), \\ i\omega B_z &= -\eta k^2 B_z - \eta_A \rho k^2 B_z. \end{aligned} \quad (91)$$

Дисперсионное уравнение соответствующее системе (91) факторизуется на три уравнения, одно из которых (85), а два других

$$\omega = i(\eta k^2 + \eta_A \rho k_z^2), \quad (92)$$

$$\omega = i(\eta + \eta_A \rho) k^2. \quad (93)$$

Из полученных решений системы (91) видно, что быстрые и медленные звуковые моды (87) проявляются как в случае быстрых вращений, так и в случае медленных вращений и являются универсальными высокочастотными модами вращающейся частично ионизованной плазмы. Моды (92) и (93) соответствуют омическо-амбиполярной диссипации.

3.8. Высокочастотные волны во вращающейся частично ионизованной плазме

В случае произвольной Ω при описании высокочастотных мод вращающейся частично ионизованной плазмы адвекционным слагаемым можно пренебречь по сравнению со слагаемым описывающим холловскую диффузию, что позволяет записать систему (65) уравнений холловской магнитной гидродинамики в следующем виде:

$$\begin{aligned} \omega\rho - \rho_0 k_x v_x - \rho_0 k_y v_y - \rho_0 k_z v_z &= 0, \\ \omega\rho_0 v_x &= c_s^2 \rho k_x + \frac{B_z k_x - B_x k_z}{4\pi} B_0 - 2i\rho_0 \Omega v_y, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\omega\rho_0 v_y &= c_s^2 \rho k_y + \frac{B_z k_y - B_y k_z}{4\pi} B_0 + 2i\rho_0 \Omega v_x, \\
\omega\rho_0 v_z &= c_s^2 \rho k_z, \quad i\omega B_x = -\eta k^2 B_x + \\
&+ \eta_H k_z (k_y B_z - k_z B_y) + \eta_A p k_z (k_x B_z - k_z B_x), \\
i\omega B_y &= -\eta k^2 B_y - \eta_H k_z (k_x B_z - k_z B_x) + \\
&+ \eta_A p k_z (k_y B_z - k_z B_y), \\
i\omega B_z &= -\eta k^2 B_z + \eta_H k_z (k_x B_y - k_y B_x) - \eta_A p k^2 B_z.
\end{aligned} \quad (94)$$

Дисперсионное уравнение системы (94) факторизуется на уравнение (85) и уравнение

$$\begin{aligned}
(\omega - i\eta k^2 - i\eta_A k_z^2 p)((\omega - i\eta k^2 - i\eta_A k_z^2 p)(\omega - \\
- i\eta k^2 - i\eta_A k^2 p) - \eta_H^2 k_z^2 k^2) = 0. \quad (95)
\end{aligned}$$

Таким образом, быстрые звуковые и медленные звуковые моды (87) проявляются при произвольных величинах угловой скорости вращения Ω . Уравнение (95) является уравнением третьего порядка и имеет следующие решения:

$$\omega = i\eta k^2 + i\eta_A k_z^2 p, \quad (96)$$

$$\begin{aligned}
\omega &= i\eta k^2 + \frac{i\eta_A p (k^2 + k_z^2)}{2} \pm \\
&\pm \sqrt{\eta_H^2 k^2 k_z^2 - \frac{\eta_A^2 p^2 (k^2 - k_z^2)^2}{4}}. \quad (97)
\end{aligned}$$

Мода (96) соответствует омической диссипации в направлении распространения волны и амбиполярной диссипации в направлении оси z . Решение (97) описывает свистовую волну с омическо-амбиполярной диссипацией с модифицированным коэффициентом амбиполярной диффузии. Восстанавливающими силами для волны (97) являются сила Кориолиса при условии $f > \omega_{ce}$ и сила Лоренца при условии $f < \omega_{ce}$. При $f > \omega_{ce}$ сила Кориолиса играет большую роль в динамике волн (97), тогда как при $f < \omega_{ce}$ определяющую роль в динамике волн (97) играет сила Лоренца. При $f \simeq \omega_{ce}$ решение (97) переходит в следующие два решения:

$$\omega = i\eta k^2 + i\eta k_z^2 p, \quad (98)$$

$$\omega = i\eta k^2 + i\eta k^2 p. \quad (99)$$

Таким образом, в случае когда $f \simeq \omega_{ce}$ распространение волны (97) невозможно, в силу того, что сила Кориолиса и сила Лоренца компенсируют друг друга.

3.9. Волны во вращающейся частично ионизованной плазме. Общий случай угловых скоростей вращения и частот

Из полученных ранее соотношений выведем решение дисперсионного уравнения системы (65) для произвольных угловых скоростей вращения и частот волн. Для этого запишем систему в виде блочной матрицы

$$\det \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} = 0, \quad (100)$$

где матрицы имеют следующие размеры $A_{11} = 4 \times 4$, $A_{12} = 3 \times 4$, $A_{21} = 4 \times 3$ и $A_{22} = 3 \times 3$. Если матрица A_{11} обратима, то детерминант матрицы можно выразить следующим образом:

$$\det(A) = \det(A_{11}) \times \det(A_{22} - A_{21} A_{11}^{-1} A_{12}) = 0. \quad (101)$$

Условие обратимости матрицы A_{11} означает, что ω не равна (87). Тогда дисперсионное уравнение записывается в виде

$$\det(A_{22} - A_{21} A_{11}^{-1} A_{12}) = 0. \quad (102)$$

Решение уравнения (102) получается методами линейной алгебры, однако в силу громоздкости требуемых аналитических расчетов в данной работе опущено.

Если обратима матрица A_{22} , то дисперсионное уравнение для вращающейся частично ионизованной плазмы имеет следующий вид:

$$\det(A_{11} - A_{12} A_{22}^{-1} A_{21}) = 0. \quad (103)$$

Обратимость матрицы A_{22} означает, что частота ω не должна быть равна (95). Решение уравнения (103) получается методами линейной алгебры и в силу громоздкости в данной работе опущено.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развита теория крупномасштабных течений вращающейся трехкомпонентной частично ионизованной астрофизической и космической плазмы. Речь идет об обобщении холловской магнитной гидродинамики частично ионизованной плазмы при наличии вращения. Учет эффектов вращения в теории холловской магнитной гидродинамики не может быть осуществлен путем простого добавления силы Кориолиса в уравнение движения центра масс, поскольку вращение влияет на холловский ток и на амбиполярную диффузию плазмы. Нетривиальность состоит в том, что холловский ток и амбиполярная диффузия плазмы определяются

вектором скорости для каждой компоненты. Получена система уравнений холловской магнитной гидродинамики с учетом вращения в пренебрежении инерции электронов. Уравнения холловской магнитной гидродинамики при наличии вращения включают в себя новые слагаемые описывающее влияние силы Кориолиса на импульс центра масс и на эволюцию магнитного поля. Найдено дисперсионное уравнение для линейных волн во вращающейся частично ионизованной плазме на фоне тривиального стационарного течения. Найдены дисперсионные соотношения для волн во вращающейся частично ионизованной плазме в линейном приближении.

Дисперсионное уравнение проанализировано в случае когда внешнее магнитное поле направлено в направлении вектора угловой скорости вращения. Проанализированы два предельных случая полученного дисперсионного уравнения для линейных волн во вращающейся частично ионизованной плазме: низкочастотный и высокочастотный предел. В низкочастотном пределе, когда характерные частоты волн ω малы по сравнению с холловской частотой ω_H ($\omega \ll \omega_H$), в пренебрежении сжимаемости плазмы получены дисперсионные соотношения для модернизированных альфвеновских волн при наличии вращения. Восстанавливающими силами таких волн являются сила Лоренца и сила Кориолиса. В случае невращающейся плазмы модернизированные альфвеновские волны переходят в известные альфвеновские моды. В высокочастотном пределе, когда характерные частоты волн ω велики по сравнению с холловской частотой ω_H ($\omega \gg \omega_H$) в приближении быстрого вращения найдено дисперсионное соотношение для быстрых и медленных звуковых волн. Восстанавливающими силами быстрых и медленных звуковых волн в плазме являются градиент суммарного давления компонент плазмы и сила Кориолиса. Приближение быстрого вращения применимо при условии, когда величина магнитного поля достаточно мала и выполнено соотношение $f \gg \omega_{ce}$. Ввиду малости магнитного поля частично ионизованная плазма в высокочастотном пределе в приближении быстрого вращения демонстрирует свойства вращающегося нейтрального газа, что объясняет отсутствие зависимости дисперсионного соотношения вращающихся акустических волн от магнитного поля. В высокочастотном пределе найдено дисперсионное соотношение модернизи-

рованной свистовой волны. Показано, что для модернизированной свистовой волны при выполнении условия $f > \omega_{ce}$ определяющим вкладом в восстанавливающую силу является вклад силы Кориолиса, тогда как при справедливости условия $f < \omega_{ce}$ определяющий вклад в восстанавливающую силу вносит сила Лоренца.

Развитая теория имеет широкий потенциал применимости в космической и астрофизической плазме, например для описания процессов в атмосферах Горячих Юпитеров, в ионосферно-термосферной системе планет и Земли и в протопланетных дисках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Petrosyan A., Klimachkov D., Fedotova M., Zinyakov T.* // Atmosphere. 2020. V. 11(4). P. 314. Doi: 10.3390/atmos11040314.
2. *Fedotova M., Klimachkov D., Petrosyan A.* // Universe. 2021. V. 7(4). P. 87. Doi: 10.3390/universe7040087.
3. *Петросян А.С. Федотова М.А., Климачков Д.А.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 209. Doi: 10.31857/S0367292122601229.
4. *Witalis E.A.* // Phys. Scripta. 1987. V. 35. P. 689. Doi: 10.1088/0031-8949/35/5/013.
5. *Ilgisonis V.I.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2001. V. 43. P. 1255. Doi: 10.1088/0741-3335/43/9/307.
6. *Huba J.D.* // Lect. Notes. Phys. 2003. V. 615. P. 166. Doi: 10.1007/3-540-36530-3_9.
7. *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
8. *Wardle P.B.P.* // Mon. Not. Royal Astron. Soc. 2008. V. 385(4). P. 2269. Doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.12998.x.
9. *Ballester J.L., Alexeev I., Collados M., Dones T., Pfaff R.F., Gilbert H., Khodachenko M., Khomenko E., Shaikhislamov I.F., Soler R., Vázquez-Semadeni E., Zaqarashvili T.* // Space Sci. Rev. 2018. V. 214. P. 1. Doi: 10.1007/s11214-018-0485-6.
10. *Soler R., Ballester J.L.* // Front. Astron. Space Sci. 2022. V. 9. P. 74. Doi: 10.3389/fspas.2022.789083.
11. *Leake J. E., De Vore C.R., Thayer J.P., Burns A.G., Crowley G., Gilbert H.R., Huba J.D., Krall J., Linton M.G., Lukin V.S., Wang W.* // Space Sci. Rev. 2014. V. 184. P. 107. Doi: 10.1007/s11214-014-0103-1.
12. *Benavides S.J., Flierl G.R.* // J. Fluid Mech. 2020. V. 900. P. A28. Doi: 10.1017/jfm.2020.500.

13. *Khomenko E.* Topics in Magnetohydrodynamic Topology, Reconnection and Stability Theory / Ed. MacTaggart D., Hillier A., 2019. P. 69.
Doi: 10.1007/978-3-030-16343-3_3.
14. *Goldreich P., Reisenegger A.* // *Astrophys. J* 1992. V. 395. P. 250.
Doi: 10.1086/171646.
15. *Wardle M.* // *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* 1999. V. 307(4). P. 849.
Doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02670.x.
16. *Balbus S.A., Terquem C.* // *Astrophys. J.* 2001. V. 552. P. 235.
Doi: 10.1086/320452.
17. *Dikpati M., Gilman A.P.* // *Astrophys. J.* 2001. V. 551. P. 536.
Doi: 10.1086/320080.
18. *Wei X.* // *Astrophys. J.* 2016. V. 828. P. 30.
Doi: 10.3847/0004-637X/828/1/30.
19. *Zaqarashvili T.V., Oliver R., Ballester J. L., Shergelashvili B.M.* // *Astron. Astrophys.* 2007. V. 470. P. 815.
Doi: 10.1051/0004-6361:20077382.
20. *Lakhin V.P., Ilgisonis V.I.* // *Phys. Plasmas.* 2011. V. 18(9). P. 092103.
Doi: 10.1063/1.3628302.
21. *Ильгисонис В.И.* // *УФН.* 2009. Т. 179(7). С. 790.
Doi: 10.3367/UFNR.0179.200907i.0790.
22. *Arendt P. N. Jr.* // *arXiv:astro-ph/9801194v1.* 1998.
23. *Thyagaraja A., McClements K.G.* // *Phys. Plasmas.* 2009. V. 16(9). P. 092506.
Doi: 10.1063/1.3238485.
24. *Zawistowski Z.J., Kovivchak Ya.* // *Wave Motion.* 2017. V. 72. P. 62.
Doi: 10.1016/j.wavemoti.2016.12.001.
25. *Ерофеев В.И., Солдамов И. Н.* // *Акуст. Ж.* 2000. Т. 46. С. 644.

A THEORY OF LARGE-SCALE FLOWS OF ROTATING PARTIALLY IONIZED SPACE AND ASTROPHYSICAL PLASMA IN THE APPROXIMATION OF HALL MAGNETOHYDRODYNAMICS

T. V. Galstyan^{a,b,*}, D. A. Koshkina^{a,b,}, D. A. Klimachkov^{a,***}, and A. S. Petrosyan^{a,b,****}**

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

^b*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Moscow oblast, 141700, Russia*

**e-mail: galstyan.tigran@phystech.edu*

***e-mail: koshkina.da@phystech.edu*

****e-mail: klimachkovdmitry@gmail.com*

*****e-mail: apetrosoy@cosmos.ru*

A theory of large-scale flows of rotating partially ionized space and astrophysical plasma in the approximation of the Hall magnetohydrodynamics is developed. Partially ionized rotating plasma describes large-scale processes in the exoplanetary atmospheres of hot Jupiters, the thermospheric–ionospheric system of planets and the Earth, in the protoplanetary disks, along with many other objects of heliophysics and space physics. The derived equations contain nontrivial terms describing the influence of rotation on the Hall current and ambipolar plasma diffusion in addition to the traditional Coriolis force acting upon momentum of the plasma's center of mass. Linear flows are analyzed in the simplest case when gravity is neglected. The dispersion relations for modified Alfvén waves, rotating fast and slow acoustic waves, along with modified whistler waves, are obtained. The slow acoustic waves represent a new type of flows driven by the Coriolis force. The fast acoustic waves correspond to conventional acoustic waves in the absence of rotation.

Keywords: partially ionized plasma, rotation, Hall magnetohydrodynamics, waves