Том 50, Номер 3

ISSN 0367-2921 Март 2024



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





Том 50, номер 3, 2024

ТОКАМАКИ

Использование литиевых капиллярных структур в омических разрядах токамака T-10 В. А. Вершков, Д. В. Сарычев, Д. А. Шелухин, А. Р. Немец, С. В. Мирнов, И. Е. Люблинский, А. В. Вертков, М. Ю. Жарков	243
Особенности измерения пространственных распределений <i>T_e</i> и <i>n_e</i> в сферическом токамаке "Глобус-М2" методом томсоновского рассеяния лазерного излучения	
Н. С. Жильцов, Г. С. Курскиев, В.А. Соловей, Е. Е. Ткаченко, С.Ю. Толстяков, И.М. Балаченков, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, А.В. Воронин, В.К. Гусев, В.А. Горяинов, В.В. Дьяченко, Н.В. Ермаков, А.А. Кавин, Е. О. Киселёв, А. Н. Коновалов, С. В. Крикунов, В. Б. Минаев, А. Б. Минее И.В. Мирошников, Е. Е. Мухин, А. Н. Новохацкий, М.И. Патров, Ю.В. Петров, А.М. Пономаренко Н. В. Сахаров, О.М. Скрекель, В.В. Солоха, А.Ю. Тельнова, В.А. Токарев, Е.А. Тюхменева, С. В. Филиппов, Н.А. Хромов, П.Б. Щёголев, К.Д. Шулятьев, А.Ю. Яшин	28, 2, 271
Моделирование омического режима токамака Т-15МД на основе транспортной модели канонических профилей	
Н. В. Касьянова, Ю. Н. Днестровский, А. В. Мельников	284
КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ	
Частотный спектр и энергосодержаниев импульсном потоке терагерцового излучения, генерируемом РЭП в плазменном столбе с различными распределениями плотности	
А. В. Аржанников, С. Л. Синицкий, Д. А. Самцов, И. В. Тимофеев, Е. С. Сандалов, С. С. Попов, М. Г. Атлуханов, М. А. Макаров, П. В. Калинин, К. Н. Куклин, А. Ф. Ровенских, В. Д. Степанов	293
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ	
Осаждение тонких пленок тугоплавких металлов на стекла через диафрагмы на установке плазменного фокуса	
В. Н. Колокольцев, В. Я. Никулин, П. В. Силин, И. В. Боровицкая, Е. Н. Перегудова, А. И. Гайдар, Л. И. Кобелева, А. М. Мезрин, А. А. Ерискин	306
КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА	
Исследование полоидального магнитного потока на плазменном фокусе ПФ-3 в рамках программы лабораторного моделирования астрофизических джетов	21.5
С.К.Х. Аулук, В. И. Крауз, В. В. Мялтон, А. М. Харрасов	315
ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ	
Влияние способа возбуждения плазменной антенны на спектральные характеристики излучаемого сигнала	
Н. Н. Богачев, И.Л. Богданкевич, С.Е. Андреев, Н.Г. Гусейн-заде, М.С. Усачёнок	332
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА	
Численное моделирование главной стадии разряда молнии А. Н. Бочаров, Е.А. Мареев, Н.А. Попов	340
Инициируемый полуволновой антенной СВЧ-разряд в высокоскоростных потоках К. Н. Корнев, А. А. Логунов, О. С. Сурконт, Т. Р. Абушаев, А. Л. Волынец, С. А. Двинин	349

CONTENTS

Volume 50, Number 3, 2024

=

TOKAMAKS

Use of Lithium Capillary Structures in Ohmic Discharges of T-10 Tokamak	
V. A. Vershkov, D. V. Sarychev, D. A. Shelukhin, A. R. Nemets, S. V. Mirnov, I. E. Lyublinski,	
A. V. Vertkov, M. Yu. Zharkov	243
Distinctive Features of Measuring T_e and n_e Spatial Distributions in the Globus-M2 Spherical Tokamak Using Method of Thomson Scattering of Laser Radiation	
N. S. Zhiltsov, G. S. Kurskiev, V. A. Solovey, E. E. Tkachenko, S. Yu. Tolstyakov, I. M. Balachenkov, N. N. Bakharev, V. I. Varfolomeev, A. V. Voronin, V. K. Gusev, V. Yu. Goryainov, V. V. D'yachenko, N. V. Ermakov, A. A. Kavin, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, S. V. Krikunov, V. B. Minaev, A. B. Mineev, I. V. Miroshnikov, E. E. Mukhin, A. N. Novokhatsky, M. I. Patrov, Yu. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, O. M. Skrekel', V. V. Solokha, A. Yu. Telnova, V. A. Tokarev, E. A. Tukhmeneva, S. V. Filippov, N. A. Khromov, P. B. Shchegolev, K. D. Shulyatiev, A. Yu. Yashin	271
Simulation of an Ohmic Regime in the T-15MD Tokamak Based on the Canonical Profile Transport Model	
N. V. Kasyanova, Yu. N. Dnestrovskij, A. V. Melnikov	284
OSCILLATIONS AND WAVES IN PLASMA	
The Frequency Spectrum and Energy Content in a Pulse Flux of Terahertz Radiation Generated by a Relativistic Electron Beam in a Plasma Column with Different Density Distributions	
A. V. Arzhannikov, S. L. Sinitsky, D. A. Samtsov, I. V. Timofeev, E. S. Sandalov, S. S. Popov, M. G. Atlukhanov, M. A. Makarov, P. V. Kalinin, K. N. Kuklin, A. F. Rovenskikh, V. D. Stepanov	293
INTERACTION OF PLASMA WITH SURFACES	
Deposition of Thin Refractory-Metal-Films onto Glasses through Diaphragms at Plasma Focus Facility	
V. N. Kolokoltsev, V. Ya. Nikulin, P. V. Silin, I. V. Borovitskaya, E. N. Peregudova, A. I. Gaidar, L. I. Kobeleva, A. M. Mezrin, A. A. Eriskin	306
SPACE PLASMA	
Investigation of the Poloidal Magnetic Flux at the PF-3 Plasma Focus within the Framework of the Program of Laboratory Simulation of Astrophysical Jets	
S. K. H. Auluck, V. I. Krauz, V. V. Myalton, A. M. Kharrasov	315
ION AND PLASMA SOURCES	
Effect of the Method of Excitation of the Plasma Antenna on the Spectral Characteristics of the Radiated Signal	
N. N. Bogachev, I. L. Bogdankevich, S. E. Andreev, N. G. Gusein-zade, M. S. Usachenok	332
LOW TEMPERATURE PLASMA	
Numerical Simulation of the Main Stage of a Lightning	
A. N. Bocharov, E. A. Mareev, N. A. Popov	340
A Microwave Discharge in High-Velocity Flows Initiated by a Half-Wave Antenna	
K. N. Kornev, A. A. Logunov, O. S. Surkont, T. R. Abushaev, A. L. Volynets, S. A. Dvinin	349

=ТОКАМАКИ===

УДК 533.95.537.84.7

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛИТИЕВЫХ КАПИЛЛЯРНЫХ СТРУКТУР В ОМИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА Т-10

© 2024 г. В. А. Вершков^{а,*}, Д. В. Сарычев^а, Д. А. Шелухин^а, А. Р. Немец^а, С. В. Мирнов^b, И. Е. Люблинский^с, А. В. Вертков^с, М. Ю. Жарков^с

^а НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия

^ь ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия

 c Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н. А. Доллежаля (НИКИЭТ), Москва,

Россия

* e-mail: V.Vershkov@fc.iterru.ru

Поступила в редакцию 01.12.2023 г. После доработки 07.02.2024 г. Принята к публикации 12.02.2024 г.

Представлены результаты экспериментов на токамаке Т-10 с использованием литиевых капиллярнопористых структур. Показано, что напыление лития в условиях графитовых диафрагм, позволяет значительно снизить рециклинг дейтерия и уровень примесей в плазме. При этом рециклинг значительно растет через 5 разрядов после начала экспериментального дня, а эффект снижения уровня примеси сохраняется в течение 150—300 разрядов. Приведены результаты использования капиллярно-пористой структуры с литиевым наполнением в качестве подвижной рельсовой диафрагмы в конфигурации Т-10 с вольфрамовыми основными диафрагмами. Введение литиевой диафрагмы в область SOL позволяет снизить рециклинг и получить разряды с эффективным зарядом плазмы, приближающимся к единице. При этом эффект увеличивается по мере накопления распыленного в камере лития. Экспериментально показано, что капиллярно-пористая структура с литиевым наполнением может быть использована как основная диафрагма при продольных тепловых потоках плазмы до 3.6 МВт/м². Однако необходимым условием является полная пропитка пористой структуры литием и предотврашение выдавливания лития в разряд в результате взаимодействия протекающего на диафрагму тока с тороидальным магнитным полем. Эксперименты показали, что для получения разрядов с малой примесью лития, необходим сильный газонапуск дейтерия или примеси для снижения температуры периферии плазмы и эффективное охлаждение диафрагмы ниже 450 °C. В противном случае диафрагма переходит в режим сильного испарения с большими потоками лития, которые приводят к значительному росту концентрации лития в плазме. Сильное испарение снижает приток тепла и стабилизирует температуру диафрагмы.

Ключевые слова: взаимодействие, плазма, стенка, материал, капиллярная пористая структура, литий **DOI:** 10.31857/S0367292124030018, **EDN:** RGKCPK

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных проблем на пути построения термоядерного реактора-токамака или нейтронного источника является решение вопроса взаимодействия плазмы с ограничивающими ее материалами вакуумной камеры и диверторных пластин.

Сложность задачи определяется тем, что эти материалы должны сохранять работоспособность в течение нескольких лет под потоками горячей плазмы с энергией до сотен электроновольт, создающими тепловые потоки на диверторные пластины до 10 МВт/м². Кроме постоянных потоков возможно значительное число также быстрых выбросов энергии до 100 МДж/м², приводящих к испарению поверхностных слоев материала. Такие условия не может выдержать ни один материал, включая самый тугоплавкий — вольфрам. Необходимо отметить, что помимо распыления, потоки частиц приводят к модификации характеристик материала на поверхности, увеличивая ее шероховатость, пористость, растрескивание и насыщение материала водородом и гелием. Это может приводить к дополнительной эрозии материалов. При этом распыляемый материал дивертора и стенки приводит к загрязнению плазмы примесями с большим зарядом ядра, которые вызывают большие радиационные потери энергии и охлаждение плазмы.

Работы по решению проблемы взаимодействия плазмы со стенкой начались, практически, с первых экспериментов на токамаках и продолжаются уже более 60 лет. Однако только с появлением в 1980-х гг. токамаков с сверхпроводящими магнитными системами возникла практическая возможность реализации длительных или постоянных разрядов. В это же время стали предлагаться методы безындукционного поддержания тока.

К настоящему времени выяснилось, что даже при обеспечении стационарного охлаждения стенки не удается осуществить постоянный режим. Причем длительность разряда уменьшается с ростом энергонапряженности разряда. В работе [1] это объясняется постепенным накоплением в камере токамака продуктов эрозии контактирующих с плазмой элементов. При этом разряд прекращается после достижения критического количества накопленных продуктов эрозии. Поскольку скорость эрозии растет с ростом энергонапряженности, то критические условия в этом случае достигаются быстрее и разряд укорачивается.

Показано, что максимальная достижимая длительность разряда уменьшается с увеличением плотности потока энергии на стенку. Близкая зависимость уменьшения длительности разряда с ростом полученной в нем величины тройного произведения $(n_i T_i \tau_E)$ приведена в [2], где n_i — плотность ионов, T_i — ионная температура и τ_E — время удержания энергии в плазме. Поскольку максимальные величины тройного произведения достигаются при больших мощностях нагрева, то результаты этих работ находятся в качественном согласии.

Другим возможным механизмом ограничения длительности разряда является перегрев поверхностей, контактирующих с плазмой, рассмотренном в работе [3]. В ней развита количественная модель для оценки времени, ограничивающей разряд на основе рассмотрения потоков тепла на элементы поверхности первой стенки. Показано, что эта модель согласуется с результатами существующих токамаков.

Исторически определились два подхода к решению проблемы стенки в токамаке. Первый состоит в увеличении радиационных потерь, в результате чего потоки энергии частиц из плазмы практически целиком преобразуются в излучение, не приводящее к эрозии материалов. Однако чистая дейтериевая плазма обладает низкой излучательной способностью, так как радиационные потери сильно растут с увеличением заряда иона. Поэтому для переизлучения необходимо инжектировать в плазму многозарядные примеси такие как азот, неон, аргон и криптон. Но их добавка приводит к загрязнению плазмы, уменьшая концентрацию дейтерия и охлаждая плазму из-за радиационных потерь из центральных областей, так как примеси с большим зарядом имеют свойство накапливаться в центре плазмы.

Кроме того, сильное охлаждение периферии может приводить к изменению характеристик разряда и деградации удержания энергии в плазме. Недостатком концепции радиационного переизлучения также является то, что она может работать в стационарных условиях, но она не предотвращает эрозию стенки при больших импульсных выбросах энергии при неустойчивости периферии Edge Localized Modes (ELMs) и в срывах.

Второй подход состоит в реализации концепции возобновляемой стенки — создании на ее поверхности постоянно возобновляемого слоя. Он воспринимает на себя потоки энергии и частиц, защищая основной материал от эрозии. Практическая реализация этой концепции осуществлялась несколькими способами.

Первый состоял в напылении на стенку различных покрытий. При этом использовались покрытия углеродом — карбонизация [4], покрытие кремнием — силиконизация [5] и бором — боронизация [6]. Однако такой способ применим для импульсных разрядов, так как покрытия наносились до разряда и в ходе него напыленный слой распылялся.

В настоящее время не показано, что такие покрытия можно возобновлять и удалять отработавший слой в ходе постоянного разряда, который необходим для реактора. Предельным способом реализации концепции возобновляемой стенки является использование жидких металлов в качестве взаимодействующей с плазмой поверхности. В этом случае решаются практически все проблемы.

Так, деградация поверхности отсутствует благодаря конвекции жидкого лития. Проблемы эрозии материала и выведения сорбированных продуктов распыления и рабочего газа решаются благодаря возможности прокачки жидкого металла.

Впервые использование лития в концепции реактора было предложено в [7]. Прямым способом использования жидких металлов было использование в качестве лимитера струи из капель жидкого галлия [8] или поддона с жидким литием в случае однонулевого нижнего дивертора [9]. Однако реализация струи капель жидкого металла технически сложна, а использование поверхности жидкого металла приводит к его разбрызгиванию из-за взаимодействия наведенных токов с магнитным полем. Для устранения разбрызгивания металла было предложено покрыть поверхность жидкого металла пористой структурой [10]. В этом случае жидкий металл удерживается от разбрызгивания и образует тонкий защитный слой благодаря капиллярным силам.

Концепция использования капиллярно-пористых структур была предложена в работе [10] и использовалась в экспериментах с жидким литием [11—13]. В последнее время были также проведены эксперименты с использованием и жидкого олова [14]. Эксперименты на T-10 с литиевыми капиллярнопористыми структурами проводились в течение более десяти лет. Было исследовано влияние лития на свойства плазмы и приобретен опыт работы с такими структурами. Детальный анализ изменения характеристик плазмы, ее состава, структуры потоков лития, примесей и дейтерия в экспериментах с литиевой диафрагмой на T-10 представлен в работе [15]. В данной работе основное внимание уделяется техническим аспектам использования литиевых капиллярно-пористых структур, изучению специфических свойств этих структур при взаимодействии с плазмой и механизмов влияния лития на потоки примесей и рециклинг.

В разд. 2 приведены результаты экспериментов с напылением лития до разрядов в камере T-10 с графитовыми рельсовой и кольцевой диафрагмами. В разд. 3 описаны эксперименты с использованием капиллярно-пористой подвижной литиевой диафрагмы при введении в область Scrape Of Layer (SOL), так и в основную плазму в условиях вольфрамовых кольцевой и рельсовой диафрагм. В разд. 4 обсуждаются результаты экспериментов с литием, делаются выводы и рекомендации.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЕТТЕРИРОВАНИЯ СТЕНКИ ТОКАМАКА Т-10 ЛИТИЕМ

2.1. Условия эксперимента

Установка Т-10 является лимитерным токамаком с круглым сечением тороидального плазменного шнура. Большой и малый радиусы плазмы составляли 1.5 и 0.3 м. Типичные величины тороидального магнитного поля и тока плазмы 2.4 Тл и 220 кА. Плазменный шнур ограничивался круговой полоидальной диафрагмой с радиусом 0.33 м и рельсовой диафрагмой с малым радиусом 0.3 м, с полоидальным размером 0.35 м. Вакуумная камера была выполнена из нержавеющих сильфонов с радиусом 0.4 м.

Первые эксперименты с литием на T-10 начались в 2006 г. и продолжались до 2011 г. [16]. В течение этого времени T-10 работала с кольцевой и рельсовой диафрагмами, сделанными из графита. В этой серии литий использовался только для напыления на поверхность камеры и диафрагм перед экспериментами. Литиевый элемент, был изготовлен предприятием "Красная звезда" на основе капиллярной пористой (10—100 мкм) структуры (КПС), которая уже успешно использовалась в экспериментах на T-11M [17] и FTU [18].

Литий располагался в специальном контейнере и растекался благодаря капиллярному давлению по КПС, расположенной на наружной фронтальной поверхности элемента. Элемент был снабжен нагревателем и термопарами для измерения температуры. Он вводился в центр камеры токамака T-10 через 30-градусный патрубок до начала разрядов в том же сечении, где располагались рельсовая и кольцевая диафрагмы. Схема эксперимента показана на рис. 1.

Литиевый элемент устанавливался на телескопическую систему ввода на атмосфере. После изготовления поверхность капиллярной структуры была закрыта нержавеющей фольгой, которая снималась непосредственно перед установкой. После монтажа элемент вводился внутрь устройства ввода, и оно подсоединялось к установке. Потом закрывался клапан и начиналась локальная откачка устройства ввода. В итоге литиевый элемент находился на атмосфере 10—20 мин.



Рис. 1. Схема эксперимента с напылением лития на Т-10.

После достижения вакуума в устройстве ввода проводилась подготовка элемента путем длительного прогрева литиевого элемента с температурой до 200 °C для обезгаживания после атмосферы чтобы не вносить примеси в камеру при напылении. Для распыления лития в камере литиевый элемент вводился в середину камеры и выдерживался при температуре 450 °C в течение 20 мин. Типичное количество осажденного в камере лития составляло около одного грамма. Оно контролировалось путем изменения продолжительности температурного плато в процессе охлаждения элемента. Такая методика была предложена в [19].

На рис. 2 приведено сравнение временного хода температуры в процессе охлаждения элемента до начала серии экспериментов и после 5 процессов напыления. Видно, что длительность плато температуры, соответствующая времени фазового перехода лития из жидкого в твердое состояние сократилось на 71 с. Поскольку было известно, что первоначально было заправлено 16 г лития, то потеря массы лития за одну литиизацию оценивалась по относительному сокращению длительности плато температуры как $\delta m = 16/5(226-155)/226 = 1$ г.



Рис. 2. Определение количества лития по длительности плато температуры: а — до эксперимента; б после пяти литиизаций.

2.2. Влияние литиевого напыления на рециклинг дейтерия

Основными последствиями литиевого геттерирования являлись увеличение сорбции дейтерия камерой и диафрагмами и уровня примесей в плазме. Увеличение сорбции дейтерия проявлялось в быстром распаде средней плотности после выключения газонапуска.

На рисунке 3 показаны эволюции во времени средней плотности плазмы после отключения клапана в серии разрядов после литиизации. Во всех



Рис. 3. Эволюция во времени средней плотности плазмы после отключения клапана в серии разрядов после литиизации: *1*— первый разряд после литиизации (61390); *2*— второй разряд после литиизации (61391); *3*— десятый разряд после литиизации (61399); *4*— двадцать третий разряд после литиизации (61412).

разрядах задавалась программа для поддержания средней плотности на уровне 2.5·10¹⁹ част/см³. Однако в первом разряде из-за сильной сорбции дейтерия не удалось выйти на эту величину, несмотря на полное открытие клапана газонапуска. Но уже во втором импульсе производительности клапана хватало для выхода на заданный уровень средней плотности, но при этом клапан также был полностью открыт. На рис. 3 виден быстрый распад плотности после отключения клапана. Однако эффект литиевого геттерирования падал от разряда к разряду.

На рис. 4 показано изменение времени распада средней плотности от номера разряда после



Рис. 4. Изменение времени распада плотности в серии разрядов после литиизации.

литиизации. Время распада находилось по производной уменьшения средней плотности в начальной фазе распада как $\tau = -N / dN / dt$. Пунктирной линией показана величина времени распада до литиизации. Из рисунка видно, что уже через 5 импульсов время распада плотности увеличивается вдвое, но эффект литиизации остается заметен и через 25 импульсов. Рециклинг определялся по времени распада полного числа частиц в шнуре $\tau^* = 1 / N_{\Sigma}(dN_{\Sigma}/dt)$ после отключения клапана из уравнения баланса частиц $dN_{\Sigma}/dt =$ = $\Gamma_{\text{лим}} + \Gamma_{\text{ст}} + \Gamma_{\kappa\pi} - N_{\Sigma} / \tau$, где $N_{\Sigma} -$ полное число частиц в шнуре плазмы, τ — время жизни частиц дейтерия в плазме $\tau = N_{\Sigma} / (\Gamma_{\text{лим}} + \Gamma_{\text{ст}})$ в условиях стационарной плазмы с рециклингом близким к 100%, и Г_{лим}, Г_{ст}, Г_{кл} — соответственно притоки дейтерия с диафрагмы, стенки и газонапуска. Величина рециклинга определяется как $R = (\Gamma_{\text{лим}} + \Gamma_{\text{ст}}) / (N_{\Sigma} / \tau)$ — отношение притока от диафрагмы и стенки к полному потоку из плазмы. Тогда из уравнения баланса получается $R = 1 - (\tau / \tau^*).$

На рис. 5 приведен ход во времени полного количества частиц в плазме для второго импульса после литиизации. Полное число частиц находилось суммированием хордовых данных 16-канального интерферометра. Видно, что полное число частиц начинает уменьшаться со скоростью $3 \cdot 10^{20}$ част/с, но через 25 мс скорость распада увеличивается до $5.7 \cdot 10^{20}$ част/с, что может свидетельствовать о ухудшении удержания плазмы. Ухудшение удержания в условиях низкого (0.3) рециклинга с подпиткой инжекцией пеллет было обнаружено на токамаке ASDEX [20]. Также об ухудшении удержания плазмы свидетельствует значительное увеличение уровня флуктуаций плотности, обнаруженное в этом разряде в стадии распада плотности [21].



Рис. 5. Эволюция во времени полного числа частиц в шнуре после отключения газонапуска во втором импульсе после напыления лития.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

Скорость уменьшения числа частиц $3 \cdot 10^{20}$ част/с при $N_{\Sigma} = 7.2 \cdot 10^{19}$ соответствует $\tau^* = 0.24$ с. Эта скорость распада полного числа частиц может являться оценкой притока частиц от клапана $\Gamma_{\kappa\pi}$ в стационарной стадии. Близкая величина $2 \cdot 10^{20}$ част/с была получена из оценки скорости роста числа частиц при полном включении клапана в разряде с рециклингом, близким к единице [22]. В этой работе было также найдено, что отношение интегрального свечения линии Н α с диафрагм к клапана равным $3 \cdot 10^{20}$ част/с приток с диафрагмы может быть оценен как $1.44 \cdot 10^{21}$ част/с.

Согласно работе [23], приток с диафрагм составляет 65% от полного притока дейтерия. Соответственно полный приток в плазму может быть оценен как 2.2·10²¹ част/с. Эта оценка полного притока дейтерия в плазму близка к измеренному в [15] [23] 2,2·10²¹ част/с, что дает величину $\tau = 0.033$ с. Таким образом можно оценить, что величина рециклинга во втором импульсе после литиизации составила $R = 1 - (\tau / \tau^*) = 0.86$.

2.3. Изменение примесного состава плазмы

Помимо снижения рециклинга, напыление лития приводило также к уменьшению концентрации примесей углерода, кислорода и тяжелых примесей, что определяло уменьшение радиационных потерь из плазмы. На рис. 6 показаны радиальные распределения локальной плотности потерь с излучением, измеренных болометром и полупроводниковыми датчиками AXUV.



Рис. 6. Радиальные распределения потерь, регистрируемые пироэлектрическим болометром и датчиками AXUV в разрядах до и после литиевого напыления. Сплошная черная линия –пироэлектрический болометр до литиизации; красный пунктир — после литиизации; — черный пунктир с точками — AXUV до литиизации; красная точечная линия — AXUV после литиизации.

В обоих случаях радиальные мощности потерь получались путем абелизации данных многохордовых измерений. Хорошо видно, что обе диагностики показывают, что потери с излучением значительно снижаются. Причем если снижение радиационных потерь на периферии, за которые отвечают легкие примеси, составляет менее двух раз, то потери в центральных областях на тяжелых примесях снижаются более чем вдвое. Это может быть связано как с уменьшением притока тяжелых примесей в разряд, так и с уменьшением неоклассического собирания тяжелых примесей в более чистых разрядах после литиизации [15].

На рис. 7 приведено изменение параметров плазмы в течение экспериментальной кампании с литием 2008 г. Параметры плазмы измерялись в первых импульсах рабочего дня. На левом верхнем графике приведены названия процедур, проделанных перед началом эксперимента каждого дня. Красными столбиками отмечены процедуры литиизации, причем их высота соответствует длительности напыления 10 и 20 мин. Перед остальными рабочими днями литий не напылялся, но проводились различные процедуры чистки камеры, отмеченные на рисунке.

Работа проводилась в постоянном режиме с током плазмы Jp = 200 kA, тороидальным магнитным полем Bt = 2.4 Tл и средней плотностью $\langle Ne \rangle = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Поскольку рециклинг и примесный состав разряда менялись в течение дня, то на рисунке приведены данные, соответствующие первому импульсу, в котором плотность выходила на заданный уровень. Это практически достигалось во втором импульсе.

В первые два дня эксперимента проводился обмер режима до начала литиевого напыления. Видно, что каждая литиизация сопровождается сильным уменьшением рециклинга и притока примесей углерода и кислорода, измеряемых вблизи диафрагмы. Уменьшение притока примесей приводит к падению среднего заряда плазмы Z_{eff} , уменьшению радиационных потерь, измеряемых пироэлектрическим болометром и полупроводниковыми датчиками AXUV, а также интенсивности мягкого рентгеновского излучения из плазмы. Однако, когда литиизация не проводилась, уровень примесей начинал возрастать.



Рис. 7. Изменение некоторых характеристик разряда в ходе экспериментальной кампании с литиевым напылением. На двух нижних правых рисунках США, ОПА и СШС обозначение А означает измерения в сечении диафрагмы, а обозначение С — в сечении, противоположном диафрагме.

Так, на 4-й день ухудшение было небольшим. Но за два дня без литиизации (7 и 8) характеристики разряда практически вернулись к соответствующим до литиизации. Следует отметить, что свечение линии LiII, характеризующее потоки лития, в эти дни уменьшалось только в два раза. Это может свидетельствовать о снижении эффективности лития по снижению рециклинга и уровня углерода и кислорода из-за его отравления примесями.

Данные рис. 7 показывают высокую корреляцию изменения таких интегральных характеристик разряда как напряжение обхода и радиационные потери с потоками примесей с диафрагмы, в то время как поток углерода вдали от диафрагмы меняется мало и постепенно. Это говорит о том, что основное поступление примесей происходит с диафрагмы и распыление лития в этой области эффективно снижает уровень примесей в разряде. Необходимо также отметить, что проведение тлеющего разряда в гелии не приводит к восстановлению сорбционных свойств лития.

2.4. Стабильность лития в капиллярно-пористой структуре

В серии первых экспериментов не ставилась задача ввода литиевого элемента в плазму, так как он был смонтирован на длинной консоли, которая не могла противостоять силам Ампера при протекании тока из плазмы на элемент в магнитном поле. Поэтому после напыления литиевый элемент охлаждался и выводился из патрубка в контейнер.

Однако в одной серии литиевый элемент был выведен из камеры, но остался в горячем состоянии внутри патрубка токамака. В этом случае при открытии камеры на атмосферу были замечены множественные брызги лития по всему патрубку. Это происходило из-за того, что при вибрации камеры в ходе разряда возникающие силы оказывались больше, чем удерживающие капиллярные силы. Подобное явление разбрызгивания лития наблюдалось и в экспериментах на итальянском токамаке FTU [24] при плохом закреплении литиевого элемента. Поэтому для предотвращения разбрызгивания литиевый элемент должен быть надежно закреплен.

2.5. Сравнение результатов экспериментов с литиевым напылением с аналогичными на других установках

Аналогичные эксперименты с напылением лития на стенки камеры перед разрядами проводились на нескольких тороидальных плазменных установках. Так, на американском диверторном сферическом токамаке NSTX [25] литиизация проводилась с помощью литиевых испарителей, расположенных сверху тора. Перед разрядами литий напылялся на область дивертора, расположенную внизу. Авторы отмечают, что напыление приводит к уменьшению плотности, преимущественно на периферии шнура, связанное с уменьшением рециклинга. Однако стабилизация периферийной неустойчивости Edge Localized Mode в результате литиевого напыления приводит к улучшению удержания и накоплению примеси углерода в центральных областях шнура.

Следует особо отметить, что при этом концентрация самого лития в центре остается меньше 0.1%. На китайском диверторном токамаке EAST также проводилось напыление лития перед разрядами [26]. Отмечается сильное снижение уровня легких примесей углерода и кислорода. Эффективный заряд плазмы Z_{eff} уменьшился до величины, меньшей 2. Рециклинг дейтерия после напыления снизился до 0.89, что дало возможность лучшего контроля плотности. Через 100 разрядов рециклинг возрос до 0.96.

Напыление лития также проводилось на итальянской установке RFX [27]. Напыление осуществляли, также как и на T-10, с помощью одной капиллярнопористой структуры, расположенной снизу камеры. В результате наблюдается снижение основной примеси углерода и рециклинга *R* до величины 0.95—0.99. Также отмечается лучшее управление плотностью.

Таким образом, можно заключить, что напыление лития перед разрядами на нескольких установках приводит к результатам, близким к полученным на T-10. А именно. значительному снижению уровня примесей и рециклинга.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ЛИТИЕВОЙ ДИАФРАГМОЙ НА ОСНОВЕ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ

Длительная работа T-10 с графитовыми диафрагмами привела к образованию углеводородных пленок на камере и увеличению углеродной примеси в плазме. Для уменьшения легких примесей и изучения возможности работы с вольфрамовыми элементами камеры, в 2015 г. рельсовая и круговая графитовые диафрагмы были заменены на вольфрамовые. В 2016 г. в дополнение к ним была поставлена подвижная литиевая диафрагма на основе капиллярной структуры. Таким образом реализовалась возможность, в дополнение к предыдущим экспериментам с графитовыми диафрагмами, изучить влияние лития в условиях вольфрамовых диафрагм, включая возможность использования литиевого элемента в качестве основной ограничивающей диафрагмы.

3.1. Условия эксперимента

Схема расположения вольфрамовых и литиевой диафрагм в камере T-10 схематически показана на рис. 8. Черным цветом обозначены рельсовая (внизу) и круговая вольфрамовые диафрагмы. Они были изготовлены в НИИЭФА им. Ефремова. Использовался вольфрам марки "Полема". Радиус круговой и рельсовой диафрагм составлял 33 и 30 см соответственно.

В верхнем патрубке была смонтирована перемещаемая от импульса к импульсу литиевая диафрагма. Она была изготовлена НПО "Красная звезда" на основе капиллярно пористой структуры (КПС) [28]. Диафрагма могла передвигаться от импульса к импульсу от радиуса 43 до 25 см. Конструкция литиевой диафрагмы показана на рис. 9. Она состояла из молибденового цилиндра вокруг которого была обвернута молибденовая сетка. Эта сетка сообщалась с боковым резервуаром с литием. С помощью нагревателя, расположенного внутри молибденового цилиндра, литий нагревался до плавления и, благодаря капиллярным силам, литий пропитывал молибденовую сетку.

Для предотвращения возможности вытекания лития под действием гравитации диафрагма была наклонена так, чтобы контейнер с литием располагался ниже цилиндрической капиллярной структуры. В центральной области молибденовая сетка была защищена от теплового потока слоем пористого вольфрамового войлока. Температура диафрагмы контролировалась тремя термопарами как показано на рис. 10.

Термопара Т2 располагалась с задней стороны в литиевом слое напротив места касания диафрагмы магнитной поверхностью, где происходило максимальное взаимодействие с плазмой. В геометрии Т-10 это место было смещено на 50 мм внутрь по большому радиусу от центра рельсовой диафрагмы. Термопара Т1 была дополнительно смещена на 10 см внутрь. Термопара Т3 контролировала температуру контейнера с литием. Перед установкой в камеру Т-10 в литиевый контейнер заправлялось около 50 г лития и его расход контролировался по длительности плато на температуре при переходе лития из жидкого в твердое состояние. Литиевая диафрагма была смонтирована на подвижном кронштейне, изолированном от камеры. В проведенных экспериментах кронштейн соединялся с камерой через сопротивление 1 Ом для измерения тока на диафрагму.

Для наблюдения линий примесей со всех трех диафрагм верхний, нижний и экваториальный патрубки T-10 были снабжены оптическими окнами, через которые проводились измерения свечения линий в видимой области. Радиальное распределение Z_{eff} измерялось по континууму в видимой области. Также измерялись пространственные распределения спектральных линий дейтерия, лития и примесей. Распределение свечения в диафрагменном патрубке



Рис. 8. Схема расположения вольфрамовых и литиевой диафрагмы на T-10.



Рис. 9. Конструкция литиевой диафрагмы. 1 — слой лития, пропитывающего молибденовую сетку; 2 — молибденовая сетка; 3 — контейнер с литием; 4 — слой вольфрамового войлока; 5 — молибденовая трубка с нагревателем; 6 — крепежный кронштейн.



Рис. 10. Расположение термопар на литиевой диафрагме.

наблюдалось тангенциально с помощью цветной видеокамеры MotionPro Y4-S1.

Концентрация примесей и ионная температура измерялись с помощью CXRS диагностики в удаленных от диафрагменного патрубка по тороидальному обходу. Профиль электронной температуры измерялся по ЭЦ-излучению, а абсолютная величина определялась по мягкому рентгеновскому излучению полупроводниковым пропорциональным детектором. Радиальные профили радиационных потерь измерялись многоканальными пироэлектрическими и полупроводниковыми AXUV-детекторами. Профили плотности измерялись 16-канальным интерферометром.

3.2. Подготовка литиевой диафрагмы к работе после установки в T-10

После изготовления литиевая капиллярная структура диафрагмы закрывалась нержавеющей фольгой от взаимодействия с атмосферой. Эта фольга снималась непосредственно перед установкой КПС в токамак. После чего проводилась откачка камеры T-10 на вакуум. В результате литий подвергался воздействию с атмосферой в течение нескольких часов. Поэтому для очистки поверхности лития проводился длительный прогрев в вакууме при температуре 200—300 °C.

Длительность прогрева определялась выходом давления в камере на уровень до начала прогрева. После прогрева в вакууме включался тейлоровский разряд в дейтерии, используемый для очистки камеры с частотой 50 Гц, током 5 кА и магнитным полем 0.05 Тл. Диафрагма вводилась в разряд и нагревалась разрядом до 550 °C.

Типично, что в начале для достижения этой температуры приходилось вводить диафрагму в разряд до радиуса 27 см, однако через 5—10 мин температура начинала расти, и приходилось уменьшать глубину ввода диафрагмы. Вероятно, это было связано с очисткой поверхности, в результате чего уменьшалась степень черноты и, соответственно, потери тепла с излучением. Одновременно, цветная видеокамера фиксировала рост красного свечения в области диафрагмы, определявшегося линией 6105 Å атома Li I. После этого диафрагма выводилась из разряда и была готова к использованию в эксперименте.

3.3. Эксперименты с расположением литиевой диафрагмы в области SOL

Эксперименты с чисто вольфрамовыми диафрагмами показали высокий уровень как легких, так и тяжелых примесей в разряде [29]. В этой связи были проведены исследования возможности очищения плазмы в условиях вольфрамовых диафрагм, аналогичные экспериментам с графитовыми диафрагмами, изложенным в разд. 2.3. Также как в предыдущих экспериментах, диафрагму можно было использовать для напыления лития до разряда. Однако в новых экспериментах повышенная надежность крепления позволяла проводить импульсы с диафрагмой, введенной в разряд. Для этого литий нагревался выше температуры плавления (типично 250—350 °C) и диафрагма вводилась в пристеночную область Scrape Off Layer (SOL) на радиусы от 33 до 31 см.

Таким образом, литиевая диафрагма могла воздействовать на условия разряда двумя способами.

Первый — достаточно длительная экспозиция нагретой диафрагмы перед разрядом, которая приводила к созданию тонкой литиевой пленки на элементах камеры из-за испарения лития в области расположения диафрагмы. К напылению на стенки камеры и вольфрамовых диафрагм также приводил поток лития распыленного с капиллярной структуры в ходе разряда. Этот способ литиевого геттерирования соответствовал условиям предыдущих экспериментов на T-10 [16].

Второй способ мог состоять в непосредственном перехвате примесей введенной в SOL диафрагмой. К сожалению, в реальных условиях эксперимента эти оба способа работали совместно. При этом количество напыленного лития на вольфрамовых диафрагмах росло от разряда к разряду и ото дня ко дню и поступление лития в разряд начинало происходить не только с литиевой, но и с вольфрамовых диафрагма.

Таким образом, влияние литиевой диафрагмы на характеристики разряда определялся тремя параметрами: температурой нагрева и установленным радиусом, а также интегральным количеством уже напыленного лития на стенках камеры и вольфрамовых диафрагм. Эволюция в ходе экспериментов распределения свечения в области диафрагм, снятые тангенциально видеокамерой, хорошо видна на рис. 11.

Приведены три кадра. Левый — в начале серии (67887), средний — в середине (67910) и правый — в конце экспериментов (67952). Красный цвет соответствует свечению линий D α 6561 Å и LiI 6105 Å. Зеленый — свечению линии 5485 Å LiII. Все кадры сняты с одинаковой экспозицией. На на верхней области кадров располагалась литиевая диафрагма на радиусе 32 см. В нижней области располагалась вольфрамовая рельсовая диафрагма на радиусе 30 см.

В левой части первых двух кадров видно свечение круговой вольфрамовой диафрагмы на радиусе 33 см., вызванное тем, что в этих разрядах шнур был смещен на 2 см внутрь по большому радиусу, в отличие от третьего кадра, где смещение было равно нулю.



Рис. 11. Свечения литиевой диафрагмы: слева — в начале кампании; средний — в середине; справа — в конце.

Из первого кадра можно заключить, что свечение в красной области определяется свечением линии лития 6105 Å, а не дейтерия. Так как основной поток дейтерия идет на нижнюю рельсовою диафрагму, которая практически не видна на первом кадре. Видно, что вначале основное свечение в красной области идет вверху с литиевой диафрагмы и с внутренней части круговой диафрагмы.

На среднем кадре начинает светиться вольфрамовая рельсовая диафрагма внизу. И на правом снимке свечение LiI с нее становится преобладающим. Кроме того, свечение литиевой диафрагмы в третьем кадре уменьшается из-за истощения запаса лития. Такая эволюция распределения свечения лития свидетельствовала о длительном процессе накопления лития на вольфрамовых диафрагмах. На первом снимке также хорошо видны вытянутые вдоль силовых линий магнитного поля зеленые полосы свечения линии LiII.

Эксперименты начались в разрядах с вольфрамовыми диафрагмами и высокой концентрацией легких и тяжелых примесей [29]. В этих условиях ввод литиевой диафрагмы в SOL приводил к значительному очищению плазмы и увеличению потоков лития. Следует отметить, что уровень свечения линий лития зависел также от температуры литиевой диафрагмы. Так при увеличении температуры литиевой диафрагмы до разряда с 280 °C до 370 °C свечение линии LiI в экваториальной плоскости диафрагменного патрубка возрастало в 2.5 раза при неизменном радиусе ввода, что свидетельствовало о увеличении потока лития. Этот факт связан с увеличением коэффициента распыления лития с температурой [30].

Зависимость потоков лития от температуры изучалась по интенсивности свечения диафрагмы в красной области спектра, регистрируемой цветной видеокамерой в тейлоровском разряде. На рис. 12 приведена зависимость интенсивности свечения в красной области от температуры диафрагмы. Это свечение могло быть вызвано свечением линий Dα 6561 Å и LiI 6105 Å. Однако при описании рис. 11 было показано, что свечение линии лития доминирует.

Кроме того, в эксперименте холодная литиевая диафрагма сразу вводилась на постоянный радиус 27 см, и ее температура росла во времени из-за нагрева плазмой. Таким образом, поток дейтерия на диафрагму и свечение D α 6561 Å были постоянными во времени и если эта линия и могла давать вклад при низкой температуре, то с ростом свечения лития на порядки этим вкладом можно пренебречь. Поскольку поток плазмы на диафрагму был постоянным, то единственным изменяющемся параметром была температура диафрагмы. Видно, что свечение растет по экспоненте с инкрементом 23°, что близко к теоретическим и экспериментальным значениям 22.6° для этого диапазона температура [31].



Рис. 12. Экспериментальная зависимость свечения диафрагмы в тейлоровском разряде от ее температуры. Сплошная линия — экспонента с инкрементом 23°.

Ввод диафрагмы в разряд приводил к уменьшению уровня примесей в течении экспериментального дня. В течение экспериментальной кампании по мере накопления лития в камере уровень примесей при выдвинутой диафрагме соответствовал все более чистой плазме. При этом ввод диафрагмы приводил лишь к незначительному улучшению разряда. Самый большой эффект очищения плазмы был достигнут сразу после окончания работы с литием при выдвинутой диафрагме.

Далее уровень примесей постепенно увеличивался, но значительный эффект литиизации сохранялся в течение двух недель до вскрытия камеры на атмосферу. На рис. 13 приведены изменения основных характеристик разряда с ростом потока лития. Поток лития оценивался по свечению линии LiI в экваториальной плоскости диафрагменного патрубка. Данные были получены в омическом режиме с током $I_p = 220$ кА, магнитным полем BT = 2.4 Tл и средней плотностью 2—2.5Е19 м⁻³. Из рисунка видно, что наблюдается хорошая корреляция всех приведенных параметров со свечением линии LiI.

На рис. 14 данные интенсивности свечения линии OII, показанные на нижнем графике рис. 13, перестроены в виде обратных величин этого свечения. Хорошо видна прямая пропорциональность уменьшения свечения линии кислорода с ростом потоков лития. Свечение линий примесей кислорода и углерода падает в 10—15 раз, что приводит к уменьшению эффективного заряда плазмы, приведенного на рис. 15. При этом болометрические потери, показанные на рис. 13 на периферии плазмы, связанные с легкими примесями и потерями на перезарядку, падают только в 4 раза.

Следует отметить, что по измерениям диагностики CXRS концентрация лития в центре плазмы всегда оставалась не более 1%. Исключительно важно, что потоки лития наиболее сильно влияют на содержание вольфрама во внутренних областях шнура, определяющих центральные радиационные потери, измеряемые полупроводниковым датчиком AXUV. На рис. 16 приведены зависимости сигналов центральной хорды AXUV и свечения линии WI в экваториальной плоскости сечении расположения диафрагм от интенсивности линии LiI.

Несмотря на то, что радиационные потери в центре, связанные с концентрацией W в плазме [32], снизились в 30 раз, свечение линии WI, характеризующее приток вольфрама, уменьшилось только в 3 раза. Такое небольшое уменьшение может быть связано с меньшим распылением W в чистой плазме, по сравнению с случаем сильно загрязненной углеродом и кислородом. Дополнительное уменьшение концентрации W в центре в 10 раз объясняется

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024



Рис. 13. Изменение характеристик разряда в экспериментальной кампании в зависимости от интенсивности свечения линии LiI.



Рис. 14. Зависимость обратной величины интенсивности свечения линии OII от интенсивности свечения линии LiI.



Рис. 15. Зависимость эффективного заряда плазмы от интенсивности свечения линии LiI.



Рис. 16. Зависимости сигналов центральной хорды AXUV и свечения линии WI в сечении расположения диафрагм от интенсивности линии LiI.

уменьшением неоклассической аккумуляции W в чистой плазме [32], т.е. поток лития в процессе разряда не образует защитную пленку на W диафрагме.

Тем не менее напыление лития перед разрядом несколько снижает приток вольфрама в первых импульсах, как это показано на рис. 17. Но через 5 импульсов приток выходит на прежний уровень. Вопрос о возможности блокировки притока вольфрама литиевой пленкой являлся одним из важнейших в ходе экспериментов с литием. Экспериментально не удалось получить снижения линии вольфрама и потерь из центра до нуля несмотря на рост напыления лития на диафрагмах. Вероятно, это связано с тем, что распыление вольфрама происходит на самой вершине диафрагмы, с которой пленка лития счищается плазмой. А свечение лития связано с напылением лития на более удаленных от плазмы частях диафрагмы. Значительного уменьшения притока вольфрама не удается получить даже случае первых разрядов после геттерирования литием в области вольфрамовых диафрагм. Возможно, слой лития счищается уже в первой фазе разряда.

Суммируя результаты экспериментов с использованием литиевой диафрагмы в SOL плазмы, можно утверждать, что ее использование в этих условиях приводит к значительному снижению как легких, так и тяжелых примесей в плазме. Причем это снижение увеличивается с ростом потоков лития в плазме. Эффективный заряд плазмы при этом приближается к единице.

Исключительно важно, что, несмотря на сильный рост потоков лития в результате ввода диафрагмы и долговременного накопления лития в камере, концентрация лития в центральных областях, измеренная по диагностике CXRS, не превышала 1%. Этот эффект специально изучался в работе [15]. Там показано, что низкая эффективность проникновения



Рис. 17. Изменение свечения линии WI в первых импульсах после литиевого напыления.

лития в центральные области плазмы определяется высокой сорбцией лития круговой и рельсовой диафрагмами. При этом в области замкнутых поверхностей перенос лития не отличается качественно от других примесей.

Близкие эксперименты с вводом лития в SOL плазмы проводились на ряде токамаков. Практически идентичные T-10 эксперименты были проведены на итальянской установке FTU [33]. Литиевая диафрагма также была изготовлена НПО "Красная звезда" на основе КПС. Она вводилась в SOL плазмы на расстоянии в 2 см. от последней замкнутой поверхности (ПЗП).

Основным результатом было полное подавление притоков легких и тяжелых примесей, что позволило получить разряды с плотностью на 30% больше. Так же как и на Т-10, концентрация лития в плазме была низкой, и эффект уменьшения примесей сохранялся при выводе диафрагмы. На установке EAST [34] проводились эксперименты с вводом в SOL плазмы пластины с текущим жидким литием. Пластина вводилась до расстояния 3 см от сепаратрисы. При этом также наблюдалось снижение рециклинга и уменьшение легких примесей в плазме. Эффективный заряд снижался с 2.1 до 1.6. Концентрация лития в центре не измерялась. Однако ввод пластины увеличивал приток тяжелых примесей с подложки лития и приводил к эжекции капель лития. На установке НТ-7 использовались пластины, покрытые литием и КПС [35]. Литиевые элементы вводились до расстояния 1 см от ПЗП. В этих экспериментах наблюдались множественные эжекции капель лития, но количество их было меньше при использовании КПС.

В экспериментах на DIII-D [36] и T-10 [37] это требовало больших инжекций порошка, что приводило к значительной концентрации лития в центральных областях. На установке NSTX [38] инжекция аэрозоля проводилась с помощью специального устройства, основанного на пьезоэффекте. Отмечалось, что удавалось инжектировать поток лития, в пять раз превышающий притоки дейтерия. Однако данные о концентрации лития в плазме не приводятся.

На установке EAST [39] инжекция литиевой пыли проводилась на уровне 13.4 мг/с в серии длительных разрядов, которым предшествовало напыление 25 г лития на стенки камеры. Эта инжекция позволяла поддерживать сорбционные способности лития в серии разрядов, обеспечивая снижение рециклинга и притока легких и тяжелых примесей. Однако в работе не сообщается о концентрации лития в плазме.

Таким образом, можно сделать вывод, что литиевые капиллярно-пористые структуры изготовленные НПО "Красная звезда", также показали высокую эффективность по снижению рециклинга и примесей в экспериментах на токамаке FTU [33]. Важно, что был подтвержден вывод о основной роли накопленного в камере лития.

Следует отметить также отсутствие его разбрызгивания при секционировании диафрагмы, даже при больших тепловых потоках. Эксперименты на установках EAST [34] и HT-7 [35] с капиллярнопористыми структурами другой конструкции и пластинами с текущим литием приводили к снижению рециклинга и примесей, однако сопровождались значительной эжекцией капель лития. Инжекция литиевой пыли на установках DIII-D [36], T-10 [37], NSTX [38] и EAST [39] также уменьшали рециклинг и примеси, однако приводили на DIII-D и T-10 к значительному росту концентрации лития в плазме.

3.4. Эксперименты с вводом литиевой диафрагмы в область замкнутых магнитных поверхностей

Уменьшение рециклинга и уровня примесей, связанные с накоплением лития в камере, наблюдались в начале первой экспериментальной кампании весной 2016 г., когда проводился ввод диафрагмы только в область SOL плазмы. Ситуация изменилась в следующих экспериментальных кампаниях из-за ухудшения вакуумных условий от $2 \cdot 10^{-5}$ Па до $7 \cdot 10^{-5}$ Па. В этих кампаниях не наблюдался длительный интегральный эффект литиизации. Уже на следующий день после очистки тейлоровским разрядом примесный состав плазмы возвращался на начальный уровень и не наблюдался интегральный эффект накопления лития в ходе кампании.

Очищение плазмы при вводе литиевой диафрагмы в SOL плазмы и долговременное улучшение, показанное ранее, позволяло предполагать, что могут существовать два механизма уменьшения примесей. Первый мог состоять в перехватывании потоков примесей в SOL самой диафрагмой по мере ее введения. Второй механизм мог определяться долговременным накоплением лития в камере и быть связан с сорбцией примесей слоем лития, покрывающим камеру и диафрагмы.

Для исследования этих процессов был проведен эксперимент с введением диафрагмы в плазму от импульса к импульсу с последующим ее выведением. В этом эксперименте плазма ограничивалась только одной круговой вольфрамовой диафрагмой с радиусом 33 см. При этом расположение литиевой диафрагмы на радиусе 32 см соответствовало ее вводу на 1 см во внутреннюю область замкнутых магнитных поверхностей. Результаты этого эксперимента представлены на рис. 18.

Параметры разряда были постоянны в серии. Ток разряда $I_p = 220$ kA, тороидальное поле $B_z = 2.4$ Tл, средняя плотность $\langle ne \rangle = 2-2.5 \cdot 10^{19}$ м⁻³. Литиевая диафрагма, нагретая до 300 °С, из полностью выдвинутого положения вводилась в плазму от разряда к разряду. По оси абсцисс на всех графиках отложен номер импульса в серии. Расстояние литиевой диафрагмы от последней замкнутой магнитной поверхности, определявшейся круговой вольфрамовой диафрагмой, показано на рис. 18а.

Из этого рисунка видно, что после введения внутрь замкнутых поверхностей на 1 см. был произведен ее постепенный вывод. На рис. 186 показана интенсивность свечения линии лития LiII 5485 Å в экваториальной плоскости диафрагменного патрубка. При этом регистрируется свечение с внутренней части круговой вольфрамовой диафрагмы, показанное на среднем и левом снимках рис. 11.

На рис. 18в также приведено свечение линии лития LiII в тороидальном сечении, удаленном от диафрагменного на 90°. Видно, оба сигнала изменяются от разряда к разряду подобно — это свидетельствует о том, что свечение этого иона хорошо усредняется вдоль тора и, как показано в [15], интенсивность линии LiII 5485 Å вдали от диафрагмы характеризует полный приток лития в плазму.

Ввод диафрагмы не приводит к резкому росту потоков лития, и вывод ее не уменьшает этого потока. Наоборот, интенсивность линий лития постепенно растет после ввода диафрагмы, достигает максимальной величины к 5-му импульсу и остается на высоком уровне даже на выведенной диафрагме в 8-м импульсе. Таким образом, можно заключить, что потоки лития, в основном, отражают интегральный эффект накопления лития на диафрагмах и стенке в ходе эксперимента.

Следует также отметить, что помимо напыления лития в каждом разряде, следует учитывать и распыление лития с нагретой до 300 °С литиевой



Рис. 18. Результаты эксперимента с введением литиевой диафрагмы в плазму от импульса к импульсу с последующим ее выведением.

диафрагмы за 15 мин между импульсами, что также увеличивало интегральный депозит лития от разряда к разряду.

Отметим небольшое влияние положения диафрагмы на поток лития. Так от 4-го к 5-му импульсу поток возрос при вводе диафрагмы с 0 до -1 см, и в 6-м импульсе он уменьшился при ее выводе до 0 см. Однако основное влияние оказывает интегральная величина напыления в ходе серии, так как поток остается максимальным при полном выводе в 8-м импульсе.

На рис. 18г, д, ж, з показаны изменения напряжения на обходе, интегральных радиационных потерь, свечения линий СШ и ОП. Хорошо видно, все эти характеристики, характеризующие уровень примесей, постепенно уменьшаются в течение импульсов с введенной диафрагмой, достигают минимума на последнем разряде с введенной диафрагмой и начинают слабо возрастать после ее выведения. То есть очищение плазмы от примесей определяется полностью интегральным эффектом накопления лития в камере.

На рис. 18 звездочками показаны данные контрольного импульса с теми же параметрами, проведенными на следующий день после ночной очистки тейлоровским разрядом. Видно, хотя свечение линии лития (рис. 18б, в) уменьшилось менее чем вдвое относительно последнего импульса в предыдущей серии, все характеристики полностью вернулись к состоянию до ввода диафрагмы. Это может быть связано с отравлением лития в процессе ночной тренировки, т.е. эффект очищения плазмы определяется не только интегральным депозитом лития в камере и потоками лития, но и эффективностью сорбции литием примесей.

Проведенный эксперимент, как и предыдущие серии с литиевой диафрагмой в SOL, показал, что ее ввод способствует очищению плазмы от примесей.

Следующие эксперименты с глубоким вводом диафрагмы проходили в условиях, когда плазма ограничивалась и круговой и рельсовой вольфрамовыми диафрагмами. Было проведено несколько серий экспериментов с глубоким вводом диафрагмы, при этом был обнаружен ряд специфических особенностей работы литиевой диафрагмы при контакте с основной горячей плазмой.



Рис. 19. Сравнение характеристик плазмы в трех сериях экспериментов с глубоким вводом диафрагмы.

На рис. 19 показано сравнение изменения характеристик плазмы в трех сериях экспериментов с глубоким вводом диафрагмы. Данные получены в режиме с током $I_p = 250$ кА, магнитным полем Вт = 2.4 Тл и средней плотностью 2—2.5Е19 м⁻³.

На верхних графиках показаны расстояния от кромки литиевой диафрагмы до последней замкнутой поверхности плазмы, определяемой рельсовой диафрагмой (30 см). В первой серии диафрагма из убранного состояния постепенно вводилась до радиуса 29 см на 1 см внутрь замкнутых магнитных поверхностей ($\Delta r = -1$ см). Во второй она вводилась с 42 до 30 см, и в третьей серии с 34 до 30 см.

Как видно по графикам второго ряда, ввод диафрагмы, естественно, сопровождается резким ростом свечения линии LiII в диафрагменном сечении (в первой серии спектроскопия не работала). Однако изменения характеристик плазмы оказались различны в этих сериях. Видно, что во второй серии происходит постепенное снижение напряжения обхода, болометрических потерь и потоков углерода, т.е. происходит очищение плазмы в соответствии с накоплением лития, аналогичного предыдущим экспериментам с геттерированием и ввода диафрагмы в SOL-плазмы.

Однако в первой и третьей серии наблюдается сильный рост болометрических потерь и напряжения обхода, хотя потоки углерода уменьшаются. При этом радиационные потери максимальны в центральных областях шнура, что характерно для вольфрама. Причем в первой серии рост потерь особенно большой

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024



Рис. 20. Эволюция во времени радиальных профилей болометрических потерь в импульсе 71474.

и в последнем импульсе серии есть указания, что в конце импульса формируется проваленный профиль электронной температуры.

На рис. 20 показана эволюция радиальных профилей болометрических потерь. Хорошо видно, что с 440 мс по 500 мс происходит рост потерь при сохранении радиального профиля, но с 500 мс рост периферии останавливается и начинается преимущественный рост потерь в центре до рекордной плотности мощности излучения 0.52 Вт/см³ при омическом вкладе 0.6 Вт/см³, который приводит к падению электронной температуры в центре, как показано на рис. 21.

К сожалению, в этом импульсе не измерялся профиль электронной температуры по ЭЦИ. Однако



Рис. 21. Эволюция во времени центральной электронной температуры в импульсах 71473 и 71474.

наличие проваленного профиля температуры подтверждается измерениями мягкого рентгеновского излучения в области 3 кэВ. На рис. 22 показаны изменения во времени радиального профиля мягкого рентгена. Видно, что на 735 мс формируется проваленный профиль рентгеновского излучения.

Поскольку профиль плотности всегда остается пикированным, а концентрация примеси вольфрама максимальна в центре, то падение рентгеновского излучения однозначно свидетельствует о проваленном профиле температуры. Сильный рост радиационных потерь из центра при вводе литиевой диафрагмы в первой и третьей серии экспериментов может объясняться распылением вольфрамовой капиллярной структуры.



Рис. 22. Радиальные распределения свечения мягкого рентгеновского излучения для двух моментов времени импульса 71474.

Это может быть связано с плохим покрытием вольфрамового войлока литием в первой и третьей серии.

Дело в том, что первая серия была проведена сразу после установки диафрагмы в камеру токамака. При этом она, вероятно, была недостаточно хорошо подготовлена, и литий не пропитал всю поверхность вольфрама. Третья серия, наоборот, проходила в конце кампании, когда, практически, весь литий был израсходован, что подтверждает значительное уменьшение свечения линии LiII в этой серии. Это также приводило к плохой пропитке литием. В то же время вторая серия проводилась в середине кампании, когда диафрагма, с одной стороны, была хорошо подготовлена и, с другой стороны, лития было достаточно много.

Таким образом, можно сделать важный вывод, что капиллярная литиевая структура может хорошо работать при больших потоках тепла из плазмы, однако при этом должна быть обеспечена полная пропитка вольфрамовой структуры литием. Оценки потоков тепла проводились как на основе расчета, исходя из известных параметров плазмы на радиусе 30 см [15], так и из данных термопар.

На рис. 23 приведен типичный ход во времени нагрева термопары T2, расположенной на обратной стороне литиевой диафрагмы, напротив места максимального взаимодействия с плазмой. Видно, что температура достигает максимума через 20 с после импульса и потом падает до стационарного значения до следующего импульса. Поскольку это время много больше длительности разряда, то за 20 с происходит усреднение температуры по диафрагме. Поэтому величина прироста температуры по термопаре T2 должна быть пропорциональна полной энергии, переданной плазмой за разряд.



Рис. 23. Типичный ход во времени разряда нагрева термопары T2, расположенной на обратной стороне литиевой диафрагмы.



Рис. 24. Зависимость максимального прироста нагрева термопары T2 от расстояния до последней замкнутой поверхности для серии ввода диафрагмы на 30 см. Квадраты — прирост температур. Линия — экспонента с инкрементом 2 см.

На рис. 24 приведена зависимость максимального прироста нагрева термопары Т2 для серии ввода диафрагмы на 30 см. Видно, что нагрев описывается экспонентой с инкрементом в 2 см.

Однако продольные потоки тепла плазмы оценивались по формуле $Q_{\parallel} = 7$ Te0.5Cs*ne*, где Cs — инно-звуковая скорость. При этом они должны были расти с инкрементом порядка 0.86 см, так как спад плотности в исходной плазме идет с инкрементом 1.2 см, а температура — с 3 см [15].

Расхождение может объясняться тем, что сам ввод литиевой диафрагмы дополнительно уменьшает параметры плазмы в SOL. Также снижение притока тепла при введении диафрагмы может быть связано с ее охлаждением испарением лития, наблюдавше-гося в экспериментах на FTU [24]. Кроме того, не исключено, что введение диафрагмы вызывает появление островной структуры магнитных поверхностей, наблюдавшихся в экспериментах на T-11M [40].

Появление острова снижает тепловую нагрузку на диафрагму. Расчеты по приведенной формуле с параметрами невозмущенной плазмы дают продольный тепловой поток на радиусе 30 см 6 MBt/см². Оценки из трехмерной модели в программе ANSYS при приросте температуры T2 в 55 градусов дают максимальный поток 2.5 MBt/см².

В других сериях максимальный прирост температуры по термопаре T2 составлял 80 °С и, соответственно, продольный поток тепла на радиусе 30 см может быть оценен как 3.6 MBT/см². В программе ANSYS использовалась полная трехмерная модель литиевой диафрагмы с молибденовой сеткой и вольфрамовым войлоком и реальное положение термопары T2. В модель закладывался продольный поток энергии от плазмы, экспоненциально падающий с увеличением малого радиуса. Модель полностью описывала временное поведение термопары T2 при расположении диафрагмы на радиусе 32 см. В модели не учитывалось уменышение потока энергии из-за испарения лития, существенное при вводе в область замкнутых поверхностей. Однако она адекватно связывала интегральный приток тепла на диафрагму с показаниями термопары T2.

Приведенные результаты демонстрируют первую особенность экспериментов с глубоким вводом. А именно, необходимость контроля хорошей пропитки капиллярной структуры литием, чтобы избежать поступления материала капиллярной структуры в разряд, что было реализовано во второй серии экспериментов. Такой контроль может быть сделан по коэффициенту отражения. Однако в этой серии экспериментов была обнаружена также вторая особенность работы с глубоким вводом.

Оказалось, что в условиях хорошей пропитки литием капиллярной структуры при вводе диафрагмы на радиус 30 см разряды не доходили до конца и заканчивались срывами. Анализ показал, что срывы возникают из-за массивных инжекций капель лития из диафрагмы. Наблюдение быстрой камерой показали, что инжекция капель происходит из края диафрагмы, причем при изменении направления тороидального магнитного поля инжекция капель происходит с противоположного края.

В третьей серии экспериментов проводилось измерение тока с диафрагмы на камеру. Было показано, что ток течет из плазмы на диафрагму и его величина составляла до 11А. На рис. 25 и 26 показаны снимки диафрагмы в моменты начала инжекции капель и через одну мс. при двух направлениях магнитного поля. На них также показана схема протекания тока и результирующая сила Ампера.

Хорошо видно, что капли вылетают с того края диафрагмы куда направлена сила Ампера $[j^*B]$, т.е. сила Ампера, действующая вдоль диафрагмы, создавала избыточное давления жидкого лития и приводила к выдавливанию лития на соответствующем краю диафрагмы, когда давление превышало капиллярные силы. Вылет капель происходил на стационарной части тока в завершающей стадии разряда с 600 по 900 мс.

Следует отметить, что в этих экспериментах температура диафрагмы между импульсами поддерживалась на уровне 335 °С. Прирост температуры после импульса по показаниям второй термопары составлял 69 °С. Расчеты по программе ANSYS показали, нагрев, обращенной к плазме кромки диафрагмы, в 2.85 раза больше, чем прирост температуры термопары T2, т.е. температура диафрагмы в конце импульса могла достигать 530 °С.



Рис. 25. Снимок диафрагмы в моменты начала эжекции капель и через 1 мс при направлении тороидального магнитного поля по часовой стрелке при наблюдении сверху.



Рис. 26. Снимок диафрагмы в моменты начала эжекции капель и через 1 мс при направлении тороидального магнитного поля против часовой стрелки при наблюдении сверху.

Поскольку капиллярные силы падают с ростом температуры, то, вероятно, эжекция капель происходила при достижении температуры в ходе разряда, когда капиллярные силы становились меньше давления лития из-за силы Ампера. Оценки из работы [41] показывают, что сила поверхностного натяжения снижается при росте температуры с 330 до 530 °C всего на 8%. Поэтому можно предположить, что изначально процесс находился на грани устойчивости.

Это также подтверждает тот факт, что момент эжекции капель варьировал стохастически по времени от 600 до 900 мс от разряда к разряду. Для предотвращения эффекта выброса капель необходимо либо держать уровень температуры значительно ниже 530 °C, либо секционировать капиллярную структуру в направлении действия силы Ампера. Это можно сделать, разбивая длинную капиллярную структуру на отдельные независимые секции в направлении действия силы Ампера.

Поскольку прирост давления на краях увеличивается с ростом длины структуры, то это может снизить максимальное давление лития на концах и предотвратить выброс капель. Например, на токамаке FTU [33] литиевая диафрагма имела близкую к T-10 структуру и полоидальные размеры. Однако она была разбита на три независимые секции, и вылет капель никогда не наблюдался, хотя длительность разряда и температура диафрагмы были выше, чем на T-10.

Эксперименты с глубоким вводом диафрагмы также показали сильную зависимость распыления лития от температуры взаимодействующей с диафрагмой плазмы. Так в одной из серий экспериментов



Рис. 27. Изменение характеристик плазмы после отключения газонапуска при разных радиальных положениях диафрагмы.

для контроля рециклинга плазмы проводилось отключение газонапуска на 850 мс разряда. На рис. 27 приведены результаты такого отключения при разных радиальных положениях диафрагмы.

Видно, что при введении диафрагмы вплоть до 31 см происходит быстрый распад плотности после отключения газонапуска, показанный на верхних графиках. Причем, по мере ввода свечение линии LiII не сильно растет при отключении газонапуска. Однако ситуация изменяется при вводе диафрагмы на 30 см в горячую область плазмы.

По правым графикам видно, что плотность при отключении газонапуска перестает резко спадать, и, одновременно, наблюдается сильный рост свечения линии LiII. Это позволяет заключить, что уменьшение притока рабочего газа при отключении газонапуска компенсируется сильным притоком лития. Рост распыления лития может быть связан с ростом температуры периферии плазмы при отключении клапана. Рост коэффициента распыления лития с температурой плазмы в диапазоне до 50 эВ отмечался в [30].

Этот вывод подтверждает эксперимент в разряде с включением и отключением газонапуска, приведенный на рис. 28. Видно, что свечения лития и вольфрама падают при включении газонапуска и растут при его отключении. Интересно, что свечение линий углерода и кислорода изменяются противоположным образом, и это может быть связано с тем, что их притоки зависят больше от плотности, чем температуры плазмы. Таким образом, распыление лития растет с температурой плазмы, также как и вольфрама.

С этим эффектом в значительной степени связан сильный рост концентрации лития в центральных



Рис. 28. Изменения характеристик разряда при включении и выключении газонапуска.

областях плазмы при вводе диафрагмы в область замкнутых магнитных поверхностей. Так, в работе [15] детально проанализирован баланс лития в разряде с литиевой диафрагмой на радиусе 30 см. Показано, что в этих разрядах плазма практически полностью состоит из литиевых ионов. Причем экспериментальные данные полностью подтверждаются моделированием с коэффициентами, используемыми для диффузии других примесей, т.е. перенос лития не отличается от переноса других примесей. В этой работе резкий рост концентрации лития в разряде объясняется экспоненциальным ростом притока лития и уменьшением экранировки этих потоков основной рельсовой диафрагмой.

Для анализа причин резкого роста притока лития в экспериментах с глубоким вводом диафрагмы рассмотрим эволюцию формирования плотности, показанную на рис. 29. На нем приведены средние плотности, управляющее напряжение на газовом клапане и свечение линии LiII для нескольких импульсов второй серии, показанной на рис. 19.

Импульс 71661 проведен до ввода диафрагмы. Остальные импульсы проведены с введенной на радиус 30 см диафрагмой. Газовый клапан регулировался обратной связью для поддержания средней плотности на уровне 2·10¹⁹ м⁻³, что и реализуется в импульсе без введенной диафрагмы. При этом газовый клапан лишь немного приоткрыт.

В первом импульсе с введенной диафрагмой ход плотности и газонапуск вначале разряда совпадают, однако на 500 мс начинает расти приток лития и клапан закрывается, так как плотность растет выше программы. В импульсе 71663 плотность растет медленнее, несмотря на большее открытие клапана. И в импульсе 71666 клапан открывается полностью,



Рис. 29. Эволюция во времени плотности, напряжения на клапане газонапуска и свечения линии LiII в серии разрядов с литиевой диафрагмой на радиусе 30 см.

но его производительность недостаточна, чтобы нарастить плотность. Это происходит из-за сильного падения рециклинга в результате накопления лития камере в ходе предыдущих импульсов.

Однако на 400 мс начинается приток лития, связанный с разогревом лития, и после этого плотность начинает нарастать уже из-за притока лития. Более того, на рис. 30 построена зависимость плотности в разряде 71666 от свечения линии лития. Видна практически линейная связь, начиная с плотности 0.5·10¹⁹ м⁻³, это показывает, что плотность полностью определяется притоком лития. Приведенные данные находятся в полном соответствии с утверждением о доминировании лития в плазме, сделанным в работе [15].

Основной причиной является недостаточная производительность газонапуска. В итоге газонапуск не играет роли в балансе частиц из-за резко снизившегося рециклинга и периферия плазмы остается горячей, что приводит к сильному распылению лития в силу роста температуры падающей на диафрагму плазмы, как показано ранее.

Этот эффект дополнительно увеличивает и без того высокий уровень испарения, связанный с нагревом диафрагмы в разряде. То есть для очищения плазмы и уменьшения притоков лития необходимо, во-первых, снижать температуру периферии плазмы сильным газонапуском. Если сильный поток дейтерия не приведет к значительному уменьшению температуры периферии плазмы, то необходим дополнительный напуск примесей, например неона или аргона. Во-вторых, распыление лития экспоненциально растет с ростом его температуры. Поэтому необходимо максимально снижать температуру лития эффективной системой охлаждения.



Рис. 30. Зависимость эволюции средней плотности от свечения линии LiII для разряда 71666.

В серии экспериментов с вводом диафрагмы, приведенном на правых графиках рис. 19, проводились измерения тока на диафрагму с помощью шунта. Результаты этих измерений показаны на нижнем графике рис. 31.

Видно, что после выхода тока на стационарное значение 250 кА на 400 мс разряда ток течет из плазмы на диафрагму, даже на радиусе 32 см. Это соответствует положительному потенциалу плазмы, взаимодействующей с диафрагмой. Ток растет с вводом диафрагмы с 32 см (импульс 72157) на 30 см (импульс 72158) а также с увеличением температуры диафрагмы перед разрядом с 300 °C (импульс 72158 и 72161) до 376 (импульс 72162) и 390 °C (импульс 72165) и достигает величины 11А.

Видно, что ток на диафрагму при начальной температуре 300 °С нарастает в ходе разряда, что коррелирует с нагревом диафрагмы. Это предположение подтверждается сильным увеличением тока при росте исходной температуры диафрагмы. Заметно, как сильный рост тока проходит только в начале стационара, но потом ток перестает расти и выходит на насыщение.

Подобным же образом происходит изменение свечения линии LiII, характеризующее потоки лития в разряде. Видно, при вводе диафрагмы свечение линии LiII увеличивается на 500 мс в 4 раза, но потом оно выходит на насыщение.

В следующем импульсе при той же начальной температуре насыщение достигается раньше на 500 мс и, наконец, при росте начальной температуры диафрагмы на 450 мс. Исключительно важно, что во всех случаях свечение линии LiII выходит на одинаковый максимальный уровень.



Рис. 31. Изменение во времени средней плотности, свечения линии LiII и тока на диафрагму в серии разрядов с литиевой диафрагмой на радиусе 30 см. Красная сплошная — разряд 72157, диафрагма на 32 см, начальная температура 300 °C; Черная пунктирная — разряд 72158, диафрагма на 30 см, начальная температура 300 °C; Зеленая штрих—пунктирная — разряд 72161, диафрагма на 30 см, начальная температура 300 °C; Фиолетовая короткий пунктир — разряд 72162, диафрагма на 30 см, начальная температура 376 °C; Синяя короткий штрих—пунктир — разряд 72165, диафрагма на 30 см, начальная температура 390 °C.

6000

Насыщение потоков лития с диафрагмы также прямо подтверждают наблюдения свечения литиевой диафрагмы с помощью цветной камеры. Эти результаты приведены на рис. 32 и 33. На рис. 32 показан



Рис. 32. Снимок свечения диафрагмы, наблюдаемой тангенциально высокоскоростной цветной камерой с показанными двумя линиями, по которым проводилось считывание данных.



Рис. 33. Интенсивности свечения в красной области, снятые для фото на рис. 32 вдоль красной линии. Красная сплошная — разряд 72157, диафрагма на 32 см, начальная температура 300 °C; черная пунктирная — разряд 72160, диафрагма на 30 см, начальная температура 300 °C; зеленая штрихпунктирная — разряд 72161, диафрагма на 30 см, начальная температура 300 °C; фиолетовая, короткий пунктир — разряд 72162, диафрагма на 30 см, начальная температура 376 °C; синяя короткий штрихпунктир — разряд 72165, диафрагма на 30 см, начальная температура 390 °C.

снимок свечения диафрагмы, наблюдаемой тангенциально высокоскоростной цветной камерой, в том числе две линии, по которым проводилось считывание данных. На рис. 33 данные сняты вдоль красной линии. Данные по черной линии аналогичны.

Считывание яркости проводилось в красной области (линия LiI 6105 Å) на 740 мс разряда, когда свечение линии LiII во всех разрядах выходит на насыщение. Свечение в разряде 72158 не приведено, так как экспозиция была слишком большая и сигналы были в насыщении. Видно, свечение в разрядах с введенной диафрагмой слабо меняется от разряда 72161 к 72162 и 72165, несмотря на увеличение исходной температуры.

Поскольку свечение линии LiI при постоянных потоках плазмы экспоненциально зависит от температуры (см. рис. 12), можно утверждать, что происходит эффект термостабилизации температуры диафрагмы испаряющимся литием. Этот эффект наблюдался также в экспериментах на токамаке FTU [33] при достижении температуры поверхности 450 °C.

В эксперименте на T-10 величину максимальной температуры можно оценить из измерения прироста температуры термопары T2. Так, при начальной температуре в импульсе 72158 298 °C, прирост составил 73 °C. Расчеты по программе ANSYS показали, прирост температуры на поверхности диафрагмы при отсутствии эффекта термостабилизации должен быть в 2.85 раз больше. Таким образом, верхняя оценка температуры термостабилизации составляет 506 °C. Эта оценка близка к полученной на FTU [33] 450 °C.

В предположении, что в импульсе 72158 максимальная температура составила 506 °С и потоки лития растут в соответствии с экспериментальными данными, приведенными в [31] и подтвержденными в эксперименте на T-10 (см. рис. 12), можно восстановить эволюцию температуры в импульсах этой серии.

При восстановлении предполагалось, максимальная интенсивность свечения линии LiI в импульсе 72158 соответствует 506 °С. Временной ход температуры в остальных импульсах пересчитывался из интенсивности линии LiI в соответствии с графиком, приведенным на рис. 12. Оцененная таким образом температура показана на рис. 34.

Хорошо видно, что температура выходит на насыщение тем раньше, чем выше исходная температура нагрева перед разрядом. Следует отметить: оценка максимальной температуры в импульсе 72158 сделана в предположении отсутствия снижения потока тепла в этом импульсе из-за эффекта термостабилизации. Однако видно, что уже на 650 мс свечение лития выходит на максимальное значение, т.е. эффект имел место, и оцененная в 506 °С температура должна быть завышена, поэтому оценка границы начала сильного испарения лития на FTU в 450 °С представляется более реальной.



Рис. 34. Рассчитанные изменения во времени температуры литиевой диафрагмы в серии импульсов с диафрагмой на радиусе 30 см. Красные кружки — разряд 72158, диафрагма на 30 см, начальная температура 300 °C; фиолетовые треугольники — разряд 72161, диафрагма на 30 см, начальная температура 300 °C; синие звездочки — разряд 72162, диафрагма на 30 см, начальная температура 376 °C; черные квадраты — разряд 72165, диафрагма на 30 см, начальная температура 390 °C.

Эффект термостабилизации диафрагмы интенсивным испарением лития также проявляется в уменьшении прироста температуры термопары T2 при повышении исходной температуры диафрагмы перед импульсом, показанный на рис. 35.

Видно, что с увеличением исходной температуры с 298 до 390 °С нагрев диафрагмы падает в 1.5 раза. Таким образом, при соблюдении условия полной пропитки капиллярной структуры литием, при глубоком вводе диафрагмы получались разряды с полным доминированием лития в примесном составе. Это



Рис. 35. Нагрев диафрагмы в разряде по термопаре Т2 при изменении исходной температуры.

дало возможность оценить максимальные полные радиационные потери в случае чисто литиевой плазмы.

На рис. 36 приведены профили хордовых сигналов пироэлектрических болометров и полупроводниковых датчиков AXUV для разряда с доминированием лития. Видно, сигналы AXUV мало меняются по хордам, в то время как сигналы болометра скинированы.

Это различие объясняется тем, что их поверхность после долгой работы в T-10 покрыта напыленным слоем и нечувствительна к мягкой области спектра, в которой идет основное излучение легких примесей плазмы и лития на периферии. Поэтому AXUV чувствительны к радиации тяжелых примесей и, частично, к легким примесям. AXUV также нечувствителен к потерям с быстрыми нейтралами перезарядки.

В то же время болометр чувствителен ко всему спектру. Поэтому разность сигналов двух диагностик может дать верхнюю границу радиационных потерь чисто литиевой плазмы. Однако при вычитании следует учесть, что напыленный слой также ослабляет чувствительность AXUV к потерям на тяжелых примесях. Это ослабление можно получить в разряде 71474 с накоплением вольфрама, показанным на рис. 20.

Найденный таким образом коэффициент составляет 0.65. Полученный таким образом разностный профиль потерь показан на рис. 36, при этом верхняя граница потерь на литии с учетом перезарядки составляет 56 кВт, что близко к сумме радиационных потерь лития и перезарядки PlossLi + Plosscharge exchange = 56—59 кВт, полученным в работе [15].

Таким же образом был проанализирован другой разряд из этой серии. В этом случае значение суммы радиационных потерь и перезарядки составили 55.1 кВт. С учетом того, что расчетные потери с нейтралами перезарядки [15] составляют 12—15 кВт, радиационные потери на литии даже в разрядах с его доминированием составляют 40—44 кВт, и это совпадает с расчетами в работе [15] и соответствуют только 20% от омического нагрева, а в случае чистых разрядов с малой концентрации лития будут пренебрежимо малы. При этом приток лития составляя 2.8 \cdot 10²⁰ c⁻¹ [15].

Таким образом, "радиационная цена" одного входящего атома лития составляет 0.94 кэВ/атом. Эта величина может служить оценкой радиационных потерь при известном притоке лития в плазму. Близкая величина 0.8—1 кэВ/атом оценена экспериментально на T-11M [42]. Там же дана теоретическая оценка 1—2 кэВ/атом.

4. ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА ПРИ РАБОТЕ С ЛИТИЕВОЙ ДИАФРАГМОЙ В SOL

Как показано ранее, длительная работа с литиевой диафрагмой в SOL приводит к очищению плазмы. Характеристики таких разрядов детально рассмотрены в [15]. При этом несколько снижается центральная электронная температура при небольшом росте периферийной. Однако энергетическое время, показанное на рис. 37, остается неизменным при малых плотностях из-за сильного падения омической мощности.



Рис. 36. Профили хордовых сигналов пироэлектрических болометров и полупроводниковых датчиков AXUV для разряда 71673 с доминированием лития. Прямоугольники — данные пироэлектрического болометра, кружки — данные AXUV (увеличенные в 1,54 раза), звездочки—разность между ними.

Тредел Гринвальда 90 80 70 60 τ_E, MC 50 40 30 20 10 0 2 3 4 5 6 7 8 0 1 Средняя плотность × 10¹⁹м⁻³

Рис. 37. Сравнение зависимостей от плотности времен удержания энергии при работе T-10 с углеродной, вольфрамовой и литиевой диафрагмами. Кружки данные с литиизацией, треугольники — предыдущие данные с графитовыми диафрагмами без лития, звездочка — с вольфрамовыми диафрагмами без лития.

В чистых условиях удается значительно продвинуться в область больших плотностей вплоть до 0.8 от предела Гринвальда. При этом энергетическое время значительно возрастает при работе в режимах Improved Ohmic Confinement (IOC).

На рис. 38 показано сравнение максимальных получаемых плотностей при работе с графитовыми, вольфрамовыми и литиевой диафрагмами для различных токов. Данные для графитовых диафрагм взяты из работы [43]. Они были получены в насыщенных режимах Saturated Ohmic Conefinement (SOC) при больших плотностях. Видно, что применение литиевой диафрагмы обеспечивает получение больших плотностей. При токе 150 кА удается достичь предела Гринвальда, но при больших токах этого не удается сделать. Следует отметить, что приведенные изменения характеристик разряда являются типичными для чистых разрядов и не определяются присутствием лития.



Рис. 38. Зависимости от тока разряда максимально достижимых плотностей в омических разрядах при работе T-10 с диафрагмами: углеродной — синие треугольники, вольфрамовой — фиолетовые звездочки и литиевой — красные кружки.

5. ВЫВОДЫ И РЕКОМЕНДАЦИИ

Эксперименты с литием на T-10 проведены как с графитовыми диафрагмами, так и с вольфрамовыми. В обоих случаях распыление лития в районе расположения диафрагм значительно снижает рециклинг дейтерия и уровень примесей в разрядах. Значительное увеличение рециклинга наблюдается через пять импульсов после распыления лития.

В последующих импульсах рециклинг повышается, но эффект литиизации сохраняется через 25 разрядов. Уменьшение уровня примесей в хороших вакуумных условиях (типично $2 \cdot 10^{-5}$ Па) определяется накоплением лития в течение экспериментальной кампании и сохраняется через 150—300 импульсов после прекращения работы с литием.

В плохих вакуумных условиях при вакууме хуже 7·10⁻⁵ Па улучшение проходит в течение эксперимента, и эффект исчезает уже на следующий день после проведения подготовки камеры тейлоровскими разрядами. Таким образом, при работе с литием необходимо обеспечивать хороший уровень вакуума, так как в противном случае происходит отравление лития.

Проведенные эксперименты с очисткой лития в гелиевом тлеющим разряде не приводят к восстановлению сорбирующих свойств металла.

Ввод литиевого элемента с капиллярной пористой структурой при его плохом закреплении приводит к разбрызгиванию лития. Поэтому литиевый элемент необходимо хорошо закреплять.

После длительного нахождения литиевой диафрагмы на основе капиллярной структуры на атмосфере при ее постановке в установку необходимо проводить ее очищение от образовавшихся окислов. В экспериментах на T-10 очистка проводилась путем введения капиллярной структуры в тейлоровский разряд с нагревом до 550 °C. При этом желательно контролировать восстановление полной пропитки литием всей поверхности диафрагмы, например по коэффициенту отражения.

Ввод литиевой диафрагмы в область SOL приводит к росту потоков лития и его накоплению в камере. В результате происходит значительное уменьшение уровня примесей и приближение эффективного заряда к единице. Эффект очищения плазмы от легких примесей связан, главным образом, с сорбирующими свойствами интегрально накопленного лития, аналогичный с первыми экспериментами по напылению лития.

Напыление лития до эксперимента снижает поступление вольфрама на несколько импульсов, однако не предотвращает его поступления в разряд на длительный период. При этом снижение уровня вольфрама в плазме связано с меньшей эффективностью распыления вольфрама чистой дейтериевой плазмой и уменьшением неоклассического эффекта и накопления в центре, но не образованием защитного литиевого слоя на поверхности вольфрама.

Несмотря на сильное влияние на примеси, концентрация лития в центральных областях остается меньше одного процента. Это объясняется сильной экранировкой потока лития основными диафрагмами. Таким образом, использование литиевой диафрагмы в области SOL эффективно для получения чистых разрядов с низким рециклингом. Эксперименты с глубоким вводом в область замкнутых магнитных поверхностей показали надежную работу литиевой капиллярной структуры при продольных тепловых потоках плазмы до 3.6 MBt/м².

Показано, что при условии хорошей пропитки литием ввод диафрагмы приводит к очищению плазмы от примесей в соответствии с накоплением депозита лития, аналогичным экспериментам с распылением лития и вводом диафрагмы в SOL плазмы.

Однако в ряде экспериментов наблюдался сильный рост болометрических потерь и напряжения обхода при уменьшении уровня легких примесей. При этом радиационные потери, характерные для вольфрама, максимальны в центральных областях шнура. Это приводит к формированию проваленного в центре профиля электронной температуры.

Такие явления происходят из-за распыления вольфрамовой основы капиллярной структуры при плохой пропитке ее литием. Таким образом, можно сделать важный вывод, капиллярная литиевая структура может эффективно работать при больших потоках тепла из плазмы, однако для предотвращения распыления вольфрама должна быть обеспечена полная пропитка капиллярной структуры литием. При этом желательно контролировать восстановление полной пропитки литием всей поверхности диафрагмы, например, по коэффициенту отражения.

В условиях хорошей пропитки литием капиллярной структуры при вводе диафрагмы в горячую область плазмы в отдельных экспериментах разряды заканчивались срывами из-за массивных инжекций капель лития из диафрагмы. Показано, что вылет капель связан с выдавливанием лития из-за сил Ампера при протекании тока на диафрагму из плазмы в магнитном поле. Для предотвращения эффекта выброса капель необходимо держать уровень температуры значительно ниже 450 °C, а также секционировать капиллярную структуру в направлении действия силы Ампера.

Эксперименты с глубоким вводом диафрагмы также показали сильную зависимость распыления лития от температуры взаимодействующей с диафрагмой плазмы, т.е., для уменьшения притока лития необходимо снижать температуру периферии плазмы сильным газонапуском. Если сильный поток дейтерия не приведет к значительному уменьшению температуры периферии плазмы, то необходим дополнительный напуск примесей, например, неона или аргона. Кроме того, поскольку испарение лития экспоненциально растет с ростом его температуры, необходимо максимально снижать температуру лития эффективной системой охлаждения.

Эксперименты показали, что при больших потоках тепла на литиевую диафрагму происходит эффект термостабилизации диафрагмы испаряющимся литием. Безусловно, температура возникновения этого эффекта должна зависеть от величины теплового потока. Оценки показали, на T-10 он наблюдался при достижении температуры лития порядка 500 °C. Однако более реальна оценка в 450 °C, сделанная в экспериментах на токамаке FTU.

Введение диафрагмы до замкнутых магнитных поверхностей вызывало сильный нагрев и испарение лития. При этом максимальный уровень газонапуска оказывался недостаточным для поддержания плотности в разряде и охлаждения периферии из-за сильного падения рециклинга. В итоге возросшие потоки лития приводили к практически полностью литиевой плазме.

Полученные на T-10 разряды с полным доминированием лития в примесном составе дали возможность оценить максимальные полные радиационные потери в случае чисто литиевой плазмы. Показано, что радиационные потери на литии даже в разрядах с его полным доминированием составляют 40—44 кВт, это соответствует только 20% от омического нагрева, а в случае чистых разрядов с малой концентрацией лития будут пренебрежимо малы. При этом "радиационная цена" одного входящего атома лития составляла 0.94 кэВ/атом.

Следует особо отметить: моделирование диффузии лития в работе [15] показало, что в шнуре плазмы она ничем не отличается от всех остальных ионов плазмы. При моделировании была получена величина радиационных потерь 44 кВт, что полностью совпадает с экспериментальной оценкой, т.е. расчеты подтвердили низкую излучательную способность лития.

В чистых режимах, полученных при работе с литием, несколько снижается центральная электронная температура при небольшом росте периферийной. Однако энергетическое время остается неизменным при малых плотностях из-за сильного падения омической мощности. Но при этом удается значительно продвинуться в область больших плотностей вплоть до 0.8 от предела Гринвальда. Следует отметить, приведенные изменения характеристик разряда являются типичными для чистых разрядов, и не определяются присутствием лития.

Проведенные на T-10 эксперименты с литиевыми капиллярно-пористыми структурами показали их высокую эффективность в получении чистой плазмы с низким рециклингом при размещении в SOL плазмы.

В работе [29] была предложена возможная схема использования таких структур в реакторных токамаках, основанная на концепции замкнутого контура циркуляции литиевых потоков [16]. В этой схеме одна структура, глубоко введенная в SOL, эмитирует литий в плазму, тогда как другая, расположенная в периферийной области SOL, используется как коллектор потоков лития. Такая схема должна быть эффективна в получении плазмы с низким содержанием примесей и лития. Однако результаты экспериментов на T-10 показали, хотя в ней и возможно снизить приток вольфрама с диверторных пластин, но полностью его устранить нельзя. Поэтому для полного устранения притока тяжелых примесей необходимо использовать литиевые капиллярно-пористые структуры непосредственно в качестве диверторных пластин. Для этого должны быть разработаны литиевые капиллярные структуры с эффективным охлаждением на уровни мощности порядка 10 МВт/м².

Необходимо также экспериментально показать, что потоки лития в диверторной конфигурации не приводят к высокой концентрации лития в плазме, в отличие от лимитерной. В настоящее время разработаны и должны быть испытаны на стендах литиевые капиллярно-пористые структуры с молибденовыми сетками для диверторных пластин на потоки тепла до 5 MBt/м². Планируется их модернизация с вольфрамовым войлоком на большие потоки тепла. Разработанные структуры предполагается использовать в экспериментах на диверторном токамаке T-15MД.

Авторы выражают благодарность техническому персоналу установки "Токамак-10" за обеспечение надежной работы установки, монтаж литиевых элементов на установке и обеспечение их вакуумными и электрическими системами. Проведение экспериментов было бы невозможно без организации разрядов группой ведущих экспериментаторов. В обработке экспериментов авторы использовали данные диагностического комплекса Т-10. Особая благодарность И.А. Земцову за предоставление данных видеокамеры о свечении диафрагмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Mirnov S. V. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 015001.
- Kikuchi M., Takizuka T., Medvedev S., Ando T., Chen D., Li J. X., Austin M., Sauter O., Villard L., Merle A., Fontana M., Kishimoto Y., and Imadera K. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 056017. https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab076d
- Kuteev B. V., Sergeev V. Yu. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 046017. https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab713e
- Winter J. // Journal of Nuclear Materials. 1987. V. 145– 147. 2. P. 131.
- Samm U., Bogen P., Esser G., Hey J. D., Hintz E., Huber A., K.nen L., Lie Y. T., Mertens Ph., Philipps V., Pospieszcyk A., Rusbüldt D., Seggern J. V., Schorn R. P., Schweer B., et al // Journal of Nuclear Materials. 1995. V. 220–222. 4. P. 25.

- Waelbroeck F., Winter J., Esser G., Giesen B., Konen L., Philipps V., Samm U., Schluter J., Weinhold P., the TEX-TOR Team, and Banno T. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1989. V. 31. 2. P. 185.
- Badger B., Abdou M.A., Boom R. W., Cheng E. T., et al. // Preprint Fusion Technology Institute, Wisconsin, USA. UWFDM-68. 1973. November 20.
- Mirnov S. V., Demianenko V. N., Muraviev E. V. // J. Nucl. Mater. 1992. V. 196–198. P. 45.
- 9. Majeski R. Doerner, Gray T., Kaita R., Maingi R., Mansfield D. // Phys. Rev. Lett. 2006. 97 075002.
- Evtikhin V.A, Vertkov A. V., Lyublinski I. E., Khripunov B. I., Petrov V. B., Mirnov S. V. // J. Nucl. Mater. 2002. V. 307–311. P. 1664.
- 11. Mirnov S. V., Azizov E. A., Evtikhin V. A., Lazarev V. B., Lyublinski I. E., Vertkov A. V., Prokhorov D. Y. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. 821.
- Apicella M. L., Apruzzese G., Mazzitelli G., Ridolfini V.P, Alekseyev A.G, Lazarev V.B, Mirnov S. V., Zagórski R. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 54. P. 035001.
- 13. Tabares F, Oyarzabal E., Martin-Rojo A.B., Tafalla D., de Castro A., Soleto A. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 1142.
- Pucella G., Alessi E., Angelini B., Apicella M. L., Apruzzese G., Artaserse G., Baiocchi B., Belli F., Bin W., Bombarda F., Boncagni L., Botrugno A., Briguglio S., Bruschi A., Buratti P., et al // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 112015.
- Krupin V.A., Klyuchnikov L.A, Nurgaliev M. R., Nemets A. R., Zemtsov I.A., Dnestrovskiy A. Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025019.
- Mirnov S. V., Azizov E. A., Alekseev A. G., Vertkov A. V., Lazarev V. B., Lyublinski I. E., Khayrutdinov R. R., Vershkov V.A. // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. P. 073044.
- 17. Mirnov S. V., Azizov E. A., Evtikhin V. A., Lazarev V. B., Lyubliski I. E., Vertkov A. V., Prokhorov D. Yu. // Plasma Phys. Control. Fus. 2006. V. 48. P. 823.
- Mazzitelli G., et al. // Proceedings of the 21-st IAEA Conference, Chengdy (2006) IAEA-CN-149, CD-ROM file, EX/P4-16.
- Mirnov S. V., Lazarev V. B. // J. Nucl. Mat. 2011. V. 415. P. S417.
- Vlases G., Gruber O., Kaufmann M., Bochl K., Haas G., Jilge W., Lang R. S., Mertens V., Sandmann W., and Asdex Team // Nucl. Fusion. 1987. V. 27. P. 351.
- 21. Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Subbotin G.F., Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., et al. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55.
- 22. Кулешин Э. О., Вуколов Д. К., Вершков В. А., Медведев А. А. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2012. Вып. 4. С. 86.
- 23. Земцов И.А., Крупин В.А., Нургалиев М. Р., Ключников Л.А., Немец А. Р. и др. // XLVII Междунар. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС. Март 2020 г.
- 24. Apicella M. L., Lazarev V., Lyublinski I., Mazzitelli G., Mirnov S., Vertkov A. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 386. P. 821.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

- 25. Bell M. G., Kugel H.W., Kaita R., Zakharov L.E., Shneider H., LeBlanc B. P., Mansfield D., Bell R. E., Maingi R., Ding S., Kaye S. M., Paul S. F., Gerhardt S. P., Canik J. M., Hosea J. C., et al // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2009. V. 51. P. 124054.
- 26. Sun Z., Hu J. S., Zuo G. Z., Ren J., Cao B., Li J. G., Mansfield D. K., and the EAST Team // Fusion Engineering and Design. 2014. V. 89. P. 2886.
- Puiatti M. E., Spizzo G., Auriemma F., Carraro L., Cavazzana R., De Masi G., Gobbin M., Innocente P., Predebon I., Scarin P., Agostini M., Canton A., Dal Bello S., Fassina A., Franz P., et al., // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. P. 073001.
- 28. Lyublinski I. E., Vertkov A. V., Zharkov M. Yu., Mirnov S. V., Vershkov V.A. // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2016. V. 130. P. 012019.
- 29. Vershkov V. A., Sarychev D. V., Notkin G. E., Shelukhin D. A., Buldakov M. A. et al. // Nucl. Fusion. 2017.
 V. 57. P. 102017. https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6b0e
- Allain J. P., Whyte D. G., and Brooks J. N. // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 655.
- 31. *Lyublinski I. E., Vertkov A. V., Evtikhin V. A.* // Plasma Devices and Operations. 2009. V. 17. № 1. P. 42. https://doi.org/10.1080/10519990802703277
- 32. Krupin V.A., Nurgaliev M. R., Klyuchnikov L.A., Nemets A. R. et al // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 066041.
- 33. Mazzitelli G., Apicella M. L., Frigione D., Maddaluno G., Marinucci M., Mazzotta C., Pericoli Ridolfini V., Romanelli M., Szepesi G., Tudisco O., and FTU Team // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 073006, https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/7/073006
- 34. Zuo G. Z., Li C. L., Maingi R., Meng X. C., Sun Z., Xu W., Qian Y. Z., Huang M., Tang Z. L., Zhang D. H., Zhang L., Chen Y. J., Mao S. T., Wang Y. M., Zhao H. L., et al // Physics of Plasmas. 2020. V. 27. P. 052506.

- 35. Zuo G. Z., Ren J., Hu J. S., Sun Z., Yang Q. X., Li J. G., Zakharov L. E., Ruzic D. N., and the HT-7 Team // Fusion Engineering and Design. 2014. V. 89. P. 2845.
- 36. Osborne T. H., Jackson G. L., Yan Z., Maingi R., Mansfield D.K., Grierson B. A., Chrobak C. P., McLean A. G., Allen S. L., Battaglia D. J., Briesemeister A. R., Fenstermacher M. E., McKee G. R., Snyder P. B., and the DIII-D Team // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 063018.
- Skokov V. G., Sergeev V. Yu., Bykov A. S., Krylov S. V., Kuteev B. V., Timokhin V. M., and Wagner F. // Fusion Engineering and Design. 2014. V. 89. P. 2816.
- Mansfield D. K., Roquemore A. L., Schneider H., Timberlake J., Kugel H., Bell M. G., and the NSTX Research Team, Fusion // Fusion Engineering and Design. 2010. V. 85. P. 890.
- 39. Sun Z., Maingia R., Hu J. S., Xu W., Zuo G. Z., Yu Y. W., Wu C. R., Huang M., Meng X. C., Zhang L., Wang L., Mao S. T., Ding F., Mansfield D. K., Canikd J., Lunsford R., Bortolon A., Gong X. Z. EAST Team // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 19. P. 124.
- 40. Васина Я. А., Джурик А. С., Пришвицын А. С., Мирнов С. В., Лазарев В. Б. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. Вып. 3. С. 47.
- 41. Люблинский И.Е., Вертков А.В., Евтихин В.А. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2007. Вып. 4. С. 13.
- 42. Mirnov S. V., Belov A. M., Djigailo N. T., Kostina A. N., Lazarev V. B., Lyublinski I. E., Nesterenko V. M., and Vertkov A. V. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438, Supplement. V. 7. P. S224.

https://doi.org/10.1016/J.JNUCMAT.2013.01.032

 Esipchuk Yu.V., Kirneva N.A., Borshagovskij A.A., Chistyakov V. V., Denisov V. Ph., Dremin M. M., Gorbunov E. P., Grashin S. A., Kalupin D. V., Khimchenko L. N., Khramenkov A. V., Kirnev G. S., Krilov S. V., Krupin V. A., Myalton T. B., et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2003. V. 45. P. 793.

Use of Lithium Capillary Structures in Ohmic Discharges of T-10 Tokamak

© 2024 V.A. Vershkov^{a,*}, D.V. Sarychev^a, D.A. Shelukhin^a, A.R. Nemets^a, S.V. Mirnov^b, I. E. Lyublinski^c, A. V. Vertkov^c, M. Yu. Zharkov^c

^a National Research Center "Kurchatov Institute," Moscow, 123182, Russia ^b Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow, 142190, Russia ^c Dollezhal Research and Development Institute of Power Engineering, Moscow, 107140, Russia * e-mail: V. Vershkov@fc.iterru.ru

The results of experiments at the T-10 tokamak using lithium capillary-porous structures are presented. It is shown that lithium sputtering under conditions of graphite diaphragms can significantly reduce deuterium recycling and the level of impurities in the plasma. At the same time, recycling increases significantly five discharges after the start of the day of the experiment, and the effect of reducing the level of impurities persists for 150–300 discharges. The results of using a capillary-porous structure with lithium filling as a movable rail diaphragm in the T-10 configuration with tungsten main diaphragms are presented. The introduction of a lithium diaphragm into the SOL region makes it possible to reduce recycling and obtain discharges with an effective plasma charge approaching unity. In this case, the effect increases as the lithium sputtered in the chamber is accumulated. It is shown experimentally that a capillary-porous structure with lithium filling can be used as a main diaphragm with longitudinal plasma heat fluxes up to 3.6 MW/m^2 . However, a necessary condition is the complete impregnation of the porous structure with lithium and the prevention of extrusion of lithium into the discharge as a result of the interaction of the current flowing to the diaphragm with the toroidal magnetic field. Experiments have shown that to obtain discharges with a small lithium admixture, a strong gas injection of deuterium or impurity is required to reduce the temperature of the plasma periphery and effective cooling of the diaphragm below 450 ŰC. Otherwise, the diaphragm transfers into a strong evaporation mode with high lithium flows, which lead to a significant increase in the lithium concentration in the plasma. Strong evaporation reduces the heat inflow and stabilizes the diaphragm temperature.

Keywords: plasma-wall interaction, wall material, capillary porous structure, lithium

=ТОКАМАКИ=

УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ *Т*_a И *п*_a В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ "ГЛОБУС-М2" МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ © 2024 г. Н.С. Жильцов^{а,*}, Г.С. Курскиев^а, В.А. Соловей^b, Е.Е. Ткаченко^а, С.Ю. Толстяков^а, И. М. Балаченков^а, Н. Н. Бахарев^а, В. И. Варфоломеев^а, А. В. Воронин^а, В. К. Гусев^а, В.А. Горяинов^а, В.В. Дьяченко^а, Н.В. Ермаков^а, А.А. Кавин^с, Е.О. Киселёв^а, А.Н. Коновалов^а, С.В. Крикунов^а, В.Б. Минаев^а, А.Б. Минеев^с, И.В. Мирошников^а, Е.Е. Мухин^а, А.Н. Новохацкий^а, М.И. Патров^а, Ю.В. Петров^а, А.М. Пономаренко^d, Н.В. Сахаров^а, О. М. Скрекель^а, В. В. Солоха^а, А. Ю. Тельнова^а, В. А. Токарев^а, Е. А. Тюхменева^а, С.В. Филиппов^а, Н.А. Хромов^а, П.Б. Щёголев^а, К.Д. Шулятьев^а, А.Ю. Яшин^а ^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия ^b НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ, Ленинградская обл., Гатчина, Россия ^с ЗАО НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия ^d Политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия * e-mail: nikita.zh@mail.ioffe.ru Поступила в редакцию 01.12.2023 г.

После доработки 25.12.2023 г. Принята к публикации 28.12.2023 г.

Приведены результаты измерений пространственных распределений температуры и концентрации электронов в плазме токамака "Глобус-М2" с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Диагностика обеспечивает измерения на протяжении всего разряда токамака, начиная с момента пробоя газа. Продемонстрирован анализ данных томсоновского рассеяния для определения положения последней замкнутой магнитной поверхности, магнитной оси плазмы и радиуса инверсии при пилообразных колебаниях. Приведены измерения во время внутреннего перезамыкания магнитных силовых линий и динамика пространственных распределений температуры, концентрации и давления электронов во время перехода плазмы в режим улучшенного удержания. Показаны измерения распределения температуры электронов диагностикой томсоновского рассеяния в обдирочном слое до 4 см за последней замкнутой магнитной поверхностью.

Ключевые слова: диагностика, высокотемпературная плазма, томсоновское рассеяние, токамак **DOI:** 10.31857/S0367292124030027, **EDN:** RGIVDB

1. ВВЕДЕНИЕ

Информация о пространственном распределении температуры T_e и концентрации n_e электронов необходима для исследования удержания плазмы в замкнутых магнитных ловушках. Для сферического токамака единственным достоверным методом измерения T_e и n_e является диагностика томсоновского рассеяния (TP) лазерного излучения. Метод основан на упругом рассеянии лазерного излучения на свободных электронах, при котором допплеровское уширение рассеянного спектра несёт информацию о T_e , а интенсивность рассеянного излучения пропорциональна n_e [1—3].

Основная сложность метода заключается в малой величине сечения $TP \approx 6,65 \cdot 10^{-29} \, \text{м}^{-2}$ одновременно с интенсивным фоновым излучением самой плазмы. Для увеличения отношения полезного сигнала к на-

копленному шуму от фоновой засветки применяют зондирование короткими (порядка 10 нс) импульсами с высокой энергией (порядка 1 Дж).

На токамаке "Глобус-М2" [1] диагностика томсоновского рассеяния [5, 6] — один из основных инструментов оперативного контроля состояния плазмы. Измерения диагностики ТР проводятся вдоль хорды зондирования в экваториальной плоскости [2]. Сигналы ТР регистрируются одновременно в 10 участках хорды зондирования. Они расположены от магнитной оси плазмы до последней замкнутой поверхности на стороне слабого магнитного поля.

С июня 2022 г. начаты регулярные измерения методом ТР параметров плазмы в дополнительной точке на стороне сильного магнитного поля (High Field Side — HFS). Пространственное разрешение диагностики ТР на токамаке "Глобус-М2" изменяется от 16 мм вблизи магнитной оси до 20 мм на стороне слабого поля (Low Field Side — LFS). Для двух крайних точек около последней замкнутой магнитной поверхности на LFS пространственное разрешение улучшено до 10 мм. Длительность зондирующего импульса диагностики TP составляет 10 нс на половине высоты, что определяет высокое временное разрешение.

Зондирующий лазер работает в стационарном режиме с частотой следования импульсов 330 Гц, что позволяет проводить измерения ТР на протяжении всего разряда токамака с периодом 3,03 мс. Данные диагностики ТР обрабатываются в режиме реального времени и поступают в систему управления токамаком с задержкой около 2 мс относительно зондирующего импульса [3].

Работа состоит из 5 разделов, включая разд. 1 — введение. В разд. 2 рассмотрена типичная динамика пространственных распределений $T_e(R)$ и $n_e(R)$ в разряде токамака "Глобус-М2". Далее, в разд. 3, рассматриваются особенности $T_e(R)$ и $n_e(R)$ во время перехода в режим улучшенного удержания, а также представлены измерения $T_e(R)$ методом ТР в обдирочном слое. Раздел 4 содержит оценку положения плазмы по данным диагностики ТР и результаты совместного анализа данных магнитной диагностики и ТР. В разд. 5 приводится сравнительный анализ энергозапаса плазмы в режимах омического нагрева и с дополнительным нагревом нейтральной инжекцией. В заключительном разделе содержатся выводы из представленной работы.

2. ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА "ГЛОБУС-М2"

На рис. 1 приведены осциллограммы основных параметров разряда № 41114 токамака "Глобус-М2" с нейтральной инжекцией (Neutral Beam Injection — NBI) на стадии роста тока (рис. 1а). На рис. 16 приведена осциллограмма интенсивности мягкого рентгеновского излучения (Soft X-Ray — SXR), хорда наблюдения детектора лежит близко к экваториальной плоскости и проходит через магнитную ось плазменного шнура.

Интенсивность SXR связана с n_e и T_e в центральной области [4], которой соответствуют измерения диагностики TP в точке с R = 41 см (рис. 1в). На стадии роста тока до 185 мс сигнал SXR монотонно растёт, концентрация в центре линейно увеличивается и профиль плотности обостряется.

На рис. 2 приведён пример динамики пространственного распределения $T_e(R)$ и $n_e(R)$ на начальной стадии рассматриваемого разряда токамака, где R большой радиус. Пробой газа происходит на 110-й мс программы разряда. Диагностика ТР позволяет проводить достоверные измерения пространственного распределения концентрации $n_e(R)$ при $I_p = 11$ кА на ранней стадии разряда плазмы.



тороидальном магнитном поле $B_T = 0.8$ Tл, рабочий газ — дейтерий: а) ток плазмы, оранжевым выделено время работы инжектора атомов водорода с энергией $E_{NBI} = 45$ кэВ и мощностью $P_{NBI} = 0.75$ MBr; б) сигнал мягкого рентгеновского излучения по левой шкале, детектором служит фотодиод за фильтром из бериллиевой фольги толщиной 50 мкм. Интенсивность излучения линии D_{α} по правой; в) локальная концентрация электронов, большой радиус точки измерения приведён в легенде справа; г) температура электронов.

На начальной стадии основная доля тока плазмы протекает по периферийному слою [5]. Соответственно омический нагрев локализован на периферии, максимум $T_e(R)$ — не на магнитной оси. На 130-й мс разряда начата инжекция пучка атомов [6] в плазму токамака, которая приводит к росту n_e и дополнительному нагреву электронов пучком. По мере диффузии тока плазмы к центру увеличивается $T_e^{\rho=0}$, где $\rho=0$ — обозначение магнитной оси плазмы. Увеличение градиентов $T_e(R)$ и $n_e(R)$ говорит об улучшении удержания тепла и частиц.

Пространственное распределение $n_e(R)$ монотонно меняется от магнитной оси до периферии. Однако распределение $T_e(R)$ уплощено в центральной части плазменного шнура ($R \le 50$ см, $r/a \le 0.45$, где r — малый радиус точки измерения, a — малый радиус плазменного шнура). Это свидетельствует об ухудшении удержания тепла в центральной части ещё до развития пилообразных колебаний плазмы [7].



Рис. 2. Динамика пространственных распределений температуры (*слева*) и концентрации (*справа*) электронов на стадии роста тока в разряде № 41114 токамака "Глобус-М2". Цветом обозначены разные моменты зондирования плазмы лазером диагностики томсоновского рассеяния: более ранние ближе к фиолетовому, поздние — к красному.

На 185-й мс происходит резкое падение интенсивности сигнала SXR (рис. 1) и величины центральной n_e , начинаются пилообразные колебания. Начало пилообразных колебаний вызвано появлением в плазме резонансной поверхности q = 1 [8], наличие которой может приводить к развитию кинк-неустойчивости. Срывы пилообразных колебаний сопровождаются вспышками интенсивности излучения линии D_{α} (рис. 16), свидетельствующими о возникновении краевых неустойчивостей [9].

При возникновении пилообразных колебаний происходит резкое снижение $n_e^{\rho=0}$, уплощение распределения $n_e(R)$ и падение сигнала SXR. Последующий разброс n_e в центральной области обусловлен пилообразными колебаниями. Период пилообразных колебаний около 4.2 мс близок к периоду измерения диагностики TP = 3.03 мс, что приводит к стробоскопическому эффекту на данных диагностики TP и затрудняет их анализ. Пилообразные колебания модулируют значения локальной T_e (рис. 1в) во всём объёме плазменного шнура. Внутри области с $R \le 50$ см колебания T_e совпадают по фазе с колебаниями сигнала SXR из центральной области, для наружной области с $R \ge 55$ см колебания T_e происходят в противофазе. Перемешивание в центральной области во время пилообразных колебаний приводит к уширению пространственного распределения T_e . Отношение центральной температуры к средней по объёму $T_e^{\rho=0} / < T_e >$ до начала пилообразных колебаний (173,5 мс) составляет 2.2, во время колебаний (194,8 мс) снижается до значения 1.7.

На рис. 3 детально рассмотрен стационарный участок разряда № 41114, на котором происходят пилообразные колебания. Измерения диагностики ТР попадают на разные фазы колебания, моменты зондирования и фазы пилообразных колебаний показаны на рис. За. Между этими моментами динамика $T_e^{\rho=0}$ (рис. 3б) дополнена при помощи совместного анализа измерений SXR спектрометра и данных диагностики ТР [4]. Температура в центральной области линейно возрастает между срывами пилообразного колебания. Для анализа пространственных распределений $T_e(R)$ и $n_e(R)$ во время пилообразных колебаний измерения разделены на две группы: до срыва пилообразного колебания (синие) и после (красные).

Распределение $T_e(R)$ на одинаковой фазе колебания хорошо воспроизводится в пределах оценки погрешности измерения (рис. 3в). Перед срывом температура электронов в центральной области возрастает, распределение $T_e(R)$ обостряется. В момент срыва пилообразного колебания происходит нарушение вложенной структуры магнитных поверхностей в центре и перенос частиц из центральной области плазмы наружу за радиус инверсии R_{inv} . Это вызывает рост T_e снаружи R_{inv} и уплощение распределения $T_e(R)$ внутри R_{inv} .

Путём сравнения $T_e(R)$ до и после срыва можно определить $R_{inv} = 51.5$ см в данном разряде токамака. Ему соответствует значение нормированного малого радиуса r/a около 0.58, т.е. более половины плазменного шнура. Такой масштабный процесс приводит к потере энергии из зоны удержания плазмы, что выражается в снижении энергозапаса электронов $W_e ==1.5 \int_{v} (T_e n_e) dV$ на 10% при каждом срыве пилообразных колебаний.

Временное разрешение диагностики ТР (10 нс) позволяет проводить измерения распределения $T_e(R)$ и $n_e(R)$ во время глобальных срывов плазмы [10] и во время развития внутренних перезамыканий магнитных силовых линий (Internal Reconnection Event — IRE). На сферических токамаках, в отличие от токамаков с большим аспектным отношением, IRE обычно не приводит к глобальному срыву разряда [11].

Однако, аналогично срыву пилообразного колебания, при IRE происходит нарушение вложенной структуры магнитных поверхностей, но оно затрагивает

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024



"Глобус-М2" № 41114, *B_T* = 0.8 Тл, плато *I p* = 0.4 МА, NBI₂ *H*→*D*, *E_{NBI}* = 45кэВ, *P_{NBI}* = 0.75 МВт

Рис. 3 Пилообразные колебания на стационарной стадии разряда № 41114 токамака "Глобус-М2": а) сигнал мягкого рентгеновского излучения. Вертикальными линиями показаны моменты измерения диагностики ТР. Горизонтальными стрелками показана задержка между измерением диагностики ТР и ближайшим срывом пилообразного колебания: синие — при измерении перед срывом, красные — после; б) динамика температуры электронов. Точки — данные диагностики ТР, сплошная линия — оценка центральной температуры совместно с данными фольгового полихроматора мягкого рентгеновского излучения. Цвет соответствует пространственной точке, указанной в легенде; в) профили температуры электронов, измеренные перед срывом пилообразного колебания (синие) и после (красные). Зелёная штриховая вертикаль соответствует положению радиуса инверсии.



Рис. 4. Перезамыкание магнитных линий (IRE) на 255 мс в завершающей стадии разряда № 41114 токамака "Глобус-M2": а) осциллограмма тока плазмы по левой шкале. Синяя и красная вертикали — моменты зондирования диагностики ТР. По правой шкале зелёным отложен сигнал наружного МГД зонда; б) интенсивность излучения линий D_α, СIII, FeI и в диапазоне 1029—1040 нм; в) профили температуры электронов до перезамыкания (синий) и непосредственно после (красный); г) профили концентрации электронов.

всю область удержания [12]. Это приводит к резкому изменению внутренней индуктивности плазменного шнура и характерному резкому увеличению тока плазмы.

В разряде "Глобус-М2" № 41114 IRE происходит на 255-й мс при выводе тока плазмы (рис. 4а). Интенсивность излучения линии D_α при IRE (рис. 4б) в 5 раз выше, чем во время пилообразных колебаний и сравнима с интенсивностью во время окончательного срыва разряда. Также наблюдаются сильные вспышки излучения углерода и железа. Существенный прирост интенсивности тормозного излучения сохраняется и после IRE, что свидетельствует о повышении эффективного заряда плазмы [13] из-за проникновения примеси в область удержания.

Результаты измерений диагностики TP показывают, что при IRE средняя по объёму температура электронов $\langle T_e \rangle_V$ снижается на 75%. Распределение $T_e(R)$ уплощается во время IRE (рис. 4в) вплоть до R < 55 см (r/a > 0.75). Таким образом, плато $T_e(R)$ шире, чем R_{inv} при срыве пилообразных колебаний: R_{inv} около 51.5 см (r/a около 0.58). Из-за взаимодействия со стенкой средняя по объёму концентрация электронов $\langle n_e \rangle_V$ возрастает, несмотря на значительное падение центральной концентрации (рис. 4г). Распределение $n_e(R)$ имеет максимум на периферии $R_{max} \ge 55$ см из-за поступления примеси в плазму. Итого, в результате IRE за короткое время около 0.2 мс теряется более 70% запасённой в электронах энергии, что создаёт высокую нагрузку на обращённую к плазме поверхность.

3. ДИНАМИКА ПЕРЕХОДА В РЕЖИМ УЛУЧШЕННОГО УДЕРЖАНИЯ, ПЕРИФЕРИЙНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ

На токамаке "Глобус-М2" во время нейтральной инжекции плазма, как правило, переходит из режима плохого удержания (Low confinement, или L-mode) в режим улучшенного удержания (H-mode) [14]. В качестве примера на рис. 5 приведены параметры разряда



Рис. 5. Динамика разряда № 40975 токамака "Глобус-М2" при токе плазмы 0.25 МА и тороидальном магнитном поле 0.7 Гл с переходом в режим улучшенного удержания: а) ток плазмы. Выделено время работы инжектора НИ-1: дейтерий, момент включения 170 мс, энергия 27 кэВ, мощность 0.6 МВт; б) черным по левой шкале — динамика линейной концентрации электронов вдоль вертикальной хорды *R* = 42 см. Точки — данные диагностики ТР, сплошная линия — измерения микроволнового интерферометра. Красным по правой шкале показан энергозапас электронного компонента. Зелёная вертикаль обозначает момент L–H-перехода; в) чёрный — осциллограмма интенсивности излучения линии D_a. Красная и синяя штриховые линии — мощность сигнала допплеровского рассеяния на частотах 55 и 29 ГГц соответственно; г) спектрограмма турбулентности периферийной плазмы, измеренная методом допплеровского рассеяния волны с частотой 29 ГГц. По вертикали отложена частота турбулентности, цветом — интенсивность.
№ 40975, где переход в режим улучшенного удержания происходит на 172.3-й мс разряда, практически сразу после начала инжекции на 170-й мс разряда. О переходе в режим улучшенного удержания свидетельствуют [15]: излом (скачкообразное изменение производной) на осциллограмме среднехордовой концентрации и энергозапаса электронов (рис. 5б), падение интенсивности излучения линии D_a (см. рис. 5в), падение интегральной амплитуды флуктуаций концентрации в периферийной области плазмы (мощность сигнала допплеровского обратного рассеяния (ДОР) [16]) (см. рис. 5в).

Мощность сигнала ДОР снижается на 60% в каналах с отсечками 1.0·10¹⁹ м⁻³ (вблизи последней замкнутой магнитной поверхности) и 3.8·10¹⁹ м⁻³ (2-10 см внутри LCFS). Спектрограмма сигнала ДОР для отсечки $1.0 \cdot 10^{19}$ м⁻³ (рис. 5г) демонстрирует падение турбулентности в диапазоне частот от 100 до 500 кГц, низкочастотные флуктуации сохраняются.

Промежутка времени в 3.03 мс между зондирующими импульсами диагностики ТР достаточно для разрешения динамики профилей $T_{a}(R)$ и $n_{a}(R)$ во время L-H-перехода (рис. 6). В режиме улучшенного удержания особый интерес представляет область на периферии плазменного шнура, где формируется транспортный барьер. Для удобства интерпретации, пространственные распределения на рис. 6 построены относительно величины $R-R_{ICES}$.

Величина R_{LCFS} соответствует точке пересечения последней замкнутой магнитной поверхности (LCFS) и экваториальной плоскости на наружном обходе и рассчитывается с помощью алгоритма подвижных токовых колец [17]. Первые три профиля (синие) измерены до перехода в режим улучшенного удержания и демонстрируют хорошую воспроизводимость измерений. После начала инжекции температура электронов в центральной области возрастает [18]. При этом в области последней замкнутой магнитной поверхности профили $T_{e}(R)$ сохраняются неизменными и после L–H-перехода.

После перехода в режим улучшенного удержания на профиле $n_{1}(R)$ (рис. 66) наблюдается увеличение градиента концентрации в области последней замкнутой магнитной поверхности. Величина $n_e(R_{LCFS})$ при L–H-переходе возрастает с $1.7 \cdot 10^{19}$ м⁻³ до $2.1 \cdot 10^{19}$ м⁻³, профили n_e(R) уплощаются. Соответственно давление электронов в центральной точке $P_e^{\rho=0}$ (рис. 6в) возрастает на 20% из-за увеличения центральной Т. Одновременно происходит существенное уширение пространственного распределения $P_e(R)$ за счёт упло-щения профиля $n_e(R)$: параметр $P_e^{\rho=0}/< P_e>_V$ спадает от 6.1 до 3.7, где $\langle P_e \rangle_V$ среднее по объёму давление. Проявление периферийного транспортного барьера на профилях концентрации, но не на профилях температуры характерно для установок "Глобус-М" [19], "Глобус-М2", MAST [20] и др.



Рис. 6. Динамика L-H-перехода в разряде № 40975 токамака "Глобус-М2" при токе плазмы 0.25 МА и тороидальном магнитном поле 0.7 Тл. Цветом обозначен момент зондирования от более ранних (синих) к поздним (красным). Пространственные распределения параметров электронов отложены относительно расстояния до последней замкнутой магнитной поверхности: а) температура электронов: б) концентрация электронов. Штриховые горизонтальные линии соответствуют отсечкам для зондирующих волн допплеровской рефлектометрии: 3.8·10¹⁹ м⁻³ для 55 ГГц и 1.0·10¹⁹ м⁻³ для 29 ГГц; в) давление электронов.

Одной из проблем работы токамака с диверторной конфигурацией плазмы является высокая плотность тепловой мощности в области выхода LCFS на диверторные пластины — самую нагруженную часть обращённой к плазме поверхности. Измерение плотности мощности, поступающей в дивертор, необходимо для обеспечения безопасности токамака. Плотность тепловой мощности на диверторных пластинах зависит в том числе от T_e, n_e и ширины их распределений за последней замкнутой магнитной поверхностью.

Диагностический комплекс ТР на токамаке "Глобус-М2" позволяет проводить измерения с высоким пространственным разрешением в том числе снаружи от LCFS — в обдирочном слое (Scrape Off

Layer — SOL). На рис. 7 приведены измерения T_e в трёх омических разрядах, в которых на стадии плато тока плазменный шнур в соответствии с программой управления прижимался к центральному столбу. Такая схема эксперимента обеспечила существенное движение последней замкнутой магнитной поверхности относительно неподвижных точек наблюдения диагностики ТР. При умеренной величине n_e около 10^{19} м⁻³ и существенное сниженной энергии зондирования $E_{las} = 0.7$ Дж (максимальная $E_{las} = 3.0$ Дж) были проведены достоверные измерения ТР в SOL вплоть до 4 см за пределы LCFS.

4. СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ ТР И МАГНИТНОЙ ДИАГНОСТИКИ

Для интерпретации экспериментальных данных диагностик плазмы необходима информация о магнитной структуре плазменного шнура во время измерений. Требуется знать координаты магнитной оси R_0 и Z_0 , положение LCFS и структуру поверхностей равного магнитного потока. Положение и форму LCFS на токамаке "Глобус-М2" рассчитывают с помощью алгоритма подвижных токовых колец [17] на основе данных магнитной диагностики [2], модели расположения обмоток токамака и модели проводимости вакуумной камеры.

Диагностика ТР позволяет определять положение последней замкнутой магнитной поверхности на внешней стороне тора в экваториальной плоскости R_{LCES} (Z = 0). На рис. 7 приведены результаты



Рис. 7. Пространственное распределение температуры электронов в области последней замкнутой магнитной поверхности (LCFS). По горизонтальной оси отложено расстояние от точки измерения до LCFS на внешнем обходе в экваториальной плоскости. Красным показана экспоненциальная аппроксимация всех экспериментальных точек снаружи LCFS.

измерений TP, точка перегиба профиля $T_e(R)$ при $R = R_{LCFS}$ обусловлена различием в переносе тепла на замкнутых и разомкнутых магнитных поверхностях. Положение точки перегиба, измеренное диагности-кой TP, совпадает с R_{LCFS} , рассчитанным алгоритмом подвижных токовых колец на стационарной фазе разряда токамака.

Однако в определённых режимах работы токамака достоверность данных магнитной диагностики снижается [21], например, на начальной стадии разряда I_p мал, присутствуют большие наведённые токи по вакуумной камере, и плазменный шнур удалён от датчиков магнитного потока. На рис. 8 приводится пример стадии роста тока плазмы со скоростью 8 МА/с до 0.2 МА в разряде № 43220 токамака "Глобус-М2", пробой газа в разряде произведён на 110-й мс.

Для четырёх моментов времени на рис. 8а приведены положения LCFS, определённые алгоритмом подвижных токовых колец. На 137-й мс разряда плазменный шнур с полным током $I_p = 78$ кА пересекает экваториальную плоскость на расстоянии $R_{LCFS} = 43.3$ см. При этом зазоры до вакуумной камеры составляют более 20 см от наружной стенки по большому радиусу и более 30 см по вертикали.

По мере роста тока плазменный шнур расширяется по большому радиусу, достигая $R_{LCFS} = 59.2$ см на 152.1-й мс разряда. Пространственное разрешение диагностики ТР не зависит от параметров разряда, а положение точек наблюдения проверяется прямыми измерениями расстояния внутри вакуумной камеры.

Таким образом, диагностика ТР позволяет достоверно отслеживать положение плазменного шнура по измеренному пространственному распределению давления электронов $P_e(R)$ (рис. 86). Для 137-й мс разряда (см. рис. 86) фиолетовый) три точки наблюдения ТР попадают внутрь расчётного значения $R_{LCFS} = 43,3$ см. Однако по данным диагностики ТР для 137-й мс точка R = 29 см находится внутри LCFS, а точки R = 40 см и R = 42 см — снаружи (см. рис. 86).

Критериями, по которым проводится оценка попадания точки измерения TP внутрь LCFS, являются величина градиента P_e и значение T_e . Для примера на рис. 8б фиолетовым штрихпунктиром приведено распределение $P_e(R)$, ожидаемое для $R_{LCFS} = 43.3$ см. В данных условиях алгоритм подвижных токовых колец завышает значение R_{LCFS} более чем на 3 см. На 143-й мс ток плазмы составляет 129 кА и $R_{LCFS} = 50.4$ см, соответствующее ожидаемое пространственное распределение $P_e(R)$ ближе к экспериментальному: различие составляет менее 1 см. Начиная со 146.1-й мс разряда ток плазмы превышает 148 кА, плазменный шнур приближается к наружной стенке, и положение LCFS по данным



Рис. 8. Динамика положения плазменного шнура в разряде № 43220 токамака "Глобус-М2": а) последняя замкнутая магнитная поверхность в соответствующие моменты времени, определённая алгоритмом подвижных токовых колец. Чёрным показано положение и размер областей наблюдения диагностики ТР в экваторе; б) пространственное распределение давления электронов для разных моментов: точки — экспериментальное значение, штрихпунктир — ожидаемое значение для *R*_{LCES} согласно алгоритму подвижных токовых колец.



Рис. 9. Реконструкция магнитного равновесия на 152.1-й мс разряда № 43220 токамака "Глобус-М2": а) сплошной фиолетовой линией показана вакуумная камера токамака в полоидальном сечении, сплошной серой линией — обращённая к плазме графитовая поверхность, пунктирной линией показана последняя замкнутая магнитная поверхность. Красный крест соответствует положению магнитной оси. Через центр каждой области наблюдения ТР проведена магнитная поверхность своего цвета. Координаты центров областей наблюдения ТР приведены в легенде; б) профиль давления электронов в зависимости от нормированного полоидального магнитного потока. Закрашенные точки соответствуют измерениям на стороне слабого поля, полая — на стороне сильного поля.

диагностики TP совпадает с расчётным значением алгоритма подвижных токовых колец.

Зная положение последней замкнутой магнитной поверхности, с помощью кодов руGSS [21] и PET [22] производят реконструкцию структуры внутренних магнитных поверхностей. Диагностика TP позволяет верифицировать полученную карту магнитного потока в предположении сохранения величины P_e на поверхности равного магнитного потока. Для верификации используются точки измерения TP на стороне сильного магнитного поля (HFS).

На рисунке 9а приведена реконструкция магнитных поверхностей, выполненная при помощи кода РЕТ для момента измерения ТР. Через центр каждой области наблюдения диагностики ТР проводится поверхность равного магнитного потока. Каждой поверхности присваивается значение P_e , измеренное в экваториальной плоскости. Так измерения ТР по обе стороны от магнитной оси проецируются в координаты магнитных поверхностей $\rho = \sqrt{\left(\Psi_p - \Psi_p^{axis}\right) / \left(\Psi_p^{LCFS} - \Psi_p^{axis}\right)}$ (рис. 96), где Ψ_p — расчётный полоидальный магнитный поток, а Ψ_p^{axis} и Ψ_p^{LCFS} — его значения в центре и на границе плазменного шнура соответственно. Контрольная точка измерения R = 29 см на HFS ложится между точками R = 49 см и R = 51 см на LFS.

Расположение контрольной точки в области сильного градиента повышает чувствительность проекции к погрешности определения структуры магнитных поверхностей. Монотонность совокупного распределения $P_e(\rho)$ свидетельствует о корректной реконструкции магнитных поверхностей и положения магнитной оси. Измерение распределения $P_e(R)$ по обе стороны магнитной оси также позволяет определять R_0 по максимуму на $P_e(R)$.

5. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭНЕРГОЗАПАСА НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ДИАГНОСТИКИ ТР

Путём интегрирования $P_e(R)$ по объёму плазмы внутри LCFS вычисляется величина запасённой в электронном компоненте энергии W_e . Анализ W_e совместно с электротехническими измерениями плазменного диамагнитного потока $W_{dia} = W_e + W_i + W_{fast}$ позволяет оценить энергозапас в ионном компоненте $W_i + W_{fast}$, основываясь на данных TP [18]. Если доступны измерения ионного энергозапаса W_i , можно оценить величину вклада надтепловых поперечных частиц W_{fast} в энергобаланс.

На рисунке 10 приведены центральная температура электронов $T_e^{\rho=0}$ и W_e в зависимости от среднехордовой концентрации электронов $\langle n_e \rangle_l$ для разрядов с дополнительным нагревом нейтральной инжекцией (NBI) и режима исключительно омиче-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

ского нагрева. Наличие пилообразных колебаний в разрядах токамака "Глобус-М2" приводит к сильному разбросу значений $T_e^{\rho=0}$.

В омическом режиме при низких концентрациях $T_e^{\rho=0}$ возрастает с увеличением концентрации до 2—3·10¹⁹ м⁻³. При концентрациях более 3·10¹⁹ м⁻³ в омическом режиме $T_e^{\rho=0}$ монотонно снижается. Интегральная величина энергозапаса в электронах W_e демонстрирует два участка линейного роста с изломом также в области $\langle n_e \rangle_l = 2-3\cdot10^{19}$ м⁻³. W_e круче возрастает на первом участке до величины 2.5 кДж.

Более пологий второй участок достигает 3.2 кДж при $\langle n_e \rangle_l = 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При концентрациях менее $2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, по всей видимости, плазма находится в режиме линейного омического удержания энергии (Linear Ohmic Confinement — LOC), где основные потери тепловой энергии определяются неустойчивостью на запертых электронах (Trapped Electron Mode — TEM) [23].

С ростом $\langle n_{\rho} \rangle_{I}$ увеличивается столкновительность, ТЕМ стабилизируется, и $T_e^{\rho=0}$ возрастает. При дальнейшем повышении концентрации увеличивается теплообмен электронов с ионами, ионный канал потерь энергии начинает давать существенный вклад в энергобаланс [24], и $T_e^{\rho=0}$ вновь убывает. Излом на зависимости W_e от концентрации может быть косвенным свидетельством перехода из LOC в режим насыщенного омического удержания энергии (Saturated Ohmic Confinement — SOC). Положение излома можно сравнить с эмпирическим выражением (neo-Alcator scaling) для LOC-SOC перехода [25]. Оценка критической концентрация перехода LOC-SOC составляет 3.6—4.9·10¹⁹ м⁻³, что превышает концентрацию, при которой происходит излом на зависимости *W*_e на рис. 10б.

Дополнительный нагрев плазмы методом нейтральной инжекции позволяет достичь двукратного повышения $T_e^{\rho=0}$ в области высоких концентраций: при $\langle n_e \rangle_l = 8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} T_e^{\rho=0}$ составляет 1.2 кэВ. При низких концентрациях $\langle n_e \rangle_l = 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ температура и энергозапас электронов совпадает для омического режима и режима с NBI. Но, в отличие от режима омического нагрева, участок линейного роста W_e с увеличением концентрации продолжается вплоть до $\langle n_e \rangle_l = 1.10^{20} \text{ м}^{-3}$, где W_e достигает 9 кДж. На основе измеренных диагностикой ТР распределений $T_{\rho}(R)$ и $n_{\rho}(R)$ готовится подробный анализ энергобаланса плазмы токамака "Глобус-М2" в режимах омического нагрева и с нейтральной инжекцией, включая исследование зависимости времени удержания энергии, поглощённой мощности и мощности передачи энергии между электронами и ионами.



Рис. 10. Зависимость а) температуры электронов в центральной области плазмы и б) энергозапаса электронов от средней концентрации электронов. Синие квадратные точки соответствуют разрядам с исключительно омическим нагревом, красные треугольники — разрядам с дополнительным нагревом нейтральной инжекцией. По абсциссе отложена средняя концентрация электронов $\langle n_e \rangle_l$ на вертикальной хорде R = 42 см с характерной длиной $l \approx 0.7$ м. Серым выделена оценка положения перехода LOC–SOC согласно эмпирическому выражению (neo-Alcator scaling).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диагностика томсоновского рассеяния на токамаке "Глобус-М2" обеспечивает мониторные измерения локальных значений температуры и концентрации электронов. Диагностика работает на протяжении всего разряда токамака с интервалом между измерениями 3.03 мс.

Обработанные данные диагностики поступают в систему управления токамаком в режиме реального времени. Диагностика томсоновского рассеяния обеспечивает достоверные измерения при токе плазмы от 11 кА, позволяя определять положения пробоя. Высокое временное разрешение диагностики (10 нс) делает возможным исследование быстрых процессов, включая срывы пилообразных колебаний, срывы разряда и краевые неустойчивости плазмы.

Продемонстрирована динамика профилей $T_e(R)$, $n_e(R)$ и $P_e(R)$ при переходе плазмы токамака "Глобус-М2" в режим улучшенного удержания. Диагностика обеспечивает измерения T_e и n_e в обдирочном слое вплоть до 4 см за последней замкнутой магнитной поверхностью. Экваториальная геометрия измерения диагностики томсоновского рассеяния даёт возможность верифицировать положение границы плазмы и её магнитной оси. От работоспособности диагностики томсоновского рассеяния зависят основные направления исследований на установке "Глобус-М2": нагрев и генерация тока пучком/пучками атомов, безындукционное поддержание тока плазмы волнами в нижне-гибридном диапазоне частот, исследования мелкомасштабных неустойчивостей плазмы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Эксперименты выполнены на УНУ "Сферический токамак "Глобус-М"", входящей в состав ФЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях". Подготовка оборудования диагностики ТР (разд. 1) частично финансировалась при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания FFUG-2024-0034. Исследования пилообразных колебаний плазмы (разд. 2) проведены в рамках гранта РНФ 24-12-00162. Измерения профилей Те и пе в динамике перехода в режим улучшенного удержания (разд. 3) проведены в рамках гранта РНФ 23-72-00024. Исследования в разд. 4 проведены в рамках государственного задания (тема 0034-2024-0028), эксперименты с дополнительным нагревом (разд. 5) — в рамках государственного задания (тема 0034-2021-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Minaev V. B., Gusev V. K., Sakharov N. V., Varfolomeev V. I., Bakharev N. N., Belyakov V. A., Bondarchuk E. N., Brunkov P. N., Chernyshev F. V., Davydenko V. I., Dyachenko V. V., Kavin A. A., Khitrov S. A., Khromov N. A., Kiselev E. O., Konovalov A. N., Kornev V. A., Kurskiev G. S., Labusov A. N., Melnik A. D., Mineev A. B., Mironov M. I., Miroshnikov I. V., Patrov M. I., Petrov Yu. V., Rozhansky V. A., Saveliev A. N., Senichenkov I. Yu., Shchegolev P. B., Shcherbinin O. N., Shikhovtsev I. V., Sladkomedova A. D., Solokha V. V., Tanchuk V. N., Telnova A. Yu., Tokarev V. A., Tolstyakov S. Yu. u Zhilin E. G. // Nucl. Fusion, 2017.

- Петров Ю.В., Багрянский П.А., Балаченков И.М., Бахарев Н. Н., Брунков П. Н., Варфоломеев В.И., Воронин А. В., Гусев В. К., Горяинов В.А., Дьяченко В.В., Ермаков Н. В., Жилин Е. Г., Жильцов Н. С., Иваненко С. В., Ильясова М.В., Кавин А.А., Киселев Е. О., Коновалов А. Н., Крикунов С. В., Курскиев Г. С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Минеев А.Б., Мирошников И.В., Мухин Е. Е., Новохацкий А. Н., Петров А. В., Пономаренко А. М., Сахаров Н. В., Скрекель О. М., Соломахин А. Е., Солоха В. В., Тельнова А. Ю., Ткаченко Е. Е., Токарев В.А., Толстяков С. Ю., Тюхменева Е. А., Хилькевич Е. М., Хромов Н. А., Чернышев Ф. В., Шевелев А. Е., Щёголев П. Б., Шулятьев К.Д. и Яшин А.Ю. // Физика плазмы, 2023. Т. 49. № 12. С. 1249.
- Жильцов Н.С., Курскиев Г.С., Соловей В.А., Гусев В.К., Кавин А.А., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Солоха В. В., Новохацкий А. Н., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А. // Письма в ЖТФ, 2023. Т. 49, № 16.
- Ткаченко Е.Е., Курскиев Г.С., Жильцов Н.С., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Минаев В.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Киселёв Е.О., Щеголев П.Б. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. № 3.
- Keeling D., Akers R., de Bock M.F.M., Challis C. D., Michael C., Patel A., the MAST team // 38th EPS Conference on Plasma Physics," B Test of current diffusion modelling in MAST current ramp-up, 2011.
- Щёголев П. Б., Минаев В. Б., Тельноваа А. Ю., Варфоломеев В. И., Гусев В. К., Есипов Л.А., Жильцов Н.С., Колмогоров В. В., Кондаков А.А., Мирошников И.В., Панасенков А.А., Сорокин А. В. и Шиховцев И.А. // Физика Плазмы. 2023. Т 749. № 12. С.1293.
- Jardin S. C., Krebs I., Ferraro N. // Phys. Plasmas 27, 032509 (2020). https://doi.org/10.1063/1.5140968
- Курскиев Г.С., Гусев В.К., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Буланин В.В., Варфоломеев В.И., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров А.В., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Яшин А.Ю. и Хромов Н.А., "Формирование внутренних транспортных барьеров в токамаке "Глобус-М" в режиме с ранним включением нейтрального пучка". Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 23.
- Bulanin V. V., Kurskiev G. S., Solokha V. V., Yashin A. Yu. and Zhiltsov N. S. // Plasma Phys. Control. Fusion 2021. V. 63. 122001. https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac36a4

- Сахаров Н.В., Кавин А.А., Минеев А.Б., Бахарев Н.Н., Бондарчук Э. Н., Гусев В. К., Жильцов Н.С., Киселёв Е.О., Курскиев Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Родин И.Ю., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Тюхменева Е.А. и Щеголев П.Б. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1337.
- Сайкс А. // Журнал технической физики, 1999. Т. 69, № 9.
- 12. Hayashi T., Mizuguchi N., Watanabe T. H., Todo Y., Sato T. и Complexity Simulation Group // Nuclear Fusion, V. 40, 721, https://doi.org/10.1088/0029-5515/40/3Y/337
- Тюхменева Е.А., Бахарев Н. Н., Варфоломеев В. И., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Киселев Е. О., Курскиев Г. С., Минаев В. Б., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Сладкомедова А. Д., Тельнова А. Ю., Толстяков С. Ю. и Щеголев П. Б. // Письма в ЖТФ, 2021. Т. 47, вып. 2. https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.02.50537.18471
- Kurskiev G. S., Gusev V. K., Sakharov N. V., Petrov Yu. V., Bakharev N. N., Balachenkov I. M., Bazhenov A. N., Chernyshev F. V., Khromov N. A., Kiselev E. O., Krikunov S. V., Minaev V. B., Miroshnikov I. V., Novokhatskii A. N., Zhiltsov N. S., Mukhin E. E., Patrov M. I., Shulyatiev K. D., Shchegolev P. B., Skrekel O. M., Telnova A. Yu., Tkachenko E. E., Tukhmeneva E. A., Tokarev V.A., Tolstyakov S. Yu., Varfolomeev V. I., Voronin A. V., Goryainov V. Yu., Bulanin V. V., Petrov A. V., Ponomarenko A. M., Yashin A. Yu., Kavin A. A., Zhilin E. G. u Solovey V.A. // Nucl. Fusion. 2022. 62016011.
- Yashin A. Yu., Bulanin V. V., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V. u Ponomarenko A. M. // FEC2020. https://doi.org/10.13140/RG.2.2.14491.39203
- Ponomarenko A., Yashin A., Kurskiev G., Minaev V., Petrov A., Petrov Yu., Sakharov N. u Zhiltsov N. // Sensors 2023, 23, 830. https://doi.org/10.3390/s23020830
- Vasiliev V.I., Kostsov Yu. A., Lobanov K. M., Makarova L. P., Mineev A. B., Gusev V. K., Levin R. G., Petrov Yu. V. u Sakharov N. V. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46 S625, https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/S08
- Курскиев Г.С., Сахаров Н.В., Гусев В.К., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Бахарев Н.Н., Киселев Е.О., Жильцов Н.С., Щеголев П.Б., Балаченков И.М., Варфоломеева В.И., Воронин А.В., Горяинова В.Ю., Дьяченко В.В., Жилин Е.Г., Ильясова М.В., Кавин А.А., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Лобанов К.М., Мельника А.Д., Минеевс А.Б., Новохацкий А.Н., Патрова М.И., Петрова А.В., Пономаренко А.М., Скрекель О.М., Соловей В.А., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменев Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Шулятьев К.Д., Яшин А.Ю. // Физика плазмы, 2023. Т. 49. № 4. С. 305.
- 19. Kurskiev G. S., Gusev V. K., Sakharov N. V., Bakharev N. N., Iblyaminova A. D., Shchegolev P. B., Avdeeva G. F., Kiselev E. O., Minaev V. B., Mukhin E. E.,

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

Patrov M. I., Petrov Yu. V., Telnova A. Yu., Tolstyakov S. Yu. // Phys. Control. Fusion. 2017. 59045010, https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa5cd5

- 20. Sykes A., Ahn J.-W., Akers R., Arends E., Carolan P. G., Counsell G. F., Fielding S. J., Gryaznevich M., Martin R., Price M., Roach C., Shevchenko V., Tournianski M., Valovic M., Walsh M. J., Wilson H. R., MAST Team // Phys. Plasmas 2001. V. 8. P. 2101. https://doi.org/10.1063/1.1352595
- Киселев Е. О., Балаченков И. М., Бахарев Н. Н., Варфоломеев В. И., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Зенкова О. А., Кавин А. А., Курскиев Г. С., Минаев В. Б., Мирошников И. В., Патров М. И., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Скрекель О. М., Солоха В. В., Тельнова А. Ю., Ткаченко Е. Е., Токарев В. А., Тюхменева Е. А., Хромов Н. А., Щеголев П. Б. // Физика плазмы. Т 749. №12. С. 1357.
- Ткаченко Е. Е., Сахаров Н. В., Кавин А.А., Курскиев Г. С., Жильцов Н. С., Мирошников И. В., Петров Ю. В., Минаев В. Б., Бахарев Н. Н., Киселев Е. О., Новохацкий А. Н., Минеев А. Б., Солоха В. В., Тельнова А. Ю., Тюхменева Е. А., Хромов Н. А., Щеголев П. Б. // Физика плазмы. Т 2023. Т 749. № 12. С. 1308.
- 23. ITER Physics Expert Groups on Confinement and Transport and Confinement Modelling and Database, ITER Physics Basis Editors, "ITER Physics Basis: Chapter 2: Plasma confinement and transport // Nuclear Fusion, 1999. V. 39. № 12. https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/12/302

- 24. Kurskiev G. S., Gusev V. K., Sakharov N. V., Bakharev N. N., Iblyaminova A. D., Shchegolev P. B., Avdeeva G. F., Kiselev E. O., Minaev V. B., Mukhin E. E., Patrov M. I., Petrov Yu. V., Telnova A. Yu. u Tolstyakov S. Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion 59 (2017) 045010 (7pp) https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa5cd5
- 25. *G. R. J* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1984. V. 26. P. 87.

https://doi.org/10.1088/0741-3335/26/1A/308

- 26. Курскиев Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А. М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю. и Чернаков П.В. // Письма в ЖТФ, 2021. Т. 47. № 24.
- 27. Prunty S. L. // Phys. Scr. 2014. V. 89. 128001.
- 28. Кукушкин А.Б., Ленева А. Е. и Пергамент В. И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.Термоядерный синтез. 1983. Вып. 2(12) С. 88.
- 29. Kurskiev G. S., Gusev V. K., Sakharov N. V., Bakharev N. N., Iblyaminova A. D., Shchegolev P. B., Avdeeva G. F., Kiselev E. O., Minaev V. B., Mukhin E. E., Patrov M. I., Petrov Yu. V., Telnova A. Yu., and Tolstyakov S. Yu. // Plasma Phys. Controlled Fusion 2007. V. 59. 045010 https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa5cd5
- Goldston R. J. // Plasma Phys. Controlled Fusion 1984.
 V. 26. P. 87 https://doi.org/10.1088/0741-3335/26/1A/308

Distinctive Features of Measuring T_e and n_e Spatial Distributions in the Globus-M2 Spherical Tokamak Using Method of Thomson Scattering of Laser Radiation

© 2024 N. S. Zhiltsov^{a,*}, G. S. Kurskiev^a, V. A. Solovey^b, E. E. Tkachenko^a, S. Yu. Tolstyakov^a, I. M. Balachenkov^a, N. N. Bakharev^a, V. I. Varfolomeev^a, A. V. Voronin^a, V. K. Gusev^a, V. Yu. Goryainov^a, V. V. D'yachenko^a, N. V. Ermakov^a, A. A. Kavin^c, E. O. Kiselev^a, A. N. Konovalov^a, S. V. Krikunov^a, V. B. Minaev^a, A. B. Mineev^c, I. V. Miroshnikov^a, E. E. Mukhin^a, A. N. Novokhatsky^a, M. I. Patrov^a, Yu. V. Petrov^a, A. M. Ponomarenko^d, N. V. Sakharov^a, O. M. Skrekel^a, V. V. Solokha^a, A. Yu. Telnova^a, V. A. Tokarev^a, E. A. Tukhmeneva^a, S. V. Filippov^a, N. A. Khromov^a, P. B. Shchegolev^a, K. D. Shulyatiev^a, A. Yu. Yashin^a

^a Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia ^b Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Centre "Kurchatov Institute", St. Petersburg, 188300, Russia ^c Efremov Institute of Electrophysical Apparatus, St. Petersburg, 196641, Russia ^d Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, 195251, Russia * e-mail: nikita.zh@mail.ioffe.ru

The results of measuring the electron temperature and density spatial distributions in plasma of the Globus-M2 tokamak using the Thomson scattering diagnostics are presented. The diagnostics provides measurements throughout the entire tokamak discharge, starting from time of gas breakdown. The Thomson scattering data were analyzed in order to determine the positions of the last closed flux surface, the plasma magnetic axis, and the radius of inversion during the saw-tooth oscillations. The results of measurements performed during the internal reconnection of magnetic field lines are presents, as well as the dynamics of spatial distributions of electron temperature, density and pressure during the plasma transition to the H-mode. The results of measuring the electron temperature distribution in the scrape-off layer using the Thomson scattering diagnostics are also presented for distances up to 4 cm outside the last closed flux surface.

Keywords: diagnostics of high temperature plasma, Thomson scattering, tokamak

=ТОКАМАКИ=

УДК 621.039.626, 533.932

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ТОКАМАКА Т-15МД НА ОСНОВЕ ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ

© 2024 г. Н. В. Касьянова^{а,b,*,**}, Ю. Н. Днестровский^а, А. В. Мельников^{а,b,c}

^а НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия ^b Московский физико-технический институт (НИУ МФТИ), Долгопрудный, Россия ^c Национальный ядерный университет МИФИ, Москва, Россия * e-mail: Kasyanova_NV@nrcki.ru ** e-mail: nrcki@nrcki.ru

> Поступила в редакцию 22.12.2023 г. После доработки 01.02.2023 г. Принята к публикации 08.02.2023 г.

Транспортная модель канонических профилей, коэффициенты которой определены по базе данных токамака T-10 со стандартным магнитным полем $B_T = 2.3 - 2.5$ Tл, показала свою работоспособность в омических режимах с пониженным магнитным полем $B_T = 1.55 - 2.1$ Tл. С ее помощью составлен прогноз для радиальных профилей и зависимостей электронной и ионной температур и времени удержания от средней плотности плазмы для омического режима токамака T-15MД с $B_T = 1.0 - 2.0$ Tл на начальной стадии его работы в круглой лимитерной конфигурации с током плазмы $I_p < 1$ MA.

Ключевые слова: токамак, омический нагрев, перенос энергии, транспортная модель канонических профилей

DOI: 10.31857/S0367292124030039, EDN: RGHIAY

1. ВВЕДЕНИЕ

Установка Т-15МД сейчас находится на начальной стадии работы. Доступные энергетические мощности пока не позволяют работать с проектными величинами магнитного поля и тока. Для облегчения пробоя и дополнительного нагрева плазмы установлен один гиротрон с мощностью 1 МВт, что совсем немного для установки такого размера. Фактически доступными для эксперимента в ближайшее время будут омические режимы и режимы с дополнительным нагревом указанной мощности. Важно научиться проводить анализ таких режимов, что и является предметом настоящей работы.

Описанные в литературе транспортные расчеты T-15MД относятся в основном к базовым режимам. Для T-15MД в качестве базового режима работы рассматривается разряд с дополнительным нагревом в диверторной конфигурации плазмы со следующими параметрами: большой радиус R = 1.5 м, малый радиус a = 0.67 м, вытянутость $\kappa = 1.7-1.9$, треугольность $\delta = 0.3-0.4$, ток плазмы $I_p = 2$ MA, тороидальное магнитное поле на оси плазмы $B_T = 2$ Тл, запас устойчивости на границе плазмы $q_a = 5-6$.

В работе [1] на основе стандартной версии транспортной модели канонических профилей (ТМКП) рассчитаны ожидаемые параметры плазмы в таком режиме на стационарной омической стадии разряда, в L- и H-моде при нагреве инжекцией пучков нейтральных атомов (NBI), нагреве на электронно-циклотронном резонансе (ЭЦР) и смешанном нагреве.

Результаты моделирования показывают, что в омическом режиме электронная температура может достигать значения $T_e = 2.8$ кэВ, а ионная температура — $T_i = 1.5$ кэВ при средней электронной плотности плазмы $\bar{n}_e = 2.6 \times 10^{19}$ м⁻³. При дополнительном NBI-нагреве плазмы температуры электронов и ионов сравняются и достигнут значения 4—6 кэВ при мощности нагрева $P_{NBI} = 4-5$ MBT. При полной мощности комбинированного ЭЦР- и NBI-нагрева $(P_{3UP} = 8$ MBT и $P_{NBI} = 6$ MBT) в режиме с максимальной вытянутостью и треугольностью достижимые значения электронной и ионной температур окажутся на уровне $T_e = 17$ кэВ и $T_i = 10$ кэВ соответственно.

При сильно пикированном вкладе мощности в случае центрального ЭЦР-нагрева в плазме возникают пилообразные колебания большой амплитуды. Для анализа таких разрядов мгновенные экспериментальные профили электронной температуры приходится усреднять по пространству и времени.

В работе [2] используется модифицированная ТМКП, разработанная для предиктивного расчета таких усредненных профилей. Ожидаемое значение электронной температуры при мощности $P_{\mathcal{H}\mathcal{P}} = 8$ МВт и плотности $\bar{n}_e = 2.57 \times 10^{19}$ м⁻³ получено $T_e = 5-6$ кэВ. Эта величина близка к значению электронной температуры при нагреве плазмы инжекцией нейтральных атомов мощностью $P_{NBI} = 6$ МВт, рассчитанному по стандартной ТМКП.

В работах [3, 4] рассмотрены режимы с омическим и ЭЦР-нагревом мощностью $P_{\mathcal{HP}} = 0.5-1$ МВт для начального этапа работы токамака Т-15МД. Они отличаются от базового режима меньшими значениями вытянутости ($\kappa = 1.3$) и треугольности ($\delta = 0.2$) плазмы, тока плазмы $I_p = 0.4$ МА и тороидального магнитного поля $B_T = 1.47$ Тл.

Результаты моделирования на основе ТМКП показали, что в таком режиме и конфигурации прогнозируемые параметры плазмы оказываются гораздо ниже, чем в базовой. В омическом режиме мощность составляет около 0.4 МВт, и электронная температура не превышает $T_e = 1$ кэВ. При введении дополнительного ЭЦР-нагрева мощностью $P_{ЭЦР} = 1$ МВт, температура электронов увеличивается примерно в два раза. Ионная температура почти не зависит от плотности и практически не растет при увеличении мощности ЭЦР-нагрева.

Кроме базового режима с дополнительным нагревом, на токамаке T-15MД также планируются режимы с полностью безындукционным поддержанием тока, что позволяет увеличить длительность разряда до 20—30 с по сравнению с базовым сценарием (10 с). Для исследования условий получения длительных квазистационарных режимов было проведено транспортное моделирование, в котором коэффициенты переноса подбирались так, чтобы время удержания энергии соответствовало скейлингам ITER для омического режима, L- и H-моды [5].

Результаты моделирования показывают, что при уменьшении тороидального поля до $B_T = 1.5$ Тл возможно получение разряда с полностью неиндуктивным током ~ 1 МА и длительностью ~ 20 с. При этом электронная и ионная температуры в центре плазмы близки друг к другу и достигают ~ 4 кэВ при средней плотности $\bar{n}_e = 3 \times 10^{19}$ м⁻³. В этом сценарии NBI мощность ($P_{NBI} = 8$ MBT) используется для нагрева плазмы и поддержания тока, а вкладываемая ЭЦР-мощность ($P_{3UP} = 5$ MBT) идет только на нагрев плазмы.

В настоящей работе рассматривается первый этап работы токамака T-15MД — омический режим для лимитерной плазмы круглого сечения ($\alpha = 1, \delta = 0$) с малым радиусом a = 0.67 м. Целью работы является моделирование параметров плазмы на стационарной стадии разряда с магнитным полем $B_T = 1-2$ Тл.

Для проверки работы ТМКП она сначала применяется для моделирования электронной температуры в омических разрядах токамака T-10 с низким магнитным полем $B_T = 1.55 - 2.1$ Tл [6-8]. Результаты моделирования сравниваются с экспериментальными данными, делается вывод о точности моделирования в рассмотренном диапазоне параметров плазмы. Затем модель применяется для расчета ожидаемой электронной и ионной температур и времени удержания энергии в омическом режиме токамака T-15MД.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОМИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ С НИЗКИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА ТОКАМАКЕ Т-10

Для серии импульсов T-10 с низким магнитным полем (1.55 Тл $\leq B_T \leq 2.1$ Тл) сначала проведено моделирование электронной температуры на стационарной омической стадии разряда на основе ТМКП [3, 4, 9]. Параметры импульсов указаны в табл. 1. Видно, что для этой серии импульсов значения коэффициента запаса устойчивости на границе плазмы q_a находятся в диапазоне

$$2.4 \le q_a \le 4. \tag{1}$$

В ТМКП выражение для потока тепла записывается в виде

$$\Gamma_{\alpha} = -k_{\alpha}^{PC} T_{\alpha} \left(\frac{T_{\alpha}'}{T_{\alpha}} - \frac{T_{c\alpha}'}{T_{c\alpha}} \right), \tag{2}$$

где T_{α} — температура электронов ($\alpha = e$) и ионов ($\alpha = i$), $T_{c\alpha}$ — соответствующий канонический профиль температуры, $T_{\alpha} = \partial T_{\alpha} / \partial \rho$. Коэффициент жесткости профилей температуры k_{α}^{PC} имеет вид

$$k_{\alpha}^{PC} = n_{e} \chi_{\alpha}^{PC} = C_{\alpha} \frac{1}{M} \left(\frac{a}{R}\right)^{3/4} \times \times q_{cyl}(a) q\left(\frac{a}{2}\right) \left(T_{\alpha}\left(\frac{a}{4}\right)\right)^{h_{\alpha}} \left(\frac{3}{R}\right)^{1/4} \left(\frac{\overline{n}_{e}}{B_{T}}\right) = \text{const}(\rho).$$
(3)

Таблица 1. Параметры разрядов Т-10

#	<i>В_T</i> , Тл	<i>I_P</i> , кА	$\bar{n}_e, 10^{19} \text{ m}^{-3}$	q_a
57412	1.55	140	1.3	3.4
57412	1.55	140	2.3	3.4
72958	1.7	220	3	2.4
71122	1.7	200	1.7	2.6
72803	1.9	220	2.8	2.6
62732	2.02	180	2.5	3.4
62738	2.02	250	3.2	2.4
57712	2.08	165	2.5	4
56090	2.1	168	2.5	4

Здесь k_{α}^{PC} в м⁻¹ с⁻¹; χ_{α}^{PC} в м² с⁻¹; C_{α} и h_{α} — численные коэффициенты; M — масса ионов в а.е.м.; T_{α} — температура, кэВ; R и a — большой и малый радиусы плазмы соответственно, м; $q_{cyl}(a) = 5a^2B_T / (I_pR)$; B_T — тороидальное магнитное поле, Тл; I_p — ток плазмы, МА; n_e — электронная плотность плазмы, 10^{19} м⁻³, ρ — координата магнитной поверхности.

Согласно работе [9], канонический профиль для функции $\mu_{\alpha}(\rho)$ определяется из решения уравнений Эйлера ($\alpha = e, i$):

$$\rho^{2}G\frac{\partial\mu_{\alpha}^{2}}{\partial\dot{A}} + \lambda_{\alpha}\frac{\partial}{\partial\rho}\left[\frac{1}{V'}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(V'G\rho\mu_{\alpha}\right)\right] + \frac{D_{\alpha}\rho}{V'}\frac{\partial\mu_{\alpha}}{\partial\rho} = 0.$$
(4)

Здесь λ_{α} и D_{α} — параметры Лагранжа. Граничные условия имеют вид

$$\mu_{\alpha}(0) = \mu_{0\alpha}, \quad \mu_{\alpha}'(0) = 0, \quad \mu_{\alpha}(a) = \mu_{a} = \frac{1}{q(a)},$$

$$\frac{\mu_{0\alpha}}{2} \frac{i_{\alpha a}}{G_{\alpha} \mu_{\alpha}^{2}} = U_{\alpha},$$
(5)

где $i_{\alpha a}$ — константа, определяемая как значение безразмерного канонического профиля тока i_{α} на границе плазмы. Функция i_{α} определяется выражением

$$i_{\alpha} = \nabla_{\varphi} \left(\rho \mu_{\alpha} \right) = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(V' G \rho \mu_{\alpha} \right). \tag{6}$$

Здесь $V' = \partial V / \partial \rho$ и $G = R^2 \langle (\nabla \rho)^2 / r^2 \rangle$ — метрические коэффициенты, постоянная величина $U_{\alpha} \approx 1$ [9].

Решение задачи (4), (5) обозначим индексом «*c*» снизу. Канонические профили для температуры определяются законом Ома $T_{c\alpha} \propto (i_{c\alpha})^{2/3}$. Численные коэффициенты C_{α} и h_{α} , а также значе-

Численные коэффициенты C_{α} и h_{α} , а также значения канонического профиля $\mu_{\alpha}(\rho)$ в центре плазмы (μ_{0e} и μ_{0i}) найдены в работах [3, 4] из анализа разрядов токамака T-10 с полем $B_T = 2.3 - 2.5$ Tл, их значения указаны в табл. 2.

Проверим применимость ТМКП с этими коэффициентами для моделирования разрядов T-10 с низким магнитным полем $B_T \leq 2.1$ Tл. Транспортная модель реализована в коде ASTRA [10]. Решаются уравнения теплопереноса для электронной и ионной температур с потоками тепла (2), (3) и уравнение диффузии тока. Профиль электронной плотности задается из эксперимента. Для восстановления профиля плотности по результатам хордовых измерений микроволнового и лазерного интерферометров решается задача абелизации.

Таблица 2. Коэффициенты стандартной ТМКП

C _e	h _e	μ_{0e}	C_i	h _i	μ_{0i}
3.5	0.5	0.6	3.8	0.5	0.5



Рис. 1. Расчетные (синие символы) и экспериментальные (красные символы) значения центральной электронной температуры для омических разрядов токамака T-10 при различных значениях тороидального магнитного поля и запаса устойчивости на границе плазмы.

На рисунке 1 показаны расчетные и экспериментальные значения электронной температуры в центре плазмы для разрядов, представленных в табл. 1. Рисунок показывает, что различие между расчетной и экспериментальной центральной температурой не превышает ~20%. Отметим, что при сравнении температур наибольшей чувствительностью обладает именно $T_e(0)$, однако более адекватной оценкой точности расчета является среднеквадратичная ошибка (RMS). Как правило, она заметно меньше ошибки в центральных температурах и не превышает ~10%, как показано на рис. 2 и 3.

Приведены расчетный и экспериментальный профили электронной температуры для двух



Рис. 2. Расчетный (черный) и экспериментальный (красный) профили электронной температуры для импульса #56090. Среднеквадратичное отклонение $d2T_e = 0.05$.



Рис. 3. Расчетный и экспериментальный профили электронной температуры для импульса #57412. Среднеквадратичное отклонение $d2T_e = 0.09$.

импульсов с магнитным полем $B_T = 2.1$ Тл (рис. 2) и $B_T = 1.55$ Тл (рис. 3). Для оценки точности моделирования определяли величину среднеквадратичного отклонения (RMS) расчетного профиля температуры T_e от экспериментального T_e^{exp}

$$d2T_{e} = \left(\int_{0}^{r_{0}} dr \left(\frac{T_{e} - T_{e}^{exp}}{T_{e}^{exp}}\right)^{2} / \int_{0}^{r_{0}} dr\right)^{0.5}.$$
 (7)

Как и в работе [3], в данных расчетах $r_0 = 0.7a$, где a = 0.3 м — малый радиус токамака T-10.

Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными показывает, что в пределах экспериментальной погрешности ТМКП хорошо описывает центральную электронную температуру в разрядах с низким магнитным полем в рассмотренном диапазоне параметров плазмы. Отметим, что моделируется дейтериевая плазма T-10 (M = 2).

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОМИЧЕСКОГО РЕЖИМА Т-15МД

Применим стандартную ТМКП для моделирования омического режима Т-15МД в том же диапазоне параметров плазмы: $B_T = 1-2$ Тл, $\bar{n}_e = (0.2-0.7)$ n_G , где $n_G = I_p/(\pi a^2)$ — плотность Гринвальда; $q_a = 3-4$. Профиль электронной плотности будем задавать таким образом, чтобы сохранялся нормированный профиль давления в нормированных координатах $\rho = r (I_p R / (k B_T))^{-1/2}$ в соответствии с исследова-

нием [11], где *к* — вытянутость плазменного шнура.

Электронная и ионная температуры определяются из решения уравнений теплопереноса с потоками тепла (2), (3). Рассматривается водородная плазма

лимитерной конфигурации с круглым сечением (вытянутость $\kappa = 1$, треугольность $\delta = 0$) с большим радиусом R = 1.5 м и малым радиусом a = 0.67 м [12].

На рисунке 4 показаны расчетные профили электронной и ионной температуры для омического разряда Т-15МД с полем $B_T = 1$ Тл, током плазмы $I_p = 490$ кА и средней плотностью $\bar{n}_e = 1.5 \times 10^{19}$ м⁻³. На рис. 5 показан профиль электронной плотности, который подбирался таким образом, чтобы нормированный расчетный профиль давления $p(\rho)/p(0)$ соответствовал нормированному профилю давления $p_N(\rho) = (1 - \rho^{3/2})^3$, который является аппроксимацией экспериментальных наблюдений в режимах с омическим и ЭЦР-нагревом на различных токамаках [11]. На рис. 6 сравниваются нормированные расчетный и экспериментальный профили давления в нормированных координатах. Видно, что профили ли близки друг к другу.



Рис. 4. Расчетные профили электронной и ионной температуры для омического разряда T-15MД при $B_T = 1$ Тл, $I_p = 490$ кА и $\overline{n}_e = 1.5 \times 10^{19}$ м⁻³.



Рис. 5. Профиль электронной плотности, задаваемый при моделировании омического разряда Т-15МД $(B_T = 1 \text{ Tr}, I_p = 490 \text{ кA и } \overline{n_e} = 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}).$



Рис. 6. Нормированные расчетный и экспериментальный самосогласованный профили давления в нормированных координатах $\rho = r (I_p R / (\kappa B_T))^{-1/2}$.



На рис. 7, 8 показаны расчетные зависимости центральной электронной (рис. 7) и ионной (рис. 8) температур от средней электронной плотности для трех значений магнитного поля: $B_T = 1$, 1.5 и 2 Тл. В расчетах эффективный заряд плазмы Z_{eff} принимался равным 1.5—3. Рисунки 7 и 8 показывают, что электронная температура уменьшается с ростом плотности. С увеличением магнитного поля электронная температура увеличивается, так как для сохранения величины запаса устойчивости на границе ($q_a = 4$ или $q_a = 3$) увеличивается ток плазмы, а вместе с ним и мощность омического нагрева.

В рассмотренном диапазоне значений плотности $(0.2n_G \leq \bar{n}_e \leq 0.7n_G)$ при $q_a = 3$ электронная температура в центре плазмы достигает $T_e \approx 1.6$ кэВ для $B_T = 1$ Тл, $I_p = 650$ кА и $T_e = 2.6$ кэВ для $B_T = 2$ Тл, $I_p = 1.3$ МА.



Рис. 7. Расчетные значения центральной электронной температуры для омического режима токамака T-15MД в зависимости от средней плотности $\bar{n}_e = (0.2-0.7) n_G$ при разных значениях магнитного поля. Запас устойчивости на границе плазмы $q_a = 3$ (a); $q_a = 4$ (б).



Рис. 8. Расчетные значения центральной ионной температуры для омического режима токамака T-15MД в зависимости от средней плотности $\bar{n}_e = (0.2-0.7) n_G$ при разных значениях магнитного поля. Запас устойчивости на границе плазмы $q_a = 3$ (a); $q_a = 4$ (б).



Рис. 9. Расчетные значения времени удержания энергии τ_E для омического режима токамака T-15MД в зависимости от средней плотности $\bar{n}_e = (0.2-0.7) n_G$ при разных значениях магнитного поля. Запас устойчивости на границе плазмы $q_a = 3$ (a); $q_a = 4$ (б).

Ионная температура слабо зависит от средней плотности и составляет $T_i \approx 0.6$ кэВ при $B_T = 1$ Тл, $I_p = 650$ кА и $T_i \approx 1$ кэВ при $B_T = 2$ Тл и $I_p = 1.3$ МА. При $q_a = 4$ расчетные значения электронной и ионной температур в центре плазмы оказываются ниже: $T_e \le 1.2$ кэВ, $T_i \approx 0.45$ кэВ для $B_T = 1$ Тл, $I_p = 490$ кА и $T_e \le 2.1$ кэВ, $T_i \approx 0.8$ кэВ при $B_T = 2$ Тл и $I_p = 1$ МА.

На рисунке 9 показаны расчетные значения времени удержания энергии τ_E в зависимости от средней электронной плотности при разных значениях магнитного поля. Время удержания почти не меняется с ростом средней плотности, при $q_a = 3$, $\tau_E \approx 30-60$ мс, при $q_a = 4$, $\tau_E \approx 23-45$ мс.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как известно, в омическом режиме при низких значениях электронной плотности плазмы время удержания энергии линейно возрастает с ростом \bar{n}_e (режим линейного омического удержания — Linear Ohmic Confinement, LOC), а при высокой плотности удержание практически не зависит от \bar{n}_e (режим насыщенного омического удержания — Saturated Ohmic Confinement, SOC). Критическая средняя плотность, при которой происходит переход из LOC режима в SOC режим, определяется с помощью скейлинга:

$$n_e^{crit} = 0.65 \frac{M^{0.5} B_T}{q_a R},$$
(8)

где B_T — в Тл; R — в м; M — в а.е.м., см формулу (3); n_e^{crit} — в 10²⁰ м⁻³ [13]. Для водородной плазмы Т-15МД (M = 1) при q_a = 4 и поле B_T = 1—2 Тл получаем $n_e^{crit} \sim (1-2) \times 10^{19}$ м⁻³.

Таким образом, все полученные результаты моделирования для Т-15МД относятся к SOC-режиму. Для сравнения, в дейтериевой плазме T-10 даже при низком магнитном поле $B_T = 1.55$ Tл критическая плотность $n_e^{crit} \sim 3 \times 10^{19}$ м⁻³. То есть все импульсы на рис. 1 относятся к режиму LOC, в котором удержание описывается неоалкаторным скейлингом для водородной плазмы:

$$\tau_{nA} = 70\overline{n}_e q_a a R^2, \qquad (9)$$

где τ_{nA} — в мс, \overline{n}_e — в 10^{20} м⁻³, *R* и *a* — в м. Удержание в режиме SOC соответствует скейлингу для L-моды ITER-89P [14]:

$$\tau_{89P} = 48I_p^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} \kappa^{0.5} B_T^{0.2} M^{0.5} \overline{n}_e^{0.1} P^{-0.5}, \quad (10)$$

где τ_{89P} — в мс, I_p — в МА, B_T — в Тл, \bar{n}_e — в 10^{20} м⁻³, R и a — в м, M — в а.е.м.

На рисунках 10 и 11 показано сравнение времени удержания в омическом режиме Т-15МД, рассчитанного по ТМКП, со скейлингом для *L*-моды τ_{89P} и неоалкаторным скейлингом τ_{nA} с учетом изотопного коэффициента $(M_H/M_D)^{0.5} = 1/2^{0.5}$, так как расчеты сделаны для водородной плазмы. Видно, что при плотностях $\overline{n}_e > n_e^{crit}$ рассчитанное время удержания соответствует скейлингу ITER-89P, который используется для оценки удержания в режиме SOC [14].

Следует отметить, что на рис. 10 и 11 время удержания τ_{89P} уменьшается с ростом плотности, хотя в скейлинге ITER-89P зависимость от плотности положительная и очень слабая $\tau_{89P} \sim \bar{n}_e^{0.1}$. Это связано с тем, что в скейлинг входит еще сильная зависимость от мощности нагрева $\tau_{89P} \sim P^{-0.5}$. С ростом плотности электронная температура и проводимость плазмы уменьшаются, поэтому омическая мощность возрастает. Таким образом, в данном случае мощность в скейлинге не является независимой переменной.







Рис. 11. Время удержания энергии, рассчитанное по ТМКП (символы) и неоалкаторному и ITER-89Р скейлингам (штриховые кривые), для омического режима Т-15МД при $B_T = 1$ Тл (а); $B_T = 1.5$ Тл (б); $B_T = 2$ Тл (в). Запас устойчивости на границе плазмы $q_a = 4$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для верификации ТМКП, изначально откалиброванной для $3 \le q_a \le 5$, проведено моделирование омических разрядов Т-10 с низким магнитным полем 1.55 Тл $\le B_T \le 2.1$ Тл, $2.4 \le q_a \le 4$. Показано, что в рассмотренных режимах ТМКП в пределах экспериментальной погрешности описывает омическую электронную температуру в широком диапазоне плотности вплоть до 0.7 от предела Гринвальда.

Таким образом, область применения ТМКП расширена на более низкие магнитные поля и более широкий интервал q_a . Проведено транспортное моделирование стационарной стадии омического разряда токамака T-15MД на основе ТМКП для магнитного поля $B_T = 1-2$ Тл и $q_a = 3-4$. Получены радиальные профили и зависимости ожидаемой электронной и ионной температур и времени удержания от средней плотности, которые в дальнейшем могут использоваться для экспериментальной верификации и расчетов сценариев разрядов T-15MД.

Работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ "Курчатовский институт". Моделирование Т-10 поддержано Российским научным фондом, грант 23-72-00042.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Днестровский Ю. Н., Данилов А. В., Днестровский А. Ю., Лысенко С. Е., Сушков А. В., Черкасов С. В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. С. 45.
- Днестровский Ю. Н., Вершков В.А. Данилов А. В., Днестровский А. Ю., Лысенко С. Е., Мельников А. В., Субботин Г. Ф., Сычугов Д. Ю., Черкасов С. В., Шелухин Д. А. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 226. https://doi.org/10.1134/S0367292119020057
- 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. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. С. 9.
- Dnestrovskij Yu.N, Danilov A. V., Dnestrovskij A. Yu., Lysenko S. E., Melnikov A. V., Nemets A. R., Nurgaliev M. R., Subbotin G. F., Solovev N. A., Sychugov D. Yu., Cherkasov S. V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 055012.

- 5. *Леонов В. М. //* ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. С. 73.
- Мельников А. В., Елисеев Л. Г., Лысенко С. Е., Перфилов С. В., Шурыгин Р. В., Крупник Л. И., Козачок А. С., Смоляков А. И. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. С. 633.
- Melnikov A. V., Eliseev L. G., Perfilov S. V., Andreev V. F., Grashin S. A., Dyabilin K. S., Chudnovskiy A. N., Isaev M. Yu., Lysenko S. E., Mavrin V. A., Mikhailov M. I., Ryzhakov D. V., Shurygin R. V., Zenin V. N. and the T-10 Team // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 093019. https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093019
- Melnikov A. V., Hidalgo C., Eliseev L. G., Ascasibar E., Chmyga A. A., Dyabilin K. S., Krasilnikov I. A., Krupin V. A., Krupnik L. I., Khrebtov S. M., Komarov A. D., Kozachek A. S., Lopez-Bruna D., Lysenko S. E., Mavrin V. A., de Pablos J. L., Pastor I., Perfilov S. V., Pedrosa M. A., Shurygin R. V., Vershkov V. A., T-10 Team and TJ-II Team // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 083043.

https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/8/083043

 Dnestrovskij Yu.N., Connor J. W., Cherkasov S. V., Danilov A. V., Dnestrovskij A. Yu., Lysenko S. E., Roach C. M., Walsh M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. P. 1477.

https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/9/009

- 10. Pereverzev G. V., Yushmanov P. N. Preprint IPP 5/98. Garching, Germany, 2002.
- Razumova K.A., Andreev V.F., Kislov A. Ya., Kirneva N.A., Lysenko S. E., Pavlov Yu.D., Shafranov T.V., the T-10 Team, Donne A.J.H., Hogeweij G. M.D., Spakman G. W., Jaspers R., the TEXTOR team, Kantor M., Walsh M. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 065011. https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/6/065011
- 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. 96–97. P. 306.
- ITER Physics Basis. Chapter 2 // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2175.
- 14. Rice J. E., Citrin J., Cao N. M., Diamond P. H., Greenwald M., Crierson B.A. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 105001. https://doi.org/10.1088/1741-4326/abac4b

Simulation of an Ohmic Regime in the T-15MD Tokamak Based on the Canonical Profile Transport Model

© 2024 N.V. Kasyanova^{a,b,*,**}, Yu.N. Dnestrovskij^a, A.V. Melnikov^{a,b,c}

^a National Research Centre "Kurchatov Institute," Moscow, 123182, Russia ^b Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow oblast, 141701, Russia ^c National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409, Russia * e-mail: Kasyanova_NV@nrcki.ru ** e-mail: nrcki@nrcki.ru

The canonical profiles transport model (CPTM), whose coefficients were determined from the T-10 tokamak database with a standard magnetic field $B_T = 2.3-2.5$ T, has shown its robustness in ohmic regimes with a reduced magnetic field $B_T = 1.55-2.1$ T. We used the CPTM for predictions of radial profiles and dependences of the electron and ion temperatures and the energy confinement time on the average plasma density for the T-15MD tokamak at the initial stage of its operation: the ohmic regime in a circular limiter configuration with $B_T = 1.0-2.0$ T and plasma current $I_p < 1$ MA.

Keywords: tokamak, ohmic heating, energy transport, canonical profiles transport model

— КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ —

УДК 533.9

ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР И ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЕ В ИМПУЛЬСНОМ ПОТОКЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОМ РЭП В ПЛАЗМЕННОМ СТОЛБЕ С РАЗЛИЧНЫМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ ПЛОТНОСТИ

© 2024 г. А. В. Аржанников^{а,*}, С. Л. Синицкий^а, Д. А. Самцов^{а,**}, И. В. Тимофеев^а, Е. С. Сандалов^а, С. С. Попов^а, М. Г. Атлуханов^а, М. А. Макаров^а, П. В. Калинин^а, К. Н. Куклин^а, А. Ф. Ровенских^а, В. Д. Степанов^а

> ^a Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия * e-mail: A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su ** e-mail: D.A.Samtsov@inp.nsk.su

> > Поступила в редакцию 21.11.2023 г. После доработки 27.12.2023 г. Принята к публикации 28.12.2023 г.

Сообщается об энергосодержании 10 Дж в области частот (0.2—0.3) ТГц при микросекундной длительности импульса, которое достигнуто в направленном потоке электромагнитного излучения, генерируемом в пучково-плазменной системе. Генерация потока осуществляется при накачке релятивистским электронным пучком (РЭП) электронных плазменных волн в замагниченном плазменном столбе. В описываемых экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ этот принципиально новый метод генерации терагерцового излучения реализован в условиях варьирования плотности тока пучка (1—2) к A/cm^2 и плотности плазмы ($10^{14}-10^{15}$) см⁻³. Сопоставлением измеренного в эксперименте распределения спектральной плотности потока излучения в частотном интервале от 0.15 до 0.45 ТГц с расчётным спектром излучения в рамках предложенной ранее модели генерации в пучково-плазменной системе продемонстрировано, что этот процесс реализуется через резонансную накачку пучком ветви именно верхнегибридных плазменных волн. Освоение этого нового метода генерации терагерцового излучения в области получения мультимегаваттных потоков излучения в области частот до одного терагерца и выше. На этом пути наиболее перспективным пучком для накачки плазменных колебаний представляется килоамперный РЭП, генерируемый в линейном индукционном ускорителе.

Ключевые слова: релятивистский электронный пучок, плазменный столб, пучково-плазменное взаимодействие, волна в плазме, терагерцовое излучение, мегаваттный поток излучения **DOI:** 10.31857/S0367292124030042, **EDN:** RGFQLU

1. ВВЕДЕНИЕ

Терагерцовое излучение обладает способностью проникать глубоко в вещества и различные материалы, непрозрачные в оптическом и инфракрасном диапазонах, при этом возбуждать колебательные моды супрамолекулярных структур и кристаллических решёток твёрдого тела, а также вращательные уровни сложных молекулярных образований. Наличие указанных свойств приводит к все более активному использованию излучения терагерцового диапазона в различных областях человеческой деятельности, как например, для диагностики различных состояний тканей и органов человека, не оказывая вредного воздействия на объекты живой природы [1]. Терагерцовый диапазон важен также для создания систем радиолокации с возможностью визуализации небольших скрытых объектов [2] и спектроскопии и возбуждения фононных колебаний в молекулярных кристаллах и супрамолекулярных структурах [3]. Таким образом, разработка и создание мощных источников электромагнитного излучения терагерцового диапазона частот (0.1—10 ТГц) представляет собой одну из приоритетных задач современной физики.

По нашему мнению, один из перспективных подходов к генерации мощных потоков излучения в диапазоне частот 0.1—0.9 ТГц реализуется через использование механизмов интенсивного пучково-плазменного взаимодействия [4] и превращения генерируемых пучком плазменных волн в электромагнитные волны, выходящие из плазмы, что предполагалось для объяснения вспышек излучения, поступающих из солнечной короны [5].

В случае использования пучков электронов с энергией ~1 МэВ при токе масштаба 1—10 кА (см. [4]), мощность которых достигает гигаваттного уровня, можно ожидать генерации потоков терагерцового излучения с мощностью масштаба десятков и даже сотен мегаватт. Освоение этого нового метода генерации излучения позволяет значительно расширить область приложений мощных потоков излучения в частотном интервале 0.1—1 ТГц.

Важно подчеркнуть, что использование этого пучково-плазменного механизма в терагерцовой спектральной области открывает уникальную возможность быстрого изменения частоты в потоке генерируемого излучения путём варьирования плотности плазмы. Экспериментальные исследования этой направленности были начаты на установке ГОЛ-3 в ИЯФ СО РАН, в условиях инжекции в замагниченный плазменный столб пучка "мэвных" электронов с током 10—15 кА и длительности 5 мкс [6].

В ходе экспериментов по релаксации сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) в плазме с плотностью ~ 10^{14} см⁻³ были установлены закономерности эмиссия излучения в спектральном интервале 0.1—0.5 ТГц в направлении перпендикулярном к магнитному полю в плазме [7—8].

По результатам этих и дальнейших исследований были определены механизмы генерации излучения. Один из них заключается в возбуждении пучком верхнегибридных плазменных колебаний с последующей их трансформацией на градиентах плотности плазмы в поток электромагнитного излучения на частоте этой ветви плазменных волн [8—11]. Другой механизм реализуется в ходе нелинейного процесса, при котором два верхнегибридных колебания сливаются в одну электромагнитную волну с частотой, равной удвоенной величине этих колебаний [5, 12, 13].

В ходе экспериментов было установлено, что поперечная эмиссия электромагнитного излучения на указанных частотах локализована на расстояниях масштаба одного метра от места входа пучка в плазму, что соответствует длине релаксации РЭП в плазме [14]. В последующих экспериментах, проводимых на установке ГОЛ-ПЭТ, продемонстрировано, что с ростом плотности плазмы происходит переключение направления эмиссии потока излучения из перпендикулярного к оси цилиндрического плазменного столба в направление вдоль его оси [15].

В дальнейших исследованиях на установке ГОЛ-ПЭТ были установлены закономерности влияния градиентов плотности плазмы на спектральный состав и мощность генерируемого потока излучения и был открыт новый механизм его генерации при взаимодействии пучка с плазмой. Этот механизм состоит в том, что при регулярных периодических градиентах плотности плазмы возможна прямая накачка пучком в плазме ветви электромагнитных колебаний [10—11].

В этих экспериментах были найдены условия эффективного вывода из плазмы через торец плазменного столба в вакуум потока излучения, распространяющегося вдоль оси пучково-плазменной системы. Более того, в экспериментах определены условия вывода этого потока из вакуумной камеры через диэлектрическое полимерное окно в атмосферу экспериментального зала [16—17], где была проведена первая серия измерений энергосодержания в потоке излучения с микросекундной длительностью импульса [18].

Эксперименты показали, что высокая плотность мощности в потоке излучения приводит к сокращению времени его выхода в атмосферу на уровне менее одной микросекунды, хотя время генерации в пучково-плазменной системе достигало 3.5 мкс. Это явление укорочения длительности выходящего в атмосферу импульса излучения получило объяснение тем, что происходил ВЧ-пробой поверхности выходного окна с вакуумной стороны [19].

Решению задачи по предотвращению этого ВЧ-пробоя и достижению максимального энергосодержания в потоке, вышедшем в атмосферу, и посвящена данная наша работа. Для достижения возможности детального сопоставления спектра генерируемого излучения с результатом теоретического рассмотрения были проведены эксперименты при целенаправленном поддержании однородного по сечению плазменного столба при неизменной по величине плотности на продолжительном отрезке времени в течение импульса генерации потока излучения. В статье проведено сравнение спектрального состава потока излучения, измеренного в этих условиях эксперимента, с результатом расчёта распределения спектральной плотности мощности излучения в области частот верхнегибридных плазменных колебаний.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Описываемая серия экспериментов по генерации излучения терагерцового диапазона в пучковоплазменной системе проведена в ИЯФ СО РАН на установке ГОЛ-ПЭТ. Структура этой установки и использумые на ней диагностики достаточно подробно освещены в работах [16—20], и поэтому в данном тексте этого мы только кратко опишем лишь ключевые стороны этого вопроса. Схема описываемых экспериментов представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема плазменной части установки ГОЛ-ПЭТ с демонстрацией пути распространения потока терагерцового излучения и местоположения диагностик для его регистрации. *1* – инжектируемый РЭП; *2* – плазма; *3* – поток излучения; *4* – поворотное зеркало; *5* – полихроматор; *6* – калориметр; *7* – интерферометр; *8* – томсоновское рассеяние.

Для создания пучка электронов, инжектируемого в плазму, используется ускоритель прямого действия У-2, в котором осуществляется генерация РЭП ленточной конфигурации сечения в условиях изоляции катод-анодного промежутка магнитным полем с индукцией, которую можно варьировать в зависимости от целей экспериментов в пределах 0.12—0.3 Тл [21].

Генерируемый ускорительном диоде ленточный пучок распространяется далее с сечением 350×56 мм по щелевому каналу с зазором между плоскостями 80 мм (см. [21]), а затем переходит в пространственную область вакуумной камеры, где его сечение трансформируется в круглое в соответствии с геометрией силовых линий ведущего магнитного поля и, наконец, сжимается до диаметра 40 мм при нарастании индукции поля до 4.3 Тл. Измерения показали, что при такой схеме трансформации и сжатии сечения пучка ускоритель У-2 обеспечивает инжекцию в плазменный столб пучка электронов с энергией в диапазоне 0.4— 0.8 МэВ в условиях угловой расходимости скорости частиц 0.1 рад [22] при длительности импульса 5 мкс.

В описывамых экспериментах плотность тока пучка, проходящего через плазму, задавалась соотношением между индукцией магнтного поля в ускорительном диоде и в плазменном столбе имела два значения 1 и 2 кА/см². Инжекция пучка проводилась в плазменный столб с диаметром 80 мм и протяженностью 1.2 м, удерживемый в соленоиде с гофрированным магнитным полем с отношением максимального и минимального значений магнитной индукции в гофрах $B_{max} / B_{min} = 4.5/3.2$ Тл.

Описание процесса создания плазменного столба с различным распределением плотности плазмы по его сечению представлено в работе [20]. В этой работе продемонстрировано, что в зависимости от условий по импульсной подаче газа в вакуумную камеру (момент открывания клапанов и продолжительность их открытого состояния), а также от геометрии расположения электродов и момента можно сформировать плазменный столб с различным распределением концентрации, как по его поперечному сечению, так и по его длине [20]. Кроме того, возможен рост плотности плазмы и изменения в её распределении во время инжекции РЭП, если при протекании тока высоковольного разряда степень ионизации газового облака в трубе оказывается не достаточно высокой. Отметим, что, как показали эксперименты, описанные в работе [11], в плазменном столбе с значительными радиальными градиентами плотности плазмы импульсная мощность потока излучения, генерируемого в пучково-плазменной системе, возрастает более чем на порядок величины по сравнению со случаем однородного распределения.

времени подачи импульса высокого (20 кВ) напряже-

ния на разрядный промежуток заполненный газом,

В представляемом нами тексте описаны аналогичные эксперименты но в них распределение плотности по сечению плазменного столба приблизительно однородно.

В различных сечениях вакуумной камеры вдоль оси установки располагается набор поясов Роговского, которые используются для измерения тока пучка в области диодного узла и системы магнитного сжатия, а также значения тока пучка и тока протекающего по плазме в конкретных сечениях плазменного столба. При этом необходимо учитывать, что в случае высокой (превышающей 2·10¹⁴ см⁻³) плотности плазмы на всей протяженности плазменного столба, пояса Роговского, охватывающие плазменный столб, не регистрируют какого-либо магнитного поля от тока пучка, поскольку в этих условиях достигается полная компенсация тока пучка встречным плазменным током.

Энергия электронов в пучке, инжектируемом в плазменный столб, определяется по напряжению, прикладываемому к ускорительному диоду. Для измерения плотности плазмы применяются оптические диагностики: интерферометр Майкельсона на длине волны 10.5 мкм [23] и система томсоновского рассеяния на длине волны 1.053 мкм [24, 25]. Изменения температуры плазмы в течение времени инжекции пучка в различных сечениях плазменного столба оценивались по сигналам с диамагнитных петель, которые пропорцианальны поперечному давлению плазмы.

Описываемые в данном тексте эксперименты были сосредоточены на достижении максимального энергосодержания за импульс в потоке излучения, распространяющегося вдоль оси установки и далее выходящем в атмосферу. Для достижения этого результата поток излучения, выходящий из торца плазменного столба в сопровождении сильноточного РЭП, отделялся от него по следующей схеме.

На торце плазменного столба, где реализовано резкое понижение плотности плазмы, начинается сильное понижение индукции ведущего поля вдоль оси установки, что приводит сильному расширению сечения пучка, который далее поглощается на кольцевом графитовом коллекторе. В свою очередь, поток излучения в условиях сохранения его прежнего сечения распространяется по стальной трубе до поворотного зеркала, которое представляет собой тонкую фольгу из нержавеющей стали, плоскость зеркла наклонена к оси установки под углом 45 градусов. На поворотном зеркале поток излучения направляется по стальной трубе, ось которой направлена под углом 90 градусов по отношению к оси установки и, соответственно, к оси симметрии плазменного столба. Далее поток излучения выходит в атмосферу через выходное окно из полиметилпентена, который хорошо пропускает терагерцовое излучение [26].

Для регистрации спектральных характеристик генерируемого потока терагерцового излучения используются детекторы на основе диодов с барьером Шоттки (ДБШ), которые дополнены частотно-селективными полосовыми фильтрами. В совокупности такие 8 детекторов составляют восьмиканальный полихроматор, предназначенный для анализа спектрального состава потока излучения в интервале частот от 0.1 до 0.6 ТГц [27].

Для измерения энергосодержания в потоке электромагнитного излучения используется специализированный калориметр, предоставленный нам авторами работы [28]. Процесс измерения энергии излучения с помощью калориметра основан на поглощении энергии электромагнитного излучения в тонкостенной цилиндрической металлокерамической оболочке и регистрации изменения её температуры при помощи большого числа (около 1000) последовательно включённых термопар.

Чувствительность калориметра, измеренная на частоте около 100 ГГц, имеет величину 90 мкВ/Дж, которая несколько отличается от 70 мкВ/Дж, измеренной на

частоте 10 ГГц, которая указана в работе [28]. Описание процедуры измерений и результаты первой серии измерений энергосодержания в импульсном потоке терагерцового излучения приведены в статье [18].

Исходя из представленного выше комментария по используемому калориметру, можно считать, что в ходе экспериментов обеспечиваются измерения абсолютной величиы энергосодержания в потоке излучения в отдельном импульсе излучения с хорошей достоверностью. Далее, принимая во внимание временную динамику и амплитуду сигналов излучения, регистрируемых в каналах восьмиканального полихроматора в течение генерируемого импульса, мы вычисляем абсолютную величину средней за длительгность импульса мощности в той части спектра, где локализована высокая спектральная плотность излучения.

Для визуальной индикации распределения плотности мощности по сечению потока, что важно для оценки доли потока захватываемого в калориметр, применяются панели газоразрядных ламп, в полости которых возникает высокочастный разряд при превышении удельной мощности в потоке пороговой величины, которая оценивается на уровне (1—2)·10⁴ Вт/см². Высокочастотный разряд, возникающий в полости равномерно распределённых по площади полимерной панели лампочек, сопровождается ярким свечением, а оптическое изображение свечения этих лампочек, регистрируемое с помощью быстрой фотокамеры камеры, модели SDU-205, свидетельствует о превышении удельной мощностью потока указанного порогового уровня (см. работу [18]).

3. СПЕКТР ЧАСТОТ И ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЕ В ИМПУЛЬСЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В СЕЧЕНИИ ПУЧКА

Как уже отмечено, результат предшествующих экспериментов по измерению энергосодержания в импульсном потоке излучения описан в работе [18]. При проведении тех экспериментов калориметр располагался в атмосфере экспериментального зала, а поток излучения выходил из вакуумной камеры через фторопластовое окно диаметром 14 см, которое располагалось на расстоянии в 30 см от металлического зеркала, обеспечивающего поворот на 90° направления распространения потока по отношению к оси плазменного столба. Калориметр был отнесён от фторопластового окна на расстояние 60 см, на котором сечение потока, свободно распространяющегося в атмосфере, уже достигало диаметра 30 см.

Для того, чтобы направить поток излучения на входное отверстие калориметра, которое имеет диаметр 11.5 см, между выходным окном и калориметром размещалась стальная труба диаметром 18 см, которая захватывала поток излучения, выходящего из выходного окна. В этих экспериментальных условиях пробой по вакуумной поверхности выходного окна ограничивал длительность импульса выходящего в атмосферу потока на уровне ниже 1 мкс.

При оптимальных условиях эксперимента энергосодержание в потоке, захватываемом в калориметре, при такой длительности импульса достигало величины 2—2.5 Дж. Поскольку диаметр входного отверстие калориметра 11.5 см был заметно меньше диаметра трубы 18 см, то по результатам калориметрических измерений можно говорить о том, что энергосодержание в импульсном потоке по крайней мере не меньше указанного достигнутого уровня.

Чтобы предотвратить возникновение и развитие ВЧ-пробоя с вакуумной стороны выходного окна, что приводит к укорочению длительности выходящего в атмосферу импульса излучения, была проведена реконструкция узла установки для вывода излучения из вакуума в атмосферу [29]. Выходное окно было отнесено от поворотного стального зеркала на расстояние 150 см за счёт использования стальной трубы с внутренним диаметром 12 см. При этом материал окна — фторопласт был заменён на другой, более подходящий для данных экспериментов, а именно на полиметилпентен.

В отличие от фторопласта, этот новый материал обладает лучшим коэффициентом пропускания в терагерцовой спектральной области. Увеличение расстояния до окна позволило понизить концентрацию газового облака у его поверхности, которое формируется при распространении потока газа от импульсного клапана, открываемого перед подачей импульса напряжения для осуществления высоковольтного разряда. Кроме того, в непосредственной близости от зеркала при отражении от него потока излучения возникают локальные области повышенной плотности энергии колебаний, что способствует возникновению пробоя. При распространении потока излучения от зеркала по длинной трубе, эти локализации повышенной плотности мощности размываются, и вероятность развития высокочастотного пробоя значительно снижается.

При проведении измерений энергосодержания в потоке, выведенном в атмосферу, в этих экспериментах входное отверстие калориметра было присоединено к выходному окну, изготовленному из полиметилпентена, с минимальным зазором между ними. При этом, диаметр потока излучения, выходящего через окно в атмосферу ограничен диаметром вакуумного тракта 12 см и незначительно превышал диаметр входного отверстия калориметра, которое имеет величину 11.5 см.

В ходе экспериментов плотность плазмы в сечении пучка во время прохождения его по плазменному столбу поддерживалась на уровне 4·10¹⁴ см⁻³ с радиальным профилем плотности, который представлен рис. 2а. Результат измерений радиального распределения плотности плазмы по томсоновскому рассеянию получен усреднением по серии из пяти выстрелов.

Видно, что время распространения тепла от принимающей поверхности рабочего тела калориметра к слою, где расположены термопары, имеет величину масштаба 10 с, а характерное время остывания рабочего тела превышает 100 с. В соответствии с результатом калибровки абсолютной чувствительности мы можем утверждать, что энергосодержание в вышедшем из окна импульсном потоке в этих условиях имеет величину около четырёх джоулей.



Рис. 2. Распределение плотности по радиусу плазменного столба в момент 2 мкс (а) и энергия в импульсе излучения, которая зарегистрирована калориметром за выходным окном из полиметилпентена (б). Результаты усреднены по пяти выстрелам в одинаковых условиях по пучку и плазме.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

Для измерений спектрального состава излучения в этом потоке калориметр был убран, и на пути потока был помещён 8-канальный полихроматор. С помощью отверстия в поглощающем излучение экране из потока, распространяющегося от выходного окна, был вырезан луч диаметром 4 см, и далее после ослабления интенсивности луча по всему спектру излучения на одинаковую величину, он подавался на вход полихроматора. Результат измерений полихроматором спектрального состава потока излучения в этих условиях представлен на рис. 3.



Рис. 3. Спектральная плотность излучения в выведенном в атмосферу потоке излучения (а), которая зарегистрирована восьмиканальным полихроматором при распределении плотности плазмы, представленной на рис. 2а. Спектральная плотность на рис. 3а отложена по оси ординат в относительных единицах. Осциллограммы тока инжектируемого пучка и энергии пучковых электронов (б). Сигналы интенсивности излучения, поступившие от каналов полихроматора (в-е) для различных частотных интервалов. Все сигналы усреднены по серии из 9 выстрелов.

Прежде всего отметим две локальные полосы частот: низкочастотная, которая лежит в интервале 0.14—0.16 ТГц, и высокочастотная — в интервале 0.3—0.4 ТГц. По нашему мнению, низкочастотная полоса соответствует области частот ветви верхнегибридных плазменных колебаний, которая при плотности плазмы $(3-4)\cdot 10^{14}$ см⁻³ и заданном магнитном поле B = 4 Тл простирается от 0.14 и до частоты ≈ 0.19 ТГц. Эти электромагнитные волны генерируются при трансформации верхнегибридных плазменных колебаниях на градиентах плотности плазмы [9, 10, 13].

В свою очередь, высокочастотную полосу $(0.3-0.4 \text{ T}\Gamma \mu)$, которая лежит на удвоенной величине частоты, содержащейся в низкочастотной полосе, мы объясняем нелинейным процессом, при котором два верхнегибридных плазменных колебания сливаются в одну электромагнитную волну [12, 13]. Две другие полосы генерируемых частот: на 0.11-0.12 ТГц и на 0.22-0.24 ТГц мы связываем с излучением плазменных электронов, движущихся по циклотронным орбитам: основная циклотронная частота *fc* = *eB* / $2\pi mc$ = 0.11 ТГц (при *B* = 4 Тл), и её удвоенная величина 0.22 ТГц.

Что касается энергосодержания в импульсном потоке излучения, то в данных экспериментах измерения калориметром показали величину 3.5—4 Дж, что значительно превышает уровень 2—2.5 Дж, зарегистрированный в предыдущей серии экспериментов. Подрастание величины энергии, захваченной в калориметр из поступающего на него потока излучения, мы объясняем увеличением длительности импульса потока, вышедшего из вакуумной камеру в атмосферу.

Как видно из осциллограмм сигналов от частотноселективных каналов с полихроматора, длительность импульса потока излучения достигла в данной серии экспериментов 4 мкс. В то же время следует учитывать, что уровень мощности достигает максимума в течении первой микросекунды и в дальнейшем постепенно снижается.

Для уточнения энергосодержания в импульсе излучения, генерируемого пучком в плазменном столбе, были проведены измерения этого параметра с помощью калориметра непосредственно в вакууме, которое реализуется путём удаления выходного окна, отделяющего рабочую полость калориметра, где поглощается поток излучения, от стальной трубы по которой поток распространяется в вакууме.

Перед проведением этой серии измерений было удалено окно из полиметилпентена, и входное окно калориметра было присоединено непосредственно к стальной трубе, представляя таким образом её продолжение. В этих условиях откачка рабочей полости калориметре до высокого вакуума осуществлялась при создании вакуумных условий в плазменной части установки.

Присоединение корпуса калориметра к трубе осуществлялось через специальную диэлектрическую прокладку, обеспечивающую отсутствие электрического контакта между калориметром и вакуумной камерой установки. Напомним, что диаметр трубы, по которой распространяется поток излучения — 12 см, а входное отверстие калориметра имеет диаметр 11.5 см. В этих условиях в калориметр не проникает небольшая по площади кольцевая кромка сечения распространяющегося по трубе потока, что может приводить к некоторому занижению величины измеренного калориметром энергосодержания в потоке за импульс.

Полученные в таком варианте расположения калориметра результаты измерений энергии потока излучения представлены синей линией на рис. 4.



Рис. 4. Энергия в импульсе излучения, измеренная калориметром в случае его присоединения непосредственно к вакуумной трубе, в режиме с плотностью тока пучка 1 кА/см² (кривая *I*) и с плотностью тока пучка 2 кА/см² (кривая *2*).

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

Необходимо отметить, что в этих экспериментах диаметр пучка в плазме имел величину 4 см, а вычисленная исходя из этого средняя плотность тока по сечению пучка составила $j_b = 1 \text{ кA/см}^2$.

Такая же величина плотности тока поддерживалась в экспериментах, описанных ранее. Из представленных на рис. 4 осциллограмм напряжения, поступающих от блока термопар, присоединённых к рабочему телу калориметра, видно, что время нарастания температуры рабочего тела в данных экспериментах мало отличается от времени нарастания в случае присутствия воздуха в рабочей полости калориметра. Но понижение температуры рабочего тела при поддержании вакуумных условий в этой полости происходит за значительно большее время. Это означает, что на отвод тепла из рабочего тела калориметра в значительной степени влияет наличие воздушной массы в полости его рабочего объёма.

Следует отметить, что эксперименты по нагреву плазмы релятивистскими электронными пучками с длительностью импульса тока ~100 нс показали [30], что для достижения высокого уровня накачки плазменных колебаний при величине плотности плазмы $(4-5)\cdot 10^{14}$ см⁻³, необходимо обеспечить плотность тока пучка, существенно превышающую 1 кА/см². Ориентируясь на этот результат ранее проведенных экспериментов, мы провели действия, направленные на повышение плотности тока пучка в плазменном столбе.

Для продвижения в этом направлении была понижена индукция магнитного поля в диоде ускорителя У-2 с 0.25 до 0.19 Тл, а индукция поля в плазменном столбе повышена с 4 до 4.5 Тл. Такими действиями удалось поднять плотность тока пучка, проходящего по плазменному столбу, до уровня 2 кА/см². В этих условиях интенсивность взаимодействия пучка с плазмой действительно повысилась, и при той же плотности плазмы 4·10¹⁴ см⁻³ энергосодержание в потоке с микросекундной длительностью импульса повысилось приблизительно в два раза, о чём свидетельствует результат калориметрических измерений, представленный красной линией на рис. 4. Отметим, что для приведённых наборов выстрелов длительность импульса излучения принципиально не отличалась, а увеличение энергосодержания связано непосредственно с ростом мощности в потоке излучения.

Этот результат позволяет надеяться, что дальнейшее повышение плотности тока пучка в плазме позволит переходить в эксперименте в более высокую плотность плазмы, что обеспечит смещение процесса генерации излучения в частотную область около ~1 ТГц. Ожидается, что использование линейного индукционного ускорителя в качестве источника

килоамперного РЭП, который обеспечивает уровень плотностью тока выше, чем 10 кА/см², откроет возможность генерации в плазме потока излучения с частотами в обозначенной выше области [31].

В представленном на рис. 3 спектральном составе потока излучения полоса частот в области спектра верхнегибридных плазменных колебаний оказывается довольно широкой, что можно объяснять значительными вариациями плотности плазмы по сечению плазменного столба и его длине, где происходит интенсивное пучково-плазменное взаимодействие. Для того, чтобы сопоставить экспериментально измеренный спектр излучения в этой полосе частот с предсказаниями имеющейся теоретической модели [9, 10, 13], которая написана для случая однородной плазмы, мы сосредоточились на создании условий эксперимента при которых реализуется близкая к однородной плотность как по сечению, так и по длине плазменного столба. Результат таких экспериментов описан в следующем разделе.

4. СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЕ ОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА

Для достижения поставленной цели по сопоставлению результатов измерений с теоретическим предсказанием спектрального состава генерируемого излучения подбором работы импульсных клапанов и режима высоковольтного разряда были реализованы условия формирования плазменного столба, при которых достигается хорошая однородность плотности по его сечению, где проходит электронный пучок, при слабом изменении плотности вдоль его оси.

Результаты измерений плотности плазмы оптическими лазерными диагностиками, полученные усреднением регистрируемых этими диагностиками сигналов по серии из 9 выстрелов установки при неизменных задаваемых параметрах по плазме и пучку, приведены на рис. 5.

Как видно по графику на рис. 5а, линейная плотность плазмы начинает резко нарастать с момента начала инжекции РЭП. В момент 0.7 мкс рост плотности существенно замедляется, и в течение интервала от 1 до 2 мкс можно считать, что величина плотности остается постоянной на уровне $6 \pm 1 \cdot 10^{14}$ см⁻³, соответствуя полной ионизации исходного молекулярного водорода, плотность которого обеспечивается напуском через импульсные клапаны.

Распределение плотности по радиусу столба, измеренное в момент 1.2 мкс методом томсоновского рассеяния, приведено на рис. 56. Средняя величина плотности плазмы по сечению столба по данной серии выстрелов составила $7 \pm 0.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Близкие значения плотности плазмы, измеренные

300



Рис. 5. Изменение во времени средней по диаметру плазменного столба плотности плазмы, зарегистрированное с использованием интерферометра Майкельсона на длине волны 10.5 мкм (а); распределение плотности плазмы по радиусу столба в момент 1.2 мкс, измеренное системой томсоновского рассеяния на длине волны лазера 1.053 мкм (б). Отчёт времени ведётся с момента начала инжекции РЭП.

оптическими диагностиками в двух различных сечениях, расстояние между которыми составляет 22 см, позволяют утверждать о том, что плотность плазмы остаётся практически неизменной на таком отрезке плазменного столба в интервале времени от одной до двух микросекунд, отсчитывая от момента начала инжекции пучка.

Выделив в сигналах, поступающих от каналов полихроматора, участки, соответствующие именно этому отрезку времени за время инжекции пучка, и проведя компьютерную обработку сигналов на этих участках, мы построили спектр излучения в генерируемом потоке для случая однородного плазменного столба. Результат такой обработки результатов эксперимента представлен на рис. 6.

Как видно, в интервале частот от 0.1 до 0.4 ТГц высокая спектральная плотность излучения локализована в области 0.2—0.25 ТГц. В два раза ниже уровень спектральной плотности зарегистрирован в окрестности частоты 0.12 ТГц. В области частот выше 0.25 ТГц спектральная плотность пренебрежимо мала по сравнению с этими двумя обозначенными выше участками.

Наблюдаемые в эксперименте спектральные интервалы с повышенной спектральной плотностью мы интерпретируем, принимая во внимание параметры



Рис. 6. Спектральная плотность мощности в потоке излучения, генерируемом в условиях однородного по сечению плазменного столба (результат получен усреднением результатов регистрации по серии из девяти выстрелов в одинаковых условиях эксперимента при распределении плотности плазмы, представленном на рис. 5).

установки при проведенной серии эксперимента. Проведём сравнение измеренной спектральной плотности мощности с теоретической моделью генерации излучения, отвечающей условиям эксперимента.

Генерацию излучения в окрестности частоты 0.12 ТГц мы связываем с индивидуальным движением электронов по циклотронным орбитам в магнитном поле, индукция которого в плазменном столбе имеет величину от 3.5 до 4.5 Тл, что определяется гофрировкой этого поля. Высокую спектральную плотность мощности в области 0.2—0.25 ТГц в полной мере можно объяснять эмиссией из плазмы на частотах ветви верхнегибридных плазменных колебаний.

Действительно, измеренная величина плотности плазмы (6—7)·10¹⁴ см⁻³ с учётом указанной величины индукция ведущего магнитного поля в ней позволяет указать интервал частот, в которой должны возбуждаться верхнегибридные плазменные колебания: это от частоты ленгмюровских колебаний $f_p = 0.22$ ТГц до верхней граничной частоты этой ветви плазменных волн $f_{uh} = 0.25$ ГГц [13].

Результат компьютерных расчётов спектрального состава выходящего из плазмы излучения в области частот верхнегибридных плазменных колебаний, выполненных по теоретической модели, описанной в работе [13], представлены на рис. 7а, где частота нормирована на плазменную частоту ω_p . Результат расчётов представлен здесь в виде распределения спектральной плотности мощности по углу Θ , который отсчитывается от направления индукции магнитного поля.

Этот результат теоретических расчётов свидетельствуют о том, что генерируемое пучком излучение должно распространятся под углами 20—30 градусов к направлению ведущего магнитного поля. При этом, проинтегрированная по углам Θ спектральная плотность мощности локализована на участке 1—1.2 нормированных на ω_p частот, что соответствует диапазону регистрируемых в эксперименте частот 0.20—0.26 ТГц.

На рис. 7б проведено сравнение зарегистрированного в эксперименте интервала частот с высокой спектральной плотностью с кривой распределения спектральной плотности излучения в потоке, полученной в расчётах по указанной выше модели. Сопоставление представленных на этом рисунке результатов даёт основание для утверждения о том, что линия, описывающая результат расчёта спектральной плотности мощности, хорошо совпадает с контуром, охватывающем область высокой спектральной плотности потока излучения, которая выделяется по результатам эксперимента.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены измерения спектрального состава и энергосодержания в потоке терагерцового излучения, генерируемого в замагниченном плазменном столбе с плотностью в интервале от 4·10¹⁴ до 8·10¹⁴ см⁻³ при релаксации импульсного РЭП микросекундной длительности с плотностью тока от 1 до 2 кА/см². Показано, что в случае значительных неоднородностей плотности плазмы по сечению



Рис. 7. Распределение спектральной плотности мощности в относительных единицах по оси частот в окрестности ленгмюровской частоты ω_p : а) — расчётное угловое распределение спектральной плотности потока излучения в окрестности частоты ω_p , положение которой на оси частот соответствует единице; б) — синей линией показана спектральная плотность мощности, полученная интегрированием по углам Θ распределения, представленного на рис. а), красной линией — контур частотной области с максимальной спектральной плотностью мощности излучения, построенный по результатам измерений восьмиканальным полихроматором.

столба при её средней величине в окрестности значения 4·10¹⁴ см⁻³ спектр генерируемого излучения оказывается довольно широк и имеет максимум в области 0.15—0.2 ТГц, которая соответствует локализации спектра электронных плазменных волн. При длительности импульса излучения 4 мкс в таком потоке, распространяющемся в вакууме, содержится около десяти джоулей энергии. В потоке излучения, выведенном в атмосферу через окно из полимерного материала, оказывается энергосодержание за импульс в два раза ниже.

Двукратный подъём плотности тока пучка, инжектируемого в плазменный столб, с 1 до 2 кА/см², позволил обеспечить эффективную генерацию потока излучения в плазме с плотностью, повышенной также практически в два раза. На некотором интервале времени (~2 мкс) подбором условий эксперимента удалось реализовать однородный по сечению столб плазмы с малыми изменениями плотности вдоль его оси.

Измеренный в эксперименте при таких условиях спектральный состав излучения имеет относительно узкую полосу высокой спектральной мощности, и эта полоса лежит в интервале частот 0.20—0.25 ТГц. Сопоставление этого результата эксперимента с расчётным спектром, полученном для однородной по плотности плазмы, показало, что генерация терагерцового излучения в пучково-плазменной системе реализуется через накачку плазменных колебаний на ветви верхнегибридных волн.

Поскольку частота излучения, генерируемого в пучково-плазменной системе, лежит на ветви верхнегибридных плазменных колебаний, то повышение частоты излучения достигается наращиванием плотности плазмы и/или индукции ведущего магнитного поля. В ИЯФ СО РАН уже создан линейный индукционный ускоритель, генерирующий килоамперный пучок "мэвных" электронов, который сжимается по сечению до плотности тока выше 10 кА/см². В этих условиях открывается возможность продвижения в пучково-плазменном эксперименте в область плотностей плазмы, которые на порядок больше, чем описаны в данном тексте, что обеспечит генерацию мультимегаваттных потоков излучения частотой около 1 ТГц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

В части измерений спектрального состава излучения работа выполнена за счет средств, поступивших из Российского научного фонда по проекту № 19-12-00250-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Markelz A. G., Mittleman D. M. // ACS Photonics. 2022.
 V. 9. № 4. P. 1117.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

- Cooper K. B., Dengler R. J., Llombart N., Thomas B., Chattopadhyay G., Siegel P. H. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2011. V. 1. № 1. P. 169.
- Michalchuk A. L., Hemingway J., Morrison C. A. // The Journal of Chemical Physics. 2021. V. 154. № 6. P. 064105.
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Koidan V. S., Vyacheslavov L. N. // Physics of REB-Plasma Interaction. Physica Scripta. 1982. V. T2'2. P. 303.
- Ginzburg V. L., Zheleznyakov V. V. // Soviet Astronomy. 1959. V. 3. P. 235.
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V.V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Sulyaev Yu.S., M. Thumm K. A., Vyacheslavov L. N. // Vestnik Novosibirsk State University. Ser.: Physics. 2010. V. 5. № 4. P. 44.
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F. // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. № 1T. P. 74.
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Vyacheslavov L. N. // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. № 8.
- 9. Timofeev A. V. // Phys. Usp. 2004. V. 47. № 6.
- Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V.// Physics of Plasmas. 2015. V. 22. № 11. https://doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.4935890
- Arzhannikov V.A., Ivanov I.A., Kasatov A.A., Kuznetsov S.A., Makarov M.A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S.S., Rovenskikh A. F., Samtsov D.A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Annenkov V.V., Timofeev I. V. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. V. 62. № 4.
- 12. Arzhannikov A. V., Timofeev I. V. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2012. V. 54.
- 13. *Аржанников А. В., Тимофеев И. В. //* Вестник Новосибирского гос. ун-та. Сер.: Физика. 2016. Т. 11. № 4. С. 78.
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Gavrilenko D. E., Ivanov I. A., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Vyacheslavov L. N. // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. № 8.
- 15. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., IIvanov I.A., Kasatov A. A., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Popov S. S., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L., Sklyarov V. F., Stepanov V. D., Timofeev I. V., Thumm M. K.A. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2016. V. 6. № 2. P. 245

- 16. Arzhannikov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Rovenskikh A. F., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Timofeev I. V. // 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW–THz). IEEE. 2019.
- Samtsov D. A., Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Makarov M. A., Kuznetsov S. A., Kuklin K. N., Popov S. S., Sandalov E. S., Rovenskikh A. F., Kasatov A. A., Stepanov V. D., Ivanov I. A., Timofeev I. V., Annenkov V. V., Glinskiy V. V. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2021. V. 49. № 11. P. 3371.
- Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Popov S. S., Timofeev I. V., Samtsov D. A., Sandalov E. S., Kalinin P. V., Kuklin K. N., Makarov M. A., Rovenskikh A. F., Stepanov V. D., Annenkov V. V., Glinsky V. V. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2022. V. 50. № 8. P. 2348.
- Аржанников А. В., Синицкий С. Л., Старостенко Д. А., Логачев П. В., Бак П. А., Никифоров Д. А., Попов С. С., Калинин П. В., Самцов Д. А., Сандалов Е. С., Атлуханов М. Г., Григорьев А. Н., Воробьёв С. О., Петров Д. В., Протас Р. В.// Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 10. С. 929.
- 20.Arzhannikov A. V., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kasatov A. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Rovenskikh A. F., Samtsov D. A., Sandalov E. S., Sinitsky S. L. // Journal of Physics: Conf. Ser. IOP Publ. 2020. V. 1647. № 1. P. 012011.
- Arzhannikov A. V., Bobylev V. B., Nikolaev V. S., Sinitsky S. L., Yushkov M. V., Zotkin R. P. // 9-th Inter. Conf. High–Power Particle Beams, Washington DC, 1992. Proceedings, V. II, Electron beams. P. 1117.
- 22. Arzhannikov A. V., Makarov M. A., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019. V. 942. P. 162349.
- 23. Бурмасов В. С., Бобылев В. Б., Иванов А. А., Иваненко С. В., Касатов А. А., Касатов Д. А., Кругляков Э. П., Куклин К. Н., Попов С. С., Посту-

паев В. В., Пурыга Е. А., Ровенских А. Ф., Скляров В. Ф. // Приборы и техника эксперимента. 2012. Т. 2. С. 120.

- 24. Popov S. S., Vyacheslavov L. N., Ivantsivskiy M. V., Burdakov A. V., Kasatov A. A., Polosatkin S. V., Postupaev V. V. // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. № 1T. P. 292.
- 25. Аржанников А. В., Макаров М.А., Калинин П.А., Касатов А.А., Куклин К. Н., Попов С. С., Самцов Д.А., Сандалов Е. С., Синицкий С.Л. // Сб. тез. докл. 48 межд. звенигородская конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2021.
- 26. *Рогалин В. Е., Каплунов И.А., Кропотов Г. И.* // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 6. С. 851.
- 27. Arzhannikov A. V., Ivanov I. A., Kuznetsov S. A., Samtsov D. A., Lazorskiy P. A., Gelfand A. V. // Proceedings of the 2021 IEEE22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials. IEEE, 2021. P. 101.
- 28. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Ковнеристый Ю. К., Кораблев Г. С., Кулагин И. С., Лазарева И. Ю., Цалолихин В. И., Шульгин В. В. // Приборы и техника эксперимента. 1992. № 35. С. 153.
- 29. Аржанников А. В., Синицкий С. Л., Самцов Д. А., Сандалов Е. С., Попов С. С., Атлуханов М. Г., Макаров М. А., Калинин П. В., Куклин К. Н., Ровенских А. Ф., Степанов В. Д. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 10. С. 929.
- 30.Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Koidan V. S., Konyukhov V. V., Mekler K. I., Rogozin A. I., Vyacheslavov L. N. // Proc. 3rd Inter. Conf. High Power Elec. Ion Beam Res. Tech., Novosibirsk. 1979. P. 29.
- 31. Аржанников А. В., Синицкий С.Л., Старостенко Д. А., Логачев П. В., Бак П. А., Никифоров Д.А., Попов С. С., Калинин П. В., Самцов Д. А., Сандалов Е. С., Атлуханов М. Г., Григорьев А. Н., Воробьёв С. О., Петров Д. В., Протас Р. В. // Сибирский физ. журн. 2023. Т. 18. № 1. С. 28.

The Frequency Spectrum and Energy Content in a Pulse Flux of Terahertz Radiation Generated by a Relativistic Electron Beam in a Plasma Column with Different Density Distributions

© 2024 A.V. Arzhannikov^{a,*}, S.L. Sinitsky^a, D.A. Samtsov^{a,**}, I.V. Timofeev^a, E.S. Sandalov^a, S.S. Popov^a, M.G. Atlukhanov^a, M.A. Makarov^a, P.V. Kalinin^a, K.N. Kuklin^a, A.F. Rovenskikh^a, V.D. Stepanov^a

^a Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences (BINP SB RAS), Novosibirsk, 630090, Russia * e-mail: A. V. Arzhannikov@inp.nsk.su ** e-mail: D. A. Samtsov@inp.nsk.su

This paper reports on the generation of a directed flux of electromagnetic radiation with an energy content of 10 J in the frequency range of 0.2-0.3 THz at a microsecond pulse duration in a beamplasma system. The flux is generated when a relativistic electron beam (REB) pumps electron plasma waves in a magnetized plasma column. In the described experiments, this fundamentally new approach to generate terahertz radiation was carried out at the GOL-PET facility in the conditions of varying the beam current density and the plasma density in the appropriate ranges of 1-2 kA/cm² and $10^{14}-10^{15}$ cm⁻³. From the comparison of the flux energy spectrum measured experimentally in the frequency range 0.15-0.45 THz with the calculated one obtained using the previously proposed model of radiation generation in a beam–plasma system, it was shown that this process occurs through resonant pumping by REB of precisely the branch of upper-hybrid plasma waves. Mastering this new method to generate terahertz radiation opens the prospect of its use to obtain multi-megawatt radiation fluxes in the frequency range up to 1 terahertz and higher. For such a development approach the most promising beam for pumping plasma oscillations seems to be a kiloampere REB generated in a linear induction accelerator.

Keywords: relativistic electron beam, plasma column, beam–plasma interaction, waves in plasma, terahertz radiation, megawatt radiation flux

= ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ =

УДК 533.924

ОСАЖДЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ НА СТЕКЛА ЧЕРЕЗ ДИАФРАГМЫ НА УСТАНОВКЕ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

© 2024 г. В. Н. Колокольцев^{а,*}, В. Я. Никулин^{b,**}, П. В. Силин^b, И. В. Боровицкая^a, Е. Н. Перегудова^b, А. И. Гайдар^c, Л. И. Кобелева^a, А. М. Мезрин^d, А. А. Ерискин^b

^а Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия ^b Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия ^c Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий, Москва, Россия ^d Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

* e-mail: v.kolokoltsev@yandex.ru

** e-mail: nikulinvy@lebedev.ru

Поступила в редакцию 15.06.2023 г. После доработки 20.12.2023 г. Принята к публикации 28.12.2023 г.

Представлены результаты экспериментов по осаждению на силикатных стеклах тонких пленок тугоплавких металлов: молибдена, тантала и вольфрама. Использовался метод получения пленок, основанный на осаждении металлосодержащей плазмы, образующейся при воздействии на поверхность фольги из тугоплавких металлов мощных плазменных и ионных импульсов. В качестве генератора таких импульсов была использована установка типа плазменный фокус, позволяющая получать ионные пучки и плазменные потоки с плотностью потока энергии в диапазоне 10¹⁰–10¹² Вт/см². С помощью металлических диафрагм с диаметром отверстий: 2.5, 3.5 и 4.5 мм выделялась наиболее интенсивная центральная часть ионно-плазменного потока. Получены пленки металлов: Мо, Та и W размерами Ø 3–5 мм на поверхности стекол. Металлические пленки характеризуются хорошей адгезией, так как сплавляются с поверхностью стекла. Обнаружено нарушение планарности пленок из-за ухода расплавленных частиц металла под поверхность стекла. Пленки имеют неоднородный рельеф, что объясняется наличием металлических частиц микронных размеров в потоке плазмы.

Ключевые слова: плазменный фокус, ионный пучок, плазменная струя, тонкая пленка, метод осаждения тонких пленок

DOI: 10.31857/S0367292124030055, EDN: RGFLJG

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время допустимая температура нагрева больших интегральных схем достигла своего предела ~150 °C [1, 2]. Традиционно используемые материалы — кремний, медь и алюминий — исчерпали свои возможности [3]. По этой причине этим материалам подбирается замена из более тугоплавких металлов и различных термостойких изоляционных материалов [4, 5]. Среди кандидатов часто рассматриваются тугоплавкие металлы — вольфрам, молибден, тантал и ряд других металлов [6, 7].

Однако технология получения тонких электропроводящих дорожек и электрических контактов на новых термостойких изоляционных материалах при сборке интегральных схем становится очень сложной. Часто при производстве интегральных схем приходится напылять композиционные слои из различных металлов, чтобы получить хорошие электрические контакты и адгезию [8]. Существуют различные методы осаждения тонких пленок металлов на поверхность изоляционных материалов [9, 10]. Все они в различной степени используются при изготовлении интегральных схем, однако поиск новых способов осаждения металлических пленок более простых и надежных остается актуальным.

Целью работы было получение пленок тугоплавких металлов: молибдена, тантала и вольфрама размером 3—5 мм на подложках из силикатных стекол с использованием сильноточной электроразрядной установки типа плазменный фокус.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Установка плазменный фокус

Получение пленок тугоплавких металлов: Мо, Та и W на стеклянных пластинках выполняли на электроразрядной установке типа плазменный фокус ПФ-4 ФИАН [11]. В работах [11—14] показано, что установки данного типа позволяют получать пучки ионов с энергией несколько десятков килоэлектронвольт и высокоскоростные (>10⁷ см/с) плазменные струи с плотностью потока энергии, превышающей 10¹⁰ Вт/см². При воздействии таких пучков на поверх-



Рис. 1. а – Схема установки ПФ-4 и последовательные фазы движения ТПО: 1 – изолятор, 2 – фаза пробоя и формирования токово-плазменной оболочки (ТПО), 3 – фаза ускорения ТПО, 4 – фаза радиального сжатия, 5 – ионный пучок и плазменный поток, 6 – пинч, 7 – внешний электрод (катод), 8 – внутренний электрод (анод), 9 – разрядник, 10 – конденсаторная батарея.; 6 – анодный узел установки ПФ-4: 1 – анод; 2 – конусное отверстие; 3 – катод.

ность мишени из тугоплавких металлов за счет абляции возможно получение плазменных сгустков, содержащих ионы и атомы материала мишени. Образованная таким образом металлосодержащая плазма может быть осаждена на поверхности диэлектрической подложки с образованием тонкой металлической пленки.

Установка плазменный фокус ПФ-4 (ФИАН, Россия) [11] представляет собой электроразрядное устройство с медными коаксиальными электродами: анодом и катодом, размеры которых в диаметре соответственно равны 30 мм и 50 мм. В аноде имеется конусное отверстие \emptyset ~9 мм и глубиной ~7—8 мм. Анод и катод отделены друг от друга цилиндрическим изолятором из вакуумно-плотной керамики.

Для электрического разряда применялся 3.5 кДж емкостной накопитель энергии при рабочем напряжении ~12 кВ. Характерное время нарастания разрядного тока составляло ~3 мкс при максимальном токе ~300 кА. Рабочими газами были азот и аргон при давлении в разрядной камере ~1 Торр. Напряжение от конденсаторного накопителя энергии поступало на анод через управляемый газонаполненный разрядник (рис. 1).

2.2. Принцип работы установки плазменный фокус

В начальной стадии ПФ-разряда в области изолятора разрядной системы формируется токовоплазменная оболочка (ТПО), движущаяся затем под действием пондеромоторных сил вдоль анода и сходящаяся на оси системы с образованием короткоживущей (время жизни порядка 10^{-7} с), плотной ($N_e = 10^{18} - 10^{21}$ см⁻³) и высокотемпературной ($T_e = 100 - 1000$ эВ) плазмы (пинча), распадающейся на более поздних стадиях разряда. Последовательные фазы движения ТПО показаны на рис. 1.

В момент максимального сжатия ТПО и распада пинча на производной разрядного тока регистрируется короткий импульс, который называют особенностью (рис. 2). В это же время наблюдается образование плазменной струи и пучка быстрых ионов, движущихся от анода вдоль оси системы ПФ (рис. 3).

Механизм образования плазменных струй и ионных пучков до сих пор мало изучен. Предполагается, что струи могут возникать как вследствие нецилиндричности ТПО, так и из-за развития перетяжек на пинче. В работе [11] была зарегистрирована скорость плазменной струи на уровне 5×10⁷ см/с при ее плотности 10¹⁹ см⁻³.

В случае использования в качестве рабочего газа аргона при указанных параметрах энергия, переносимая струей плазмы, составляет величину более 1 кДж, а плотность потока энергии при длительности плазменного импульса 50 нс на мишени не менее 10¹⁰ Вт/см².



Рис. 2. а – Производная разрядного тока в относительных единицах, развертка 2 мкс на клетку; б – фотография плазменной струи, снятая через зеленый светофильтр 3С-8.









Рис. 3. Схема осаждения пленок металлов на стеклянные подложки: а – 1 – шток держателя образцов; 2 – диск держателя образцов из нержавеющей стали X18H10T; 3 – прижимная пластинка из стали X18H10T; 4 – стеклянная подложка; 5 – мягкие прокладки; 6 – диафрагма из стали X18H10T; 7 – мишень (металлическая фольга); 8 – катод; 9 – анод; 10 – струя плазмы; 6 – держатель образцов в сборке с металлической фольгой: 1 – стальной диск Ø 100 мм, толщиной 5 мм; 2 – контрольная мишень из титана; 3 – диафрагмы.

В работе [13] отмечалось, что плотность потока энергии, создаваемой ионным пучком, может достигать величины ~10¹² Вт/см². Воспроизводимость параметров ионно-плазменного пучка (энергии, направления движения) контролировалась путем регистрации амплитуды особенности на производной разрядного тока (рис. 2а), а также фотографированием плазменной струи в оптическом диапазоне длин волн (рис. 26).

Экспериментально установлено, что наличие особенности на производной разрядного тока свидетельствует о формировании плотного пинча, плазменной струи и ионного пучка на оси ПФ. Замечено, что большей амплитуде особенности соответствует большая энергия ионно-плазменной струи и яркость ее свечения (рис. 26) [12, 14].

Для получения металлосодержащей плазмы использовали фольгу тугоплавких металлов — Мо и W толщиной 20 мкм и фольгу Та толщиной 5 мкм. Их размеры были 15 × 15 мм. Исходя из данных, приведенных в справочнике [15] по теплоте сублимации металлов: Мо (582 кДж/моль), W (770 кДж/моль) и Та (745 кДж/моль), можно получить оценку необходимой энергии для сублимации фольги: W — 150 Дж, Ta — 30 Дж, Mo — 75 Дж. Учитывая энергию ионного пучка и плазменной струи, приведенные выше, можно считать, что условия абляции фольги тугоплавких металлов будут выполняться.

2.3. Осаждение пленок тугоплавких металлов через диафрагмы

Для осаждения пленок тугоплавких металлов: Мо, Та и W размером Ø 3—5 мм изготавливались подложки из силикатных стекол размером 20×20 мм из фотопластинок толщиной 2—3 мм. Перед осаждением пленок металлов стекла промывали этанолом и дистиллированной водой. Диафрагмы из нержавеющей стали типа X18H10T имели отверстия: 2.5, 3.5 и 4.5 мм. Схема осаждения пленок тугоплавких металлов на стеклянные подложки через диафрагмы дана на рис. 3а. Здесь же приведено фото держателя образцов на три мишени рис. 36. Держатель образцов на три мишени крепился на штоке в вакуумной камере (рис. 3а). Расстояние от поверхности фольги до анода установки ПФ во всех опытах было равно 30 мм.

Перед облучением фольги ионно-плазменным пучком через диафрагмы выполняли контрольное облучение плазмой мишень из титана (рис. 3б). Экспериментально подбирали режим облучения плазмой по амплитуде особенности на производной разрядного тока, чтобы достигалось плавление и испарение фольги. После этого поворотом держателя образцов устанавливали мишени на оси установки ПФ и облучали одним импульсом плазмы. Ввиду того, что амплитуда особенности и соответственно энергия плазменного потока могли меняться от импульса к импульсу, мы делали выборку результатов воздействия плазмы на мишень из 3—5 образцов.

2.4. Методики измерений свойств металлических пленок

Свойства металлических пленок изучали на оптическом микроскопе Leika DM, растровом микроскопе EVO-40 со встроенным рентгеновским микроанализатором, оптическом профилометре 3D-модели Neox фирмы Sensobar-Tech, SL и цифровом профилометре XP-200 фирмы AMBIOS. Адгезию металлических пленок на поверхности стеклянных пластинок проверяли методом истирания.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Получение пленок тантала

На рис. 4а показана пленка Та, полученная на стеклянной подложке через диафрагму Ø 2.5 мм. На рис. 4б показана эта же пленка, снятая на сканирующем электронном микроскопе EVO-40 в характеристическом спектре Та. Видно, что на поверхности пленки имеются отдельные крупные фрагменты фольги, а также присутствует множество мелких частиц размером от единиц до десятков микрон.

Как видно на рис. 5а, относительная концентрация Та в пленке может изменяться от 40 до 100%, что указывает на сильно неоднородную структуру поверхности. На поверхности пленки также наблюдается значительное количество неконтролируемых примесей: калий, кальций, магний и алюминий, которые поступают в пленку при плавлении стеклянной подложки. Сканирование профиля поверхности пленки



Рис. 4. а) — Танталовая пленка на поверхности стеклянной пластинки, осажденная через диафрагму с отверстием Ø2.5 мм. Рабочий газ аргон. Особенность 80 отн. ед.; б) — Фото пленки в характеристическом спектре Та, снятое на сканирующем микроскопе EVO-40, увеличение 49×. Линией отмечено направление сканирования пленки при измерении относительной концентрации Та и элементного состава (рис. 5).

КОЛОКОЛЬЦЕВ и др.



Рис. 5. а) — Относительная концентрация Та в области осаждения пленки; б) — элементный состав пленки, полученный растровым микроскопом EVO-40.



Рис. 6. Профиль поверхности пленки Та, измеренный в срединной части области напыления (см. рис. 4б): а) – получен с помощью оптического профилометра фирмы Sensobar-Tech SI; б) – получен с помощью цифрового профилометра фирмы AMBIOS XP-200.

на оптическом профилометре (3D-модель S Neox фирмы Sensobar-Tech SL) и цифровом профилометре (XP-200 фирмы AMBIOS) также указывает на неоднородную структуру поверхности (рис. 6).

Как видно, средняя толщина танталовой пленки лежит в пределах 4—6 мкм. Поверхность пленки имеет сильно неоднородную текстуру, что связано с осаждением частиц Та размером от долей до единиц микрон.

3.2. Осаждение пленок молибдена

На рисунке 7а показана пленка Мо, осажденная на стеклянную пластинку через диафрагму с отвер-

стием Ø 3.5 мм. Микроструктура поверхности пленки представлена на рис. 76. На поверхности пленки осаждаются крупные частицы Мо, кроме того, имеются отдельные фрагменты фольги. Это означает, что при толщине фольги 20 мкм энергии плазменной струи (особенность 130 отн. ед.) было недостаточно для полной абляции фольги. Этот вывод подтверждается данными микроструктурных исследований (рис. 8).

Беспорядочное распределение частиц Мо в плоскости пленки может быть связано с неоднородным распределением плотности энергии в плазменной струе (см. рис. 26). При более высокой плотности



Рис. 7. а) — Пленка молибдена, осажденная на стеклянную пластинку через диафрагму с отверстием Ø 3.5 мм. Рабочий газ аргон. Особенность 130 отн. ед.; б) — Микроструктура поверхности пленки молибдена, снятая сканирующим микроскопом EVO-40.



Рис. 8. Микроструктура поверхности пленки Мо, полученная с помощью микроскопа Leica DM: напыление пленки в центральной области (а), на краю пленки (б).

энергии в центре ионно-плазменной струи на стекле образуется кратер глубиной ~0.35 мкм (рис. 9а). Поэтому получение планарных пленок Мо на силикатных стеклах при данных условиях эксперимента и высоких энергиях плазменных потоков не представляется возможным. Профиль распределения частиц Мо в центре кратера показан на рис. 96.

Как видно, наблюдается большой разброс частиц по размерам от долей до десятков мкм, что также приводит к большим флуктуациям толщины пленки. Анализ элементного состав пленок Мо указывает на большое число сторонних примесей: Mg, Ca, K, Al и др., которые поступают с поверхности стекла и анодного узла установки.

3.3. Осаждение пленок вольфрама

На рис. 10а показана пленка вольфрама на стеклянной пластинке, осажденная через диафрагму с отверстием \emptyset 15 мм и фольга W после воздействия импульса Ar плазмы (рис. 10б).


Рис. 9. а) — Образование кратера глубиной 0.35 мкм на стеклянной пластинке при осаждении пленки молибдена. Особенность 130 отн. ед. б) — Профиль распределения частиц Мо в центре кратера. Получен на цифровом профилометре XP-200 фирмы AMBIOS.



Рис. 10. а) — Осаждение пленки W на стеклянную подложку толщиной 1.5 мм через диафрагму с отверстием Ø 15 мм. Рабочий газ аргон. Особенность 80 отн. ед. Расстояние от анода до мишени 30 мм; б) — Фольга W после воздействия импульса плазмы Ar.

Как видно на рис. 10б, энергии плазменной струи (амплитуда особенности 80 отн. ед.) недостаточно для полной абляции W-фольги, в результате на поверхности стекла осаждаются крупные капли W и отдельные фрагменты фольги. При амплитуде особенности 280 отн. ед. и уменьшении расстояния от анода до мишени с 30 мм до 16 мм плотность потока энергии ионно-плазменной струи достигает величины, при которой наблюдается практически полная абляция W-фольги толщиной 20 мкм. Однако при этом происходит разрушение стеклянных подложек толщиной 3 мм (рис. 11а).

При осаждении W-пленок при тех же параметрах ионно-плазменного пучка на более тонкие стеклянные подложки толщиной 1.5 мм разрушения подложек не наблюдалось, но при этом пленки, сплавляясь со стеклом, уходили глубоко под поверхность стекла (рис. 12а).



Рис. 11. а) – Осаждение пленки вольфрама на стеклянную подложку толщиной 3 мм через диафрагму с отверстием Ø 4.5 мм. Расстояние от мишени до анода — 16 мм. Рабочий газ азот. Особенность 280 отн. ед.; б) – Фольга W толщиной 20 мкм после воздействия плазменной струи.



Рис. 12. а) — Осаждение пленки вольфрама на стеклянную подложку толщиной 1.5 мм через диафрагму с отверстием Ø 4.5 мм. 1 — пленка вольфрама; 2 — пенное стекло. Расстояние от анода до мишени 15 мм. Рабочий газ азот. Особенность 230 отн. ед. б) — Профиль пленки W по диаметру области осаждения, полученный с помощью цифрового профилометра XP-200 фирмы AMBIOS.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Из представленных результатов эксперимента видно, что получение однородных пленок тугоплавких металлов: Мо, Та и W на поверхности силикатных стекол представляет значительные трудности. Это связано, прежде всего, с низкой температурой плавления стекла (~800 °C). При температуре плавления фольги металлов: Мо (2623 °C), Та (2996 °C) и W (3695 K) стекло расплавляется частицами металла, и значительная их часть при высокой скорости плазменного потока ~10⁷ см/с и более уходит под поверхность стекла.

Пленки металлов на поверхности стекол образуются из частиц с размерами от долей до десятков микрон, в результате формируется сильно неоднородный рельеф на поверхности пленок. Пленки металлов имеют высокую адгезию с поверхностью стекол. Применение диафрагм позволяет получать пленки металлов небольших размеров Ø 3—5 мм на поверхности стекол, однако качество пленок сравнительно низкое.

На поверхности пленок металлов присутствует большое количество сторонних примесей, которые необходимо удалять, используя дополнительные методы очистки поверхности. Лучших результатов можно добиться, используя более тугоплавкие подложки более простого состава, например из керамик — диоксид алюминия ($T_m = 2044$ °C), диоксид циркония ($T_m = 2715$ °C).

Существуют более тугоплавкие керамики на основе нитридов и карбидов металлов с температурой плавления ~4000 °C. Возможно, что при использовании таких керамик в качестве подложек, проб-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

лем с подбором толщины металлической фольги и энергии плазменного потока при осаждении более качественных пленок через диафрагмы не будет.

Однако все эти вопросы требуют дополнительных исследований. Применение стекол в современной микроэлектронике весьма ограничено, и в данной работе они использовались как модельный материал.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выяснено, что на установках плазменного фокуса с энергией в несколько килоджоулей, используя металлические диафрагмы с различным диаметром отверстий, можно получать тонкие пленки тугоплавких металлов: Мо, Та и W небольших размеров $\emptyset \sim 3-5$ мм на диэлектрических подложках (стеклах).

Полученные таким способом пленки металлов характеризуются высокой адгезией с поверхностью стекла. Однако качество пленок на поверхности стекол получается невысоким. В значительной степени это связано с низкой температурой плавления подложки (стекла). Предполагается, что применение более тугоплавких керамик позволит получать пленки металлов более высокого качества, пригодные для использования в качестве контактных площадок в микросхемах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Бушминский И. П., Морозов Г. В.* Технологическое проектирование микросхем СВЧ. М.: МГТУ, 2001.
- Chalapathy R. B.V., Ramakrishna Reddy K. T. // Adv. Mater. Sci. Technol. 1998. V. 1. P. 1.
- Технология тонких пленок. Справ. Т. 1 / Ред. Л. Майселл, Р. Глэнг. М.: Советское радио, 1977. С. 664.

КОЛОКОЛЬЦЕВ и др.

- 4. *Пичугин В.* Ф. Материаловедение поверхности и тонких пленок. Томск: ТПУ, 2008. С. 173.
- 5. *Родунер Э*. Размерные эффекты в наноматериалах. М.: Техносфера, С. 352.
- 6. *Палатник Л. С.* Материаловедение в микроэлектронике. М.: Энергия, 1977. С. 280.
- 7. *Епифанов Г. И., Мома Ю. А.* Физические основы конструирования и технология РЭА и ЭВА. М.: Советское радио, 1979. С. 352.
- 8. Технология тонких пленок. Справ. Т. 2 / Ред. Л. Майселл, Р. Глэнг. М.: Советское радио, 1977. С. 768.
- 9. *Behrisch R*. Sputtering by Particle bombardment: Experiments and Computer Calculations from Threshold to MeV Energies. Berlin: Springer, 2007.
- Данилин Б. С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. М.: Энергоатомиздат, 1989. С. 328.

- Polukhin S. N., Nikulin V. Ya., Silin P. V. // Plasma Phys. Rep. 2022. V. 48. P. 346. https://doi.org/10.1134/S1063780X22040110
- Nikulin V. Ya., Kolokoltsev V. N., Silin P. V., Polukhin S. N. // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2019. V. 46. P. 360. https://doi.org/10.3103/S1068335619110083
- Bondarenko G. G., Borovitskaya I. V., Pimenov V. N., Gribkov V. A., Paduch M., Gaidar A. I., Paramonova V. V., Morozov E. V. // Russ. Metall. 2017. P. 928. https://doi.org/10.1134/S0036029517110064
- Kolokoltsev V. N., Maslyaev S. A., Borovitskaya I. V., Nikulin V. Ya., Silin P. V. Peregudova E. N. // J. Phys.: Confer. Ser. 2020. V. 1647. P. 012017. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1647/1/012017
- Физические величины. Справ. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 289.

Deposition of Thin Refractory-Metal-Films onto Glasses through Diaphragms at Plasma Focus Facility

© 2024 V.N. Kolokoltsev^{a,*}, V. Ya. Nikulin^{b,**}, P.V. Silin^b, I.V. Borovitskaya^a, E.N. Peregudova^b, A.I. Gaidar^c, L. I. Kobeleva^a, A. M. Mezrin^d, A.A. Eriskin^b

^a Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334, Russia
 ^b Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia
 ^c Institute of Advanced Materials and Technologies, Moscow, 115054, Russia
 ^d Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119526, Russia
 * e-mail: v.kolokoltsev@yandex.ru
 * e-mail: nikulinvy@lebedev.ru

The results of experiments are presented on the deposition onto silicate glasses of thin refractorymetalfilms: molybdenum, tantalum and tungsten. The technique used for manufacturing films was based on the deposition of metal-containing plasma formed when exposing the surface of foils made of refractory metals to high-power plasma and ion pulses. For generation of such pulses, the facility of plasma focus type was used, which makes it possible to obtain ion beams and plasma flows with the energy flux density in the range of $10^{10}-10^{12}$ W/cm². The most intense central part of the ion-plasma flow was separated using metal diaphragms with aperture diameters of 2.5, 3.5, and 4.5 mm. Metal Mo, Ta and W films with dimensions of \emptyset 3–5 mm were obtained on the surfaces of glasses. Metal films are characterized by good adhesion, since they coalesce with the glass surface. It was discovered that the planarity of films becomes violated due to the drift of molten metal particles under the glass surface. The relief of films is non-uniform, which can be explained by the presence of micrometer-sized metal particles in the plasma flow.

Keywords: plasma focus, ion beams, plasma jets, thin films, techniques for thin films deposition

УДК 533.95

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОТОКА НА ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ ПФ-3 В РАМКАХ ПРОГРАММЫ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ

© 2024 г. С.К.Х. Аулук^{а,*}, В.И. Крауз^{а,b,**}, В.В. Мялтон^b, А.М. Харрасов^b

^а Международный научный комитет по плотной замагниченной плазме, Варшава, Польша ^b НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

> *e-mail: skhauluck@gmail.com **e-mail: krauz_vi@nrcki.ru

Поступила в редакцию 05.10.2023г. После доработки 02.11.2023г. Принята к публикации 10.12.2023г.

Астрофизические джеты — это коллимированные потоки плазмы, наблюдаемые в различных астрофизических условиях, охватывающих семь порядков пространственного масштаба и двадцать порядков мощности, которые тем не менее имеют много общих черт. Это сходство в широком диапазоне масштабов указывает на единый физический механизм, лежащий в основе этого явления, что обуславливает значительный интерес к наблюдательным, теоретическим и численным исследованиям этого явления. Лабораторные астрофизические эксперименты по моделированию астрофизических джетов основаны на этом общем физическом механизме, ответственном за многомасштабное сходство плазменных потоков, остающееся действительным вплоть до лабораторных пространственных масштабов в миллиметры. Плазменные потоки, образовавшиеся после развала нецилиндрического z-пинча, сформированного в установке плазменного фокуса, недавно стали предметом экспериментальных исследований. Они обеспечивают важное дополнение к основным направлениям исследований по двум причинам. Вопервых, устраняется многогранная роль гравитации, излучения, ядерных реакций и связанной с ними астрофизики, сохраняя в качестве общей характеристики только быструю имплозию компактного плазменного объекта в магнитогидродинамической среде. Во-вторых, наблюдения могут быть проведены с использованием методов лабораторной диагностики плазмы. В этой статье мы сообщаем о предварительных результатах исследований полоидального магнитного потока, связанного со струями, существующего длительное время после развала пинча. Это важно в контексте неопределенности относительно происхождения полоидального магнитного поля, постулируемого в нескольких МГД-моделях астрофизических струйных явлений. Свидетельства, указывающие на наличие радиальной составляющей электрического поля, также предполагают существование вращения плазмы. Эти результаты позволяют рассчитывать, что дальнейшие эксперименты могут дать представление о процессах в астрофизических джетах, недоступных для исследований с помощью методов наблюдательной астрономии.

Ключевые слова: астрофизические джеты, лабораторное моделирование, плазменный фокус. **DOI:** 10.31857/S0367292124030065, **EDN:** RGCGZS

1. ВВЕДЕНИЕ

Астрофизические джеты — это коллимированные потоки плазмы, наблюдаемые в различных астрофизических условиях, охватывающих 7 порядков пространственного масштаба [1] и 20 порядков мощности [2], которые тем не менее имеют много общих черт [1, 2]. Это сходство в широком диапазоне масштабов указывает на единый физический механизм, лежащий в основе этого явления, что обусловило значительный интерес к наблюдательным, теоретическим и численным исследованиям в этой области [3—8]. Наблюдение подобных джетов в лазерных экспериментах [9, 10], Z-пинчах [11], коаксиальных плазменных пушках [12] и плазменном фокусе [13—15] приводит к предположению, что общее ядро физики, ответственное за сходство астрофизических джетов на протяжении 7 порядков астрофизических пространственных масштабов, может продолжать играть роль вплоть до лабораторных пространственных масштабов в миллиметры. Эта гипотеза имеет важные последствия для понимания феномена джетов, как будет объяснено ниже.

Астрофизические струи наблюдаются [1—8] у самых разных объектов: активные ядра галактик (AGN),

молодые звездные объекты малой массы (YSO), нейтронные звезды, массивные рентгеновские двойные системы, микроквазары и т.д. Усилия по построению подходящих моделей для них, естественно, учитывают множество «типично астрофизических» явлений — экстремальную гравитацию, радиацию, ядерные реакции, которые играют незначительную роль вне астрофизики. Рассмотрев аргументы за и против различных известных моделей, Бегельман [8] утверждает, что МГД-модели кажутся наиболее многообещающими, но их недостаточно для объяснения превосходной коллимации струй. Такие модели постулируют существование доминирующей полоидальной составляющей магнитного поля [1, 2], хотя экспериментальные данные, подтверждающие этот постулат, весьма скудны. Происхождение такого магнитного поля также остается открытым вопросом [1].

В этом контексте гипотеза о едином масштабноинвариантном физическом механизме, ответственном за джеты, которая справедлива вплоть до лабораторных пространственных масштабов, становится важной по двум причинам. Во-первых, это позволяет изучать коллимированные струи, создаваемые «компактным объектом» (а именно, плазменным пинчем), без участия вышеупомянутых типично астрофизических явлений, но где МГД-явления действительно играют важную роль. Во-вторых, их можно изучать, используя хорошо зарекомендовавшие себя методы диагностики лабораторной физики плазмы.

В последнее время для моделирования астрофизических струй активно используются установки типа плазменный фокус [16, 17]. Эта статья является частью серии исследований плазменных потоков [18—22], образующихся в мегаамперных установках плазменного фокуса: ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт» в Москве [23], КПФ-4-ФЕНИКС в Сухуми [24] и PF-1000 в IPPLM в Варшаве [25]. В этих работах было показано, что поток плазмы распространяется со своим собственным захваченным магнитным полем [18]. Основная составляющая магнитного поля является тороидальной (азимутальной) [19-21], что вполне естественно, учитывая геометрию эксперимента. В то же время эксперименты показали, что как радиальная [18], так и осевая [22] компоненты магнитного поля также присутствуют в потоке.

Данная статья посвящена вопросу существования полоидальной составляющей магнитного поля в плазменном потоке, наблюдаемом после фазы пинча. Это представляется важным по трем причинам.

Во-первых, существование полоидального магнитного поля было показано в экспериментах на установке PF-1000 как до, так и во время фазы пинча измерениями магнитными зондами [26] и его значительная роль в физике плазменного фокуса была подробно рассмотрена в работе [17]. Таким образом, его продолжающееся присутствие в фазе после пинчевания является обоснованной темой экспериментального исследования. Это также относится к открытым вопросам в физике астрофизических джетов [1, 2].

Во-вторых, плазменный фокус — это явление с естественной осью симметрии, точно так же как астрофизические джеты. Механизм, который мог бы создавать полоидальное магнитное поле в осесимметричной плазме, представляет собой сложную теоретическую проблему с предварительными решениями, которые все еще обсуждаются [17, 27, 28]. Экспериментальное доказательство его существования стало бы полезной мотивацией для дальнейших теоретических исследований таких механизмов.

В-третьих, существуют фундаментальные трудности с экспериментальными методами диагностики осевых (полоидальных) магнитных полей в плазме.

Магнитные зонды в принципе могут измерять локальные осевые магнитные поля, но результаты искажаются нежелательными эффектами из-за (1) влияния азимутального магнитного поля, которое может быть сравнимо с осевым магнитным полем или намного превышать его, (2) емкостной связи с плазмой и (3) возмущения МГД-потока, движущегося вокруг зонда, которое может привести к искажению профиля магнитного поля. Подробное обсуждение этих проблем и усилий по их смягчению приведены в работах [17, 29].

Фарадеевское вращение плоскости поляризации лазерного луча, распространяющегося в осевом направлении, не является возмущающим. Но сигнал пропорционален произведению электронной плотности и магнитного поля, интегрированных вдоль пути лазерного луча. Даже если пространственное изменение электронной плотности определено каким-либо способом, измеренные данные не могут быть использованы для деконволюции пространственного профиля магнитного поля из-за отсутствия процедуры обратного преобразования. Таким образом, этот метод по своей сути не способен обеспечить количественное измерение.

Совокупный эффект диагностических и теоретических/концептуальных трудностей, связанных с проблемой существования осевого магнитного поля в плазме с осью симметрии, приводит к тому, что исследователи испытывают большие затруднения в решении этой проблемы теоретически, экспериментально, а также численно.

В свете этого обстоятельства настоящая статья предлагает выход из этой проблемы. Отправная точка заключается в разложении проблемы на две подзадачи:

1) обнаружение существования осевого магнитного поля или величины, тесно связанной с ним. Это вопрос с ответом «да»/«нет», без цифр, связанных с осевым магнитным полем. Достоверность ответа «да»/«нет» остается технической проблемой, но с этим можно справиться, как показано в этой статье;

2) составление качественных или количественных заключений об осевом магнитном поле в пределах, допускаемых текущим уровнем экспериментальной техники, которые могут быть постепенно уточнены в зависимости от развития уровня техники.

Статья организована следующим образом: в разделе 2 обобщаются предыдущие результаты, чтобы обеспечить контекст для настоящей работы. В разделе 3 кратко описывается экспериментальная установка. В разделе 4 представлены экспериментальные данные и обсуждаются их основные особенности. В разделе 5 приводится анализ и интерпретация экспериментальных результатов. Раздел 6 завершает статью краткими выводами.

2. КРАТКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ ПРЕДЫДУЩИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Потоки плазмы с вмороженным азимутальным магнитным полем, распространяющиеся со средней скоростью ~ 6×10^6 см/с на расстояния, существенно превышающие (~35 см) их первоначальные поперечные размеры (~1-2 см), были исследованы на установке ПФ-3 при разряде в неоне с использованием нескольких магнитных зондов и оптических камер, работающих в кадровом режиме [18]. Пространственный профиль азимутального магнитного поля на расстоянии 35 см от плоскости анода, полученный магнитными зондами с временным разрешением, соответствовал току ~ 10 кА, протекающему вдоль оси в сторону от анода. "Немонотонные изменения магнитного поля в потоке плазмы с удалением от оси камеры" и изменение направления азимутального магнитного поля на ~7 см от оси [19] указывали на наличие распределения обратного тока, что может быть аналогом кокона астрофизического джета [30].

При стационарном заполнении разрядной камеры аргоном или водородом и при импульсной подаче аргона на установке КПФ-4-ФЕНИКС, было обнаружено [31], что поперечный (радиальный) размер плазменного потока зависит от плотности окружающей среды (фонового газа), через которую он распространялся: более высокая плотность фонового газа создавала радиально более компактные потоки. Было обнаружено, что магнитное поле локализовано в слабо светящихся участках плазменного потока [32].

Профилированные начальные распределения газа (дейтерий, гелий, неон и их смеси), получаемые при использовании предварительного стационарного

заполнения камеры рабочим газом в сочетании с импульсной инжекцией газовой струи вдоль оси с помощью кольцевого сопла в аноде установки PF-1000U, использовались для определения параметров режимов, при которых могут генерироваться компактные стабильные плазменные образования, распространяющиеся на большие расстояния [20, 33]. Наряду с магнитными зондами, имеющими центральный волоконно-оптический канал, использовалась ПЗСкамера в кадровом режиме (детектор размером 2048 × 2048 пикселей), обладающая чувствительностью в спектральной области 400-900 нм, и пространственным разрешением 0.1 мм на пиксель со временем экспозиции 3 нс для получения изображений светящейся области плазменного потока во временной корреляции с сигналами магнитного зонда. Изображение в форме воронки наблюдалось на снимках с предварительным заполнением дейтерием и дополнительной инжекцией дейтерия или неона (но не на снимках в режимах с только предварительным заполнением дейтерием), которая, по-видимому, является передней частью контура обратного тока, замыкающегося на задний конец компактного плазмоида.

Внутренняя структура осевого плазменного выброса на установке ПФ-3 и ее динамика были изучены с использованием абсолютно откалиброванных магнитных зондов, имеющих в общей сложности 9 чувствительных элементов (катушек) с расстоянием между ними 8 мм [21]. Суммарная погрешность измерения азимутального магнитного поля составила менее 20%. Были установлены два таких зонда, что позволило проводить одновременные измерения в 18 равноудаленных точках — либо в радиальном направлении от -10 см до +10 см (с противоположных сторон оси), либо в осевом направлении от 30 до 50 см от поверхности анода. В дополнение к зондам была применена кадровая съемка и съемка камерой с щелевой разверткой. Свет от двойной коллиматорной системы передавался на ФЭУ с помощью оптических волокон и регистрировался. Были сравнены и проанализированы результаты 80 разрядов. Результаты показали «возможность существования автономных плазменных сгустков с вмороженным магнитным полем, не связанных с «центральной машиной" плазменным фокусом в нашем случае» [21].

Осевая составляющая магнитного поля в несколько кГ была измерена в зоне сжатия установки плазменного фокуса ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт», Москва [34] и в плазменном потоке на установке КПФ-4 в Сухуме [22], причем в последнем случае использовались комбинированные азимутальные и аксиальные магнитные зонды. Полученных данных недостаточно для полноценного анализа различных механизмов генерации этих полей или связанных с ними токов.

3. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Концептуальная основа эксперимента и его реализация

Магнитное поле — это векторная величина, определенная относительно точки в пространстве и времени. Магнитные зонды обеспечивают возможность получения сигнала. пропоршионального произволной по времени от пространственно усредненного значения одной из его векторных составляющих в небольшой области, определяемой конструкцией зонда, с погрешностью, обусловленной (1) влиянием других составляющих магнитного поля, (2) емкостной связью с плазмой, (3) возмущением МГД-потока намагниченной плазмы корпусом магнитного зонда. Эти ошибки могут быть в ограниченной степени уменьшены с помощью тщательного проектирования и калибровки [26], но не могут быть полностью устранены. В силу своей природы магнитный зонд обеспечивает локальное измерение с временным разрешением, но не способен предоставить глобальную информацию об эволюции источников тока, генерирующих магнитное поле.

Фарадеевское вращение плоскости поляризации лазерного луча, направленного вдоль магнитного поля, дает информацию о произведении электронной плотности и магнитного поля, интегрированных вдоль траектории лазерного луча в фиксированный момент времени. Оно также не предоставляет глобальной информации о токах, которые порождают магнитное поле.

В этой статье исследуется осуществимость концепции измерения [30], в соответствии с которой определяется напряжение на плоской круглой катушке, установленной по центру камеры и перпендикулярно ее оси вне плазмы. Можно показать [30], что это напряжение имеет две составляющие: одну из линейного интеграла азимутальной составляющей электрического поля вдоль катушки, а другую — из среднего по объему электростатического потенциала, индуцированного на корпусе катушки. Эти два компонента обладают различными свойствами симметрии по отношению к преобразованию $\hat{z} \rightarrow -\hat{z}$. Таким образом, при использовании двух идентичных катушек, подключенных по часовой стрелке и против часовой стрелки к диагностическим кабелям, вырабатываются различные сигналы. Половина суммы и разности этих сигналов равны сигналам, вызванным электростатическим потенциалом и азимутальным электрическим полем соответственно. Поскольку эти потенциалы создаются плотностью заряда и плотностью азимутального тока в плазме, их изменение во времени непосредственно предоставляет глобальную временную информацию об эволюции распределений плотности заряда и плотности азимутального тока.



Рис. 1. Физическая реализация петлевого детектора.

Реализация этой схемы проиллюстрирована на рис. 1.

Катушки закреплены на диске из бакелита, который имеет 4 концентрических канавки диаметром 90—95 мм, 110—115 мм, 130—135 мм и 150—155 мм, т.е. центры канавок находятся на диаметрах 92.5, 112.5, 132.5 и 152.5 мм. В каждом из пазов размещены две изолированные медные петли по часовой стрелке (CW) и против часовой стрелки (CCW). Центральное отверстие, через которое проходит плазменный поток, имеет диаметр 80 мм.

3.2. Экспериментальная установка

Схема эксперимента приведена на рис. 2. Петлевой детектор был установлен на шпильках в первой секции дрейфовой камеры на 20 мм ниже центра боковых диагностических окон, центральная ось которых находилась на 300 мм выше анода. В экспериментах также использовался кадровый регистратор на основе электронно-оптических преобразователей (ЭОП) с экспозицией кадра 30 нс и световые коллиматоры. Коллиматоры регистрировали световое излучение из узкой области (не более 5 мм по оси камеры), которое подавалось на вход фотоумножителя



Рис. 2. Схема эксперимента. Красной полосой на осевой линии в коническом углублении в аноде обозначен пинч.

с помощью световодов. Сигнал фотоумножителя регистрировался осциллографом LeCroy-324. Это позволило с хорошей точностью определить момент поступления потока плазмы в зону регистрации, а использование двух таких коллиматоров, расположенных на небольшом расстоянии (16 мм), также позволило измерить скорость потока. Другие детали эксперимента аналогичны предыдущим экспериментам из этой серии [18, 21, 22].

3.3. Организация данных и предварительная обработка

Данные с четырех пар катушек были записаны на три 4-канальных цифровых запоминающих осциллографа LeCroy-324 с маркировкой А, В и С. Сигналы в различных каналах осциллографов (CH1-CH4) показаны в табл. 1.

Каждая запись содержала 10^5 точек данных на канал, со временем выборки 1 нс на точку, охватывающим период в 100 мкс. Общий сигнал dI/dtслужил временной привязкой для всех сигналов, причем его резкий минимум служил началом отсчета времени. Данные были обработаны с помощью программного обеспечения Mathematica® с учетом следующих факторов.

1. Калибровка датчика dI/dt (3.04 × 10¹⁰ (A/c)/B.

2. Коэффициенты делителя напряжения.

3. Поправки на длину кабеля и время распространения сигнала:

а. Сигнал dI/dt имеет задержку распространения по кабелю 93 нс. Сигнал dI/dt поступает с индуктивной задержкой $\Delta t_1 = L / R = 6$ нс, которая вычитается из нулевого положения по времени, определенного из минимума dI/dt.

b. Все катушки имеют кабельную задержку 77 нс.

с. Задержка светового сигнала рассчитывалась с учетом измеренной ранее скорости потока 6×10^6 см/с [18]. Таким образом плазменный поток достигает позиции на 2 см выше катушек через 333 нс. ФЭУ имеет собственную задержку приблизительно 40 нс. Принимая положение «события» в месте расположения катушек, световой сигнал был сдвинут назад во времени на 373 нс.

Нулевая (базовая) линия для каждого канала определялась как среднее значение первых 5000 точек в канале и вычиталась из сигнала соответствующего канала. Это было сделано для того, чтобы избежать нефизического дрейфа при численном интегрировании.

Данные сигнала были сглажены с использованием алгоритма скользящего среднего по 50 точкам.

Обработанные данные каждого разряда сохранялись в соответствующем подкаталоге в отдельном файле csv.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Рабочие условия

Установка ПФ-3 работала при напряжении V = 9 kBи давлении неона 2 Торр при запасаемой энергии 360 кДж, максимуме тока 2 МА и токе в момент пинчевания 1.3—1.5 МА, измеренными внешним поясом Роговского. Была выполнена ограниченная исследовательская серия из 14 разрядов, целью которой была проверка концепции, понимание эксплуатационных проблем и оценка качества данных, чтобы на основе

таолица т.	Таб	лица	1.
------------	-----	------	----

	CH1	CH2	CH3	CH4
OSC-A	dI/dt	Петля № 3 CW [*] делитель 1:10	Петля № 3 CCW ^{**} делитель 1:10	Световой коллиматор***
OSC-B	dI/dt	Петля № 1 ССW делитель 1:10	Петля № 1 CW делитель 1:8.9	Петля № 4 CW делитель 1:7.6
OSC-C	dI/dt	Петля № 2 CW делитель 1:10	Петля № 2 ССW делитель 1:10	Петля № 4 CW делитель 1:8.75

* CW: ориентация по часовой стрелке

** ССW: ориентация против часовой стрелки

*** Световой коллиматор на расстоянии 300 мм над анодом

полученных данных можно было запланировать дальнейшие усовершенствования экспериментальной схемы. В этой статье описываются результаты этой ограниченной серии исследований. Все 14 разрядов были произведены при заполнении камеры одним и тем же газом без перекачки.

В некоторых экспериментах использовалось внешнее магнитное поле различной полярности, которое создавалось с помощью соленоида со стальным сердечником, расположенным под анодом. Роль обратного магнитопровода выполнял стальной корпус вакуумной камеры. С помощью этого соленоида было создано магнитное поле 770 Гс на оси установки вблизи поверхности анода и с магнитным потоком с поверхности всего анода 686 кМкс. При этом в области пинчевания силовые линии магнитного поля почти параллельны оси установки. Система создания внешнего продольного поля более подробно описана в [34]. Система позволяет изменять направление прикладываемого поля. Создаваемый магнитный поток сжимается проводяшей токонесушей плазменной оболочкой (ТПО), что приводит к увеличению магнитного поля в области пинчевания. Измерения магнитными зондами показали, что величина продольного магнитного поля в момент пинчевания может достигать значения ≈ 100 кГс.

Физические условия для различных разрядов были следующие:

а. разряды 1—5, 13 и 14: без внешнего магнитного поля;

b. разряды 6-8: внешнее магнитное поле «Вверх»;

с. разряды 9—12: внешнее магнитное поле «Вниз».

4.2. Общие характеристики сигналов катушек

Рисунок 3 иллюстрирует исходные данные в виде снимка экрана осциллографа в отсутствие внешнего магнитного поля. Тот факт, что сигналы по часовой стрелке и против часовой стрелки являются зеркальными отражениями друг друга, подтверждает концептуальную основу этого эксперимента.

Сигналы со всех 8 катушек выглядят так, как показано на рис. 4. Очевидно наличие почти идеальной зеркальной симметрии, указывающей на то, что большая часть сигнала возникает из-за линейного интегрирования азимутального электрического поля, которое также равно отрицательной производной по времени от полоидального потока, проходящего через катушку. Сигналы от 4 пар катушек имеют идентичную временную структуру, что исключает возможность того, что сигналы являются артефактами, не связанными с физическими явлениями.



Рис. 3. СН1 (желтый) — сигнал dI/dt, СН2 (голубой) — сигнал петли № 1 ССW, СН3 (пурпурный) — сигнал петли № 1 СW. Обратите внимание, что последние два сигнала являются зеркальными отражениями друг друга, подтверждающими магнитное происхождение обнаруженных сигналов. Обратите внимание также, что пик на сигнале dI/dt достаточно резкий, чтобы служить ориентиром во времени.



Рис. 4. Отнормированные сигналы всех 8 катушек.



Рис. 5. Фотография плазменного выброса (а). Сетка 1 см. Видно, что изображение смещено от центра. Временная метка момента получения изображения в сравнении с сигналом *dI/dt* (синий луч) и сигналом светового коллиматора (красный луч) (б).

4.3. Корреляция сигналов катушек с оптическими диагностиками

Кадровая камера (ЭОП) была синхронизирована таким образом, что момент регистрации кадра совпадал по времени с появлением оптического сигнала коллиматора. На рис. 5 показан типичный пример. Видно, что поток плазмы появляется в поле зрения оптической диагностики (кадровой камеры и светового коллиматора) примерно через 5 мкс после острой особенности на dI/dt. Светящаяся часть плазменного потока имеет поперечный размер ~ 6 см, что намного меньше длины полета в 30 см. Он имеет форму пули, характерную для объекта, движущегося сквозь газ со сверхзвуковой скоростью.

Временное положение сигналов петель по отношению как к сигналу светового коллиматора, так и к сигналу производной тока показано на рис. 6.

Видно, что на протяжении всей эволюции разряда плазменного фокуса в контурах нет существенного сигнала, хотя высокочастотный шум, генерируемый во время фаз инициирования плазменного фокуса и пинча, безусловно, представлен кратковременными сигнатурами. Сигналы петель и световой сигнал начинаются через ~5 мкс после пика производной тока. Эта особенность указывает на то, что сигналы в петлях не связаны с магнитным полем, создаваемым разрядным током, и действительно являются особенностью, связанной с компактным светящимся плазменным объектом, который образуется после фазы сжатия плазменного фокуса и перемещается на расстояние, намного превышающее его поперечный размер.



Рис. 6. СН1 (желтый): *dI/dt*; СН2 (пурпурный): петля #2 СW; СН3 (голубой): петля #2 ССW; СН4 (зеленый): световой коллиматор.

4.4. Эффект внешнего аксиального магнитного поля

Наложение внешнего осевого магнитного поля разрушает зеркальную симметрию сигналов CW и CCW, как показано на рис. 7.

5. АНАЛИЗ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

5.1. Теоретические основы анализа и интерпретации

Теория измерений этого эксперимента была подробно описана в работе [35]. Однако некоторые распространенные заблуждения относительно этого метода нуждаются в особом рассмотрении.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024



Рис. 7. Все сигналы петель теряют свою зеркальную симметрию. Направление магнитного поля: вверх (а) и вниз (б).

Одним из важных вопросов, связанных с интерпретацией данных, является вопрос о том, могут ли наблюдаемые сигналы быть артефактом, связанным с тем, что плазменный объект смещен от центра или наклонен относительно оси симметрии эксперимента, так что петля регистрирует наличие азимутального магнитного поля, а не полоидальное магнитное поле.

Пусть почти замкнутая катушка, имеющая два конца, разделенные исчезающе малым зазором, описывается элементом длины

$$d\mathbf{l} = \mathbf{r}f_r(r,\theta,z)dr + f_\theta(r,\theta,z)d\theta + \mathbf{z}f_z(r,\theta,z)dz.$$
(1)

Тогда напряжение на концах катушки было бы равным

$$V_{\text{COIL}}(t) = -\int_{\text{COIL}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\int_{\text{COIL}} dr E_r(r, \theta, z, t) f_r(r, \theta, z)$$
$$-\int_{\text{COIL}} d\theta E_{\theta}(r, \theta, z, t) f_{\theta}(r, \theta, z) -$$
(2)
$$-\int_{\text{COIL}} dz E_z(r, \theta, z, t) f_z(r, \theta, z).$$

Интегралы по *r* и *z* равны нулю, поскольку пределы интеграла почти идентичны для исчезающе малого промежутка. Интеграл по θ имеет пределы 0 и $2\pi - \delta$ (где $\delta \leq 2\pi$) и не исчезает идентично. Таким образом, полоидальная составляющая электрического поля $\mathbf{E}_p = E_r \mathbf{r} + E_z \mathbf{z}$ не вносит никакого вклада в напряжение сигнала для почти замкнутой катушки. Сигнал представляет собой изменение во времени только тороидальной составляющей электрического тока $\mathbf{E}_t = E_{\theta} (r_0, 0, z_0, t) \theta$, где $(r_0, 0, z_0)$ координаты начальной точки катушки.

По конструкции плоская катушка центрирована и перпендикулярна относительно оси симметрии устройства. Благодаря этому катушка может быть математически представлена в виде плоской, почти замкнутой кривой с линейным элементом $d\mathbf{l} = \theta R_{\text{COIL}} d\theta$, с постоянным радиусом R_{COLL} в плоскости $z = Z_{COLL}$. Тогда соотношение (2) становится

$$V_{\text{COIL}}(t) = -\int_{C} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -$$

$$-R_{\text{COIL}} \int_{0}^{2\pi - \delta} E_{\theta} \left(R_{\text{COIL}}, \theta, Z_{\text{COIL}}, t \right) d\theta.$$
(3)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

Представляя азимутальное электрическое поле в виде ряда Фурье в азимутальной координате,

$$E_{\theta} \left(R_{\text{COIL}}, \theta, Z_{\text{COIL}}, t \right) = a_{0} \left(R_{\text{COIL}}, Z_{\text{COIL}}, t \right) +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} a_{n} \left(R_{\text{COIL}}, Z_{\text{COIL}}, t \right) \cos\left(n\theta \right) +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} b_{n} \left(R_{\text{COIL}}, Z_{\text{COIL}} \right) \sin\left(n\theta \right),$$
(4)

легко видеть, что напряжение было бы пропорционально его постоянному члену a_0 (R_{COLL} , Z_{COLL} , t) в пределе $\delta \rightarrow 0$, поскольку интеграл слагаемых с косинусом и синусом в (4) по θ от 0 до 2π обращается в нуль.

Электрическое и магнитное поля выражаются в терминах электрического скалярного потенциала ϕ и магнитного векторного потенциала **A** при использовании определяющих уравнений

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi,$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_{\theta}}{\partial z} \right) +$$

$$+ \theta \left(\frac{\partial A_z}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial z} \right) + \mathbf{z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r A_{\theta}}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right).$$
(5)

Видно, что азимутальное электрическое поле E_{θ} связано с A_{θ} , которое, как видно, связано с полоидальным магнитным полем $\mathbf{B}_{p} = \mathbf{r}B_{r} + \mathbf{z}B_{z}$ и не связано с тороидальным магнитным полем $\mathbf{B}_{t} = \mathbf{\theta}B_{\theta}$.

Таким образом, приведенное выше обсуждение демонстрирует следующее.

 Напряжение на почти замкнутом проводящем контуре, окружающем плазменный объект, нечувствительно к тороидальному магнитному полю, любая остаточная чувствительность пропорциональна величине зазора между двумя его концами.

— Это напряжение также нечувствительно к любым отклонениям плазменного объекта от азимутальной симметрии, поскольку оно пропорционально постоянному члену в разложении азимутального электрического поля в ряд Фурье в зависимости от азимутальной координаты. Это включает в себя любое линейное или угловое смещение плазменного объекта относительно оси устройства.

 Сигнал определяется скоростью изменения потока полоидального магнитного поля, заключенного в почти замкнутом проводнике.

Другой важный вопрос касается связи между наблюдаемым сигналом и пространственным расположением плазменного объекта относительно почти замкнутого контура. Потенциалы ф и **A**, как известно, подчиняются следующим соотношениям с плотностью заряда ρ и плотностью тока J:

$$\phi(\mathbf{r},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3 \mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}',t')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|},$$
$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3 \mathbf{r}' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}',t')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad t' = t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}.$$
 (6)

Плазменный объект создает плотность заряда и тока посредством своей динамической эволюции. Например, он имеет ненулевую плотность заряда, связанную с дивергенцией электрического поля, регулируемого обобщенным законом Ома:

$$\boldsymbol{\rho} = \varepsilon_0 \nabla \cdot \left(-\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{J} + \left(en\right)^{-1} \left(\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p_e \right) \right).$$
(7)

Физическая причина существования суммарной плотности заряда заключается в том, что магнитная сила действует в первую очередь на электроны, которые переносят большую часть тока из-за их меньшей массы. Ионы увлекаются электронной жидкостью через электрическое поле, вызванное разделением зарядов. Распределения плотности заряда и тока являются неотъемлемой частью плазменного объекта и движутся вместе с ним. Поля, описываемые уравнениями (5) и (6), возникающие в результате работы этих источников, не связаны с плазменным объектом. Сигнал на проводнике с почти замкнутым контуром может быть обнаружен выше уровня шума, даже если центр плазменного объекта находится на некотором расстоянии от центра катушки.

Плотность заряда на плазменном объекте повышает потенциал катушки над землей осциллографа, так что сигнал осциллографа имеет синфазную составляющую. При изменении кабельных соединений знак разности напряжений на двух клеммах должен измениться. Однако синфазный сигнал остается прежним. Следовательно, при наличии двух идентичных катушек, подключенных к кабелям по часовой стрелке (CW) и против часовой стрелки (CCW), можно определить синфазный сигнал, относящийся к плотности заряда на плазменном объекте, как половину суммы сигналов ССW и CW, а сигнал дифференциального режима, относящийся к азимутальному электрическому полю, как половину разницы между сигналами CCWиCW.

Выражения, связывающие синфазную и дифференциальную части сигнала напряжения с распределениями плотности заряда и тока в плазменном объекте, были получены в [35] и воспроизведены ниже для справки

$$V_{\text{SYM}} \equiv \frac{V_{\text{CW}} + V_{\text{CCW}}}{2} = A_{\text{CM}} \phi_{\text{ring}}(t),$$

$$\phi_{\text{ring}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi - \delta} d\theta \phi(R, \theta, z_0, t), \qquad (8)$$

$$\phi(\mathbf{r},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}',t')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad t' = t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c},$$

$$V_{\text{ASYM}} \equiv \frac{V_{\text{CW}} - V_{\text{CCW}}}{2} = A_{\text{D}} \Phi_{\text{ring}}(t),$$

$$\Phi_{\text{ring}}(t) = \int_{0}^{2\pi - \delta} R d\theta E_{\theta}(R, \theta, z_{0}) \simeq$$
(9)

$$\simeq -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi-\delta} R d\theta \int d^3 \mathbf{r}' \frac{\partial_t J_\theta \left(\mathbf{r}',t\right)}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}'\right|},$$

где R — радиус катушки, z_0 — осевая координата плоскости катушки и A_{CM} и A_D — коэффициенты усиления в синфазном и дифференциальном режимах входного усилителя осциллографа.

Согласно теореме Стока, линейный интеграл в (9) равен потоку через петлю. Функция потока

$$\Phi(t,r,z) \equiv \int_{0}^{\infty} B_{z}(t,r,z) \cdot 2\pi r dr = 2\pi r A_{\theta}(t,r,z) (10)$$

имеет пространственное изменение, которое зависит от распределения азимутальной плотности тока не только в плазме, но и в проводниках вблизи нее, таких как стенки дрейфовой камеры и в катушках электромагнита, создающего исходное магнитное поле. Функция $B_z(t, r, z)$ меняет свой знак на противоположный на одной или нескольких поверхностях вне плазмы. Нули этой функции соответствуют максимумам функции потока. На физическое местоположение этого максимума будут влиять величина и знак внешнего потока, а также динамика, которая

управляет азимутальной плотностью тока в плазме, и, таким образом, положение максимума будет зависеть от времени. Если этот максимум возникает на радиусе между двумя контурами, интегрирование по времени соответствующих сигналов дифференциального режима будет иметь одинаковую амплитуду. Если максимум возникает на радиусе, меньшем, чем радиус самого внутреннего контура, интегрирование по времени сигналов дифференциального режима от 4 катушек будет уменьшаться с увеличением радиуса. Если максимум возникает на радиусе, выходящем за пределы радиуса самого внешнего контура, эта последовательность будет обратной. Если имеется несколько максимумов, то изменение этой функции при фиксированных радиусах, соответствующих детектирующим петлям, будет немонотонным.

5.2. Структура сигналов синфазного и дифференциального режимов при отсутствии внешнего B_z

Эта ограниченная исследовательская серия экспериментов выявила некоторые качественные особенности в структуре синфазных и дифференциальных сигналов, обозначенных как суммарные (SUM) и разностные (DIF) сигналы, относящиеся к 4 парам катушек, которые описаны ниже. После окончания экспериментов было обнаружено, что один делитель для катушки № 3 имел коэффициент деления, отличный от своей первоначальной калибровки, что указывало на возможное повреждение во время экспериментов. Таким образом, сигналы катушки № 3 исключены из обсуждения.

На рис. 8 показаны сигналы SUM и DIF (скорректированные в соответствии с протоколом, описанным в разделе 3) с катушек № 1, № 2 и № 4 из первой серии при заполнении камеры чистым газом. Видно, что суммарные сигналы довольно малы по сравнению с разностными сигналами.



Рис. 8. SUM и DIF сигналы первого разряда в серии вместе с сигналом светового коллиматора для сравнения.

Видно, что световой сигнал и сигналы SUM и DIF начинаются одновременно, что указывает на то, что они являются свойством движущегося плазменного объекта. Два заметных резких пика в световом сигнале, за которыми следует более медленная и продолжительная остаточная часть, указывают либо на структуру двойной ударной волны, за которой следует волна разрежения, либо на два компактных объекта, следующих один за другим. Сигнал SUM большей частью своей структуры совпадает со структурой второй ударной волны. Однако сигнал DIF имеет особенности, совпадающие как со структурами ударной волны, так и с более медленной остаточной структурой. Обратите внимание, что сигналы катушки приближаются к базовой линии, показывая, что коррекция базовой линии, рассчитанная по первым 5000 точкам записи, продолжает сохраняться до конца записи осциллографа. Интегрирование сигналов DIF, пропорциональное полоидальному магнитному потоку, охватываемому катушкой, показано на рис. 9.

Видно, что поток сохраняется в течение времени, значительно превышающего время прохождения



Рис. 9. Видно, что интеграл сигналов DIF в выстреле № 1 сохраняется в течение очень долгого времени.

плазмы от анода к плоскости детектирования. На самом деле, судя по его позднему тренду, он может сохраниться и за пределами 70-мкс записи осциллографа. Видно, что его отклонение к отрицательным значениям совпадает с широкой структурой светового сигнала позднего времени. Почти равная величина сигналов в начальных частях Int-DIF-01 и Int-DIF-02 показывает, что две петли находятся вблизи пространственного максимума функции потока $\Phi(t, r, z)$, находящегося между петлей № 1 и петлей № 2. Тот факт, что в более поздние моменты времени сигналы интегрированного дифференциального режима имеют немонотонное изменение с радиусом, указывает на колебательное пространственное распределение полоидального магнитного потока.

Сохранение сложной активности плазмы в течение длительного времени еще более отчетливо видно на сигналах с выстрела № 5, показанного на рис. 10. В световом сигнале видны множественные дискретные плазменные структуры, напоминающие "поток Хербига—Аро", и каждая из них имеет соответствующую структуру в сигналах катушки. Суммарный сигнал по-прежнему намного меньше, чем разностный сигнал.

Интеграл сигнала DIF, пропорционального полоидальному потоку, связанному с катушкой, имеет тенденцию, выходящую далеко за рамки данных осциллографа на рис. 11. Его отрицательное отклонение снова совпадает с широкой структурой светового сигнала позднего времени.

Интересно, что в сигнале *dI/dt* нет структуры, совпадающей со структурой позднего времени в световом сигнале, как видно на рис. 12, что позволяет предположить, что эта структура автономна и не связана с «центральной машиной». Появление светящихся объектов с магнитным полем в более позднее время может быть связано с отражением потока от верхней крышки камеры. Этот эффект был



Рис. 10. Видно, что активность плазмы сохраняется в течение очень длительного времени в выстреле № 5.



Рис. 11. Существование интеграла сигнала DIF, пропорционального полоидальному потоку, связанному с катушкой, за пределами записи осциллографа, видно в разряде № 5.

наглядно показан в [36] с использованием двойного коллиматора, каналы которого были разнесены на небольшое расстояние (1.6 см). Последовательное появление свечения в поле зрения каналов коллиматора соответствовало появлению в поле зрения плазменного потока. Изменение последовательности появления сигнала из разных каналов на поздних стадиях свидетельствует об изменении направления потока. Это хорошо видно на рисунке 8 в [36]. Этот эффект обсуждается также в [21].

5.3. Структура синфазных и дифференциальных сигналов при наличии внешнего B_z

Внешнее аксиальное магнитное поле B_z прикладывается с расчетом на то, что в сигналах катушки должно быть обнаружено сжатие его магнитного потока токонесущей плазменной оболочкой в фазе пинчевания. Фактические результаты показывают некоторые удивительные особенности, как это иллюстрируют рис. 13 и 14.



Рис. 12. Сигнал dI/dt не имеет структуры, соответствующей структуре позднего времени около 30-40 мкс в световом сигнале и сигналах катушек.

Суммарные сигналы на рис. 13 и 14 (с внешним B_z) на порядок больше, чем на рис. 8 и 10 (без внешнего B_z). Это согласуется с ожиданием, что они индуцируются плотностью заряда в плазме, которая задается уравнением (7), где $\nabla \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ будет увеличиваться с увеличением внешнего B_z .

Полярность первого заметного пика сигнала DIF зависит от полярности внешнего B_z , как показано на рис. 13 и 14. Абсолютная величина первого пика в сигналах DIF на порядок выше с внешним B_z , чем без него.

Интегрирование сигналов DIF, пропорциональное полоидальному потоку, показано на рис. 15 для двух полярностей B_z . Обратите внимание, что особенность в световом сигнале в позднее время сопровождается сигналом в сигнале полоидального потока. Изменение полярности интегрированных сигналов в зависимости от полярности внешнего поля подтверждает, что катушки действительно воспринимают проходящий через них полоидаль-



Рис. 13. Сигналы синфазного режима (SUM) и дифференциального режима (DIF) для разряда № 7 с *B*_z вверх.



Рис. 14. Сигналы синфазного режима (SUM) и дифференциального режима (DIF) для разряда № 9 с *B*, вниз.



Рис. 15. Интегралы сигналов DIF для разряда №7 с внешним *В*₂ «вверх» и для разряда №9 с внешним *В*₂ «вниз».

ный поток, и эти сигналы не являются артефактами из-за несимметричного расположения плазменного объекта относительно катушек. Это также подтверждается тем фактом, что временные профили сигналов различны для трех катушек с разными радиусами.

В разряде № 7 (рис. 15), интегрированные по времени сигналы дифференциального режима уменьшаются с увеличением радиуса до ~ 15 мкс, что свидетельствует о том, что максимум потока лежит на радиусе, меньшем радиуса петли № 1. При ~ 15 мкс сигналы Int-DIF-02 и Int-DIF-04 становятся равными, показывая, что максимум потока лежит между петлей № 2 и петлей № 4. Через ~ 15 мкс последовательность Int-DIF-01> Int-DIF-04 > Int-DIF-02 показывает немонотонное пространственное изменение. Это, вероятно, указывает на колебательное пространственное распределение полоидального магнитного потока.

В разряде \mathbb{N} 9 (рис. 15), последовательность |Int-DIFF-02|> |Int-DIFF-01|> |Int-DIF-04| также показывает немонотонное пространственное изменение, указывающее на колебательное пространственное распределение магнитного потока.

5.4. Интерпретация результатов

Приведенные выше результаты являются качественными с учетом исследовательского характера экспериментальной серии. Однако они позволяют сделать некоторые важные и нетривиальные выводы.

1. Плазменный объект, проходя мимо диагностического устройства, привносит полоидальный магнитный поток. Это подразумевает существование тороидальных токов и, как результат, генерации осевого магнитного поля как внутри плазмы, так и в окружающем ее пространстве.

2. Плазменный объект обладает плотностью заряда, которая повышает потенциал проводников вблизи него. Этот заряд является естественным следствием обобщенного закона Ома. Этот вывод подтверждается тем фактом, что суммарный синфазный сигнал увеличивается при приложении внешнего осевого магнитного поля, что приводит к увеличению $\nabla \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$.

3. Плотность заряда создает радиальное электрическое поле, которое вместе с осевым магнитным

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

полем должно приводить к азимутальному дрейфу плазмы, т.е. вращению. Это неизбежный вывод из представленных данных. Важно отметить, что вращение плазменного потока экспериментально показано на установке ПФ-3 [39].

4. Оптическое излучение потока плазмы демонстрирует активность в позднее время, что указывает на то, что механизм, генерирующий поток, остается работоспособным в течение многих десятков микросекунд после развала пинча, из которого он, как предполагается, получает свою энергию.

5. Обнаружено, что эта плазменная активность в позднее время в оптическом сигнале связана с излучением полоидального потока, показывающего, что магнитная структура плазменного потока связана с его плотностью.

6. Относительные величины интегрированных по времени сигналов дифференциального режима в различных петлях дают представление о положении максимума потока относительно петель. Равенство сигналов Int-DIFF-01 и Int-DIF-02 на рис. 9 между 7.3 и 16 мкс показывает, что максимум потока расположен между радиусами петли № 1 и петли № 2. Немонотонное изменение интегрированных по времени сигналов дифференциального режима с радиусами контуров на участках рис. 9 и рис. 15 указывает на наличие колебательного пространственного распределения магнитного потока.

5.5. Значимость выводов

Теоретическая основа существования излучения полоидального потока от плазменного объекта, которое возникает после развала пинча и распространяется от анода, все еще находится в стадии разработки. Существование осевого магнитного поля до и во время фазы пинча было экспериментально продемонстрировано на установках PF-1000 [26] и ПФ-3 [34], и его происхождение еще не полностью понятно. В работах [37, 38] была предложена гипотеза, которая согласуется со всеми имеющимися данными. Ниже показано, что эта гипотеза особенно актуальна в случае астрофизических струй.

Можно показать [37], что функции Чандрасекара—Кендалла (СК) (собственные функции роторного оператора в цилиндрической геометрии) с параметром спиральности $s=\pm 1$, азимутальным номером моды *m*, аксиальным номером моды \times и радиальным номером моды γ , их порождающая функция (собственные функции оператора Лапласа с отрицательными собственными значениями) и градиент последней служат полным ортонормированным базисным набором для соленоидальных, скалярных и безвихревых полей соответственно в бесконечной области. Это позволяет представить любое пространственное распределение плазмы в виде бесконечной суммы по цилиндрическим функциям Фурье. Уравнения в частных производных, описывающие такую систему, могут быть затем преобразованы в обыкновенные дифференциальные уравнения для эволюции спектральных плотностей различных физических величин (плотности, скорости, давления, тока, магнитного поля, электрического поля и т.д.) в пространстве номеров мод.

В этом случае нелинейность МГД-уравнений, связанная с конвективными производными и силой Лоренца, должна приводить к смешиванию чисел мод [38]: "Моды с номерами мод (*m*', к', ү') и (*m*'', к", ү") вызывают изменения скорости изменения спектральной плотности поля (которое может быть скалярным полем, таким как плотность, температура или давление, соленоидальное поле, такое как магнитное поле или комбинация соленоидальных и невращательных полей, таких как скорость, ток и электрическое поле) при номерах мод (m, κ, γ) , где $m = m' \pm m'', \kappa = \kappa' \pm \kappa'', \gamma = \gamma' \pm \gamma''.$ В результате начальное распределение спектральной плотности в пространстве номеров мод каждого поля будет иметь тенденцию к каскадированию в сторону меньших и больших номеров мод до тех пор, пока не будут достигнуты физические нижний и верхний пределы, а затем станет квазистационарным. Эти ограничивающие собственные моды будут модулировать общее поле, такое как плотность плазмы или плотность тока, с их характерной пространственной структурой в верхнем и нижнем пределах номеров мод."

Нижним пределом числа моды такого каскада будет функция *m*=0 СК с наименьшими значениями осевого номера моды х и радиального номера моды γ, согласующимися с динамикой конкретной задачи, которая определяет ее физический размер. Линии тока такой функции лежат на вложенных тороидальных поверхностях потока [37]. Сами поверхности потока являются собственными функциями скалярных полей, таких как плотность, давление и, как следствие, коэффициент излучения. Воронкообразная структура, наблюдаемая на фотографиях струи на PF-1000 [20], а также схема протекания тока внутри плазменного объекта (рис. 19 из ссылки [21]), полученная из детальных измерений магнитным зондом, имеют большое сходство с пространственной структурой функции СК *m*=0 [37, 38].

Дополнительным подтверждением этой гипотезы является немонотонное изменение амплитуд интегрированных по времени сигналов дифференциального режима с радиусом петли на рис. 9 и 15, предполагающие, что магнитный поток имеет колебательное пространственное распределение, аналогичное показанному на рис. 2 из ссылки [35]. Функции СК m=0 с предельными наименьшими значениями номера осевой моды \varkappa и радиального номера моды γ являются собственными функциями всех соленоидальных полей, таких как магнитное поле, плотность тока, завихренность и индуктивное электрическое поле. Можно показать [37], что траектории частиц в таких полях обладают множеством точек поворота, имеющих струйный характер (см. рис. 3 в [38]). Коллимация таких траекторий частиц, подобных струе, тогда оказалась бы свойством сгущения спектральной плотности полей, представляющих модель плазмы в пространстве модовых чисел, за счет нелинейностей, присущих таким моделям.

Экспериментальное подтверждение существования (1) полоидального магнитного поля, (2) обратного тока, (3) воронкообразной излучающей структуры, связанной с радиально компактными сверхзвуковыми потоками плазмы после пинча в трех установках плазменного фокуса, (4) немонотонного изменения магнитного потока с радиусом, аналогичного изменению функции Бесселя функций СК указывает на то, что приведенная выше гипотеза не лишена некоторых достоинств. Дополнительным преимуществом этого метода является то, что он не зависит от устройства и модели и применим ко всему спектру струйных явлений, от лазерной плазмы до астрофизических джетов.

6. РЕЗЮМЕ И ВЫВОДЫ

В данной статье предпринята попытка продемонстрировать существование полоидального магнитного потока, связанного с радиально компактными сверхзвуковыми потоками плазмы в фазе после пинча в установке плазменного фокуса, которая предлагается в качестве лабораторного астрофизического испытательного стенда. Наряду с полоидальным магнитным потоком получены доказательства существования радиального электрического поля и, следовательно, подразумеваемого вращения плазмы. Обнаружено, что структуры позднего времени в сигнале светового излучения связаны со структурами в излучении полоидального магнитного потока. Они имеют некоторое сходство с осевыми структурами в течениях Хербига—Аро в астрофизике.

Была предложена независимая от устройства и модели гипотеза о возникновении таких компактных потоков в терминах сгущения спектральной плотности полей, представляющих модель плазмы, в бесконечном цилиндрическом пространстве модовых номеров. Эта гипотеза согласуется с имеющимися данными экспериментов этой серии, в частности, с существованием (1) полоидального магнитного поля (эта статья) (2) обратного тока [21] (3) воронкообразной излучающей структуры [20, 33], связанной

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

с радиально компактным сверхзвуковым плазменным потоком, возникающим после развала пинча в трех плазмофокусных установках.

Авторы выражают признательность В. С. Бескину, К. Н. Митрофанову и А. Б. Кукушкину за ценные и продуктивные дискуссии.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- De Gouveia Dal Pino E. M. // AIP Conference Proceedings. 2005. V. 784. P. 183. https://doi.org/10.1063/1.2077183
- 2. *Romero G. E.* // Astron. Nachr. 2021. V. 342. P. 727. https://doi.org/10.1002/asna.202113989
- Vlahakis N., Tsinganos K. // Monthly Not. Royal Astron. Soc. 1999. V. 307. P. 279.
- Pudritz R. E., Hardcastle M. J., Gabuzda D. C. // Space Sci. Rev. 2012. V. 169. P. 27. https://doi.org/10.1007/s11214-012-9895-z
- Beall J. H. // Acta Polytechnica CTU Proceed. 2014. V. 1(1). P. 259.
- https://doi.org/10.14311/APP.2014.01.0259
- 6. Livio M. // Phys. Reps. 1999. V. 311. P. 225.
- Cayuso R., Carrasco F., Sbarato B., Reula O. // Phys. Rev. 2019. V. D100. P. 063009.
- 8. *Begelman M*. Astrophysical Jets, 2011. http://www. kwasan.kyoto-u.ac.jp/ndams/presentation/begelman. pdf
- Farley D. R., Estabrook K. G., Glendinning S. G., Glenzer S. H., Remington B. A., Shigemori K., Stone J. M., Wallace R.J., Zimmerman G. B., Harte J. A. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1982
- 10. Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T., Béard J., Bonito R., Billette J., Borghesi M., Burkley Z., Chen S. N., Cowan T. E., Herrmannsdörfer T., Higginson D. P., Kroll F., Pikuz S. A., Naughton K., Romagnani L., Riconda C., Revet G., Riquier R., Schlenvoigt H-P., Skobelev I. Yu., Faenov A. Ya., Soloviev A., Huarte-Espinosa M., Frank A., Portugall O., Pépin H., Fuchs J. // Science. 2014. V. 346. P. 325
- Lebedev S. V., Frank A., Ryutov D. D. // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. P. 025002.
- Hsu S. C.; Bellan P. M. // Monthly Not. Royal Astron. Soc. 2002. V. 334 P. 257.
- Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Vinogradova Yu., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kanaev G., Mitrofanov K., Mokeev A., Nashilevsky A., Nikulin V., Pastukhov A., Remnev G., Stepanenko A., Kharrasov A. // Physica Scripta. 2014. V. T161. P. 014036.
- 14. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev S., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kharrasov A., Mitrofanov K., Vinogradova Yu. // 42nd EPS Confer. Plasma Phys., Lisbon, Portugal, 2015, V. 39E, ISBN2-914771-98-3, P. 4.401. http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/ P4.401.pdf

- Pavez Cr., Pedreros J., Tarifeño-Saldivia A., Soto L. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 040705. https://doi.org/10.1063/1.4919260
- Bernard A., Bruzzone H., Choi P., Chuaqui H., Gribkov V., Herrera J., Hirano K., Lee S., Luo C., Mezzetti F., Sadowski M.J., Schmidt H., Ware K., Wong C. S., Zoita V. // J. Moscow Phys. Soc. 1998. V. 8. P. 93.
- Auluck S., Kubes P., Paduch M., Sadowski M.J., Krauz V.I., Lee S., Soto L., Scholz M., Miklaszewski R., Schmidt H., Blagoev A., Samuelli M., Sing Seng Y., Springham V., Talebitaher A., Pavez C., Akel M., Ling Yap S., Verma R., Kolacek K., Keat P. L. Ch., Rawat R., Abdou A., Zhang G., Laas T. // Plasma. 2021. V. 4. P. 450.
- Митрофанов К. Н., Крауз В. И., Мялтон В. В., Велихов Е. П., Виноградов В. П., Виноградова Ю. В., Виноградова Ю. В. // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. С. 1035.
- 19. Митрофанов К. Н., Крауз В. И., Мялтон В. В., Виноградов В. П., Харрасов А. М., Виноградова Ю. В. // Астрономич. ж. 2017. Т. 94. С. 152.
- 20. Krauz V. I., Mitrofanov K. N., Paduch M., Tomaszewski K., Szymaszek A., Zielinska E., Pariev V. I., Beskin V. S., Istomin Ya. N. // J. Plasma Phys. 2020. V 86. P. 905860607.
- Крауз В. И., Митрофанов К. Н., Мялтон В. В., Ильичев И. В., Харрасов А. М., Виноградова Ю. В. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 829.
- 22. Крауз В. И., Войтенко Д. А., Митрофанов К. Н., Мялтон В. В., Аршба Р. М., Астапенко Г. И., Марколия А. И., Тимошенко А. П. // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2015. Вып. 2. С. 19.
- Filippov N. V., Filippova T. I., Khutoretskaia I. V., Mialton V. V., Vinogradov V. P. // Phys. Lett. 1996. V. A 211. P. 168
- 24. Андреещев Е.А., Войтенко Д.А., Крауз В.И., Марколия А.И., Матвеев Ю.В., Решетняк Н.Г., Хаутиев Е.Ю. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 247.
- Scholz M., Miklaszewski R., Gribkov V.A., Mezzetti F. // Nukleonika. 2000. V. 45. P. 155.

- 26. Krauz V. I., Mitrofanov K. N., Scholz M., Paduch M., Kubes P., Karpinski L., Zielinska E. // Eur Phys. Lett, 2012. Vol 98. P. 45001
- 27. Auluck S. K. H. // Phys. of Plasmas. 2002. V. 9. P. 88.
- 28. Auluck S. K. H. // Plasma Science and Applications (ICPSA 2013) Internat. J. Modern Phys.: Confer. Ser. 2014. V. 32 P. 1460315.

https://doi.org/ 10.1142/S2010194514603159

- 29. Митрофанов К. Н., Крауз В. И., Грабовский Е. В., Мялтон В. В., Падух М., Грицук А. Н. // Приборы и техника эксперимента. 2018. Вып. 2, С. 78.
- Walg S., Achterberg A., Markoff S., Keppens R., Meliani Z. // Monthly Not. Royal Astron. Soc. 2013. V. 433. P. 1453.

https://doi.org/ 10.1093/mnras/stt823

- 31. Крауз В. И., Митрофанов К. Н., Войтенко Д. А., Астапенко Г. И., Марколия А. И., Тимошенко А. П. // Астрономич. ж. 2019. Т. 96. С. 456.
- 32. Митрофанов К. Н., Ананьев С. С., Войтенко Д. А., Крауз В. И., Астапенко Г. И., Марколия А. И., Мялтон В. В. // Астрономич. ж. 2017. Т. 94. С. 762
- 33. Krauz V. I., Paduch M., Tomaszewski K., Mitrofanov K. N., Kharrasov A. M., Szymaszek A., Zielinska E. // European Phys. Lett. 2020. V. 129. P. 15003.
- 34. Крауз В. И., Виноградов В. П., Харрасов А. М., Мялтон В. В., Митрофанов К. Н., Бескин В. С., Виноградова Ю. В., Ильичев И. В. // Астрономич. ж. 2023. Т. 100. С. 19.
- 35. Auluck S. K. H. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 022308. https://doi.org/10.1063/1.5139609
- 36. Крауз В. И., Виноградов В. П., Мялтон В. В., Виноградова Ю. В., Харрасов А. М. // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2018. Вып. 3. С. 48.
- 37. *Auluck S. K. H.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 030703. https://doi.org/10.1063/5.0085870
- 38. Auluck S. K. H. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 032508.
- Крауз В. И., Митрофанов К. Н., Харрасов А. М., Ильичев И. В., Мялтон В. В., Ананьев С. С., Бескин В. С. // Астрономический журнал. 2021. Т. 98. С. 29.

Investigation of the Poloidal Magnetic flux at the PF-3 Plasma Focus within the Framework of the Program of Laboratory Simulation of Astrophysical Jets

© 2024 г. S. K. H. Auluck^{a,*}, V. I. Krauz^{a, b}, V. V. Myalton^b, A. M. Kharrasov^b

^a International Scientific Committee on Dense Magnetized Plasmas, Hery 23, P.O. Box 49, 00-908, Warsaw, Poland, ^b NRC Kurchatov Institute, Moscow, Russia, krauz_vi@nrcki.ru *e-mail: skhauluck@gmail.com

Astrophysical jets are collimated plasma outflows observed in diverse astrophysical settings covering seven decades of spatial scale and twenty decades of power, which, nevertheless, share many common features. This similarity over wide range of scales indicates a common core of physics underlying this phenomenon. leading to considerable interest in observational, theoretical and numerical studies. Laboratory astrophysics experiments for simulating astrophysical jets are premised on this common core of physics responsible for multi-scale similarity of jets remaining valid down to laboratory spatial scales of millimeters. Jets formed after the disassembly of the non-cylindrical z-pinch formed in a plasma focus installation have recently been subjects of observational studies. They offer an important complementarity to the main lines of investigations in two respects. Firstly, the multi-faceted role of gravity, radiation, nuclear reactions and related astrophysics is eliminated retaining only a rapid implosion of a compact plasma object in a magnetohydrodynamic environment as a common feature. Secondly, observations can be made using techniques of laboratory plasma diagnostics. In this paper, we report preliminary results regarding presence of poloidal magnetic flux associated with the jets lasting long after the pinch disassembly. This is significant in the context of uncertainty regarding the origin of poloidal magnetic field postulated in several MHD models of astrophysical jet phenomena. Evidence indicating presence of a radial component of electric field suggests existence of plasma rotation as well. These results suggest that more refined experiments can provide insights into the astrophysical jetting phenomena not available from observational astronomy techniques.

Keywords: astrophysical jets, laboratory modeling, plasma focus

=ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ=

УДК 537.525.99; 537.86; 621.396.67

ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ АНТЕННЫ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАЕМОГО СИГНАЛА

© 2024 г. Н. Н. Богачев^{а,*}, И. Л. Богданкевич^а, С. Е. Андреев^а, Н. Г. Гусейн-заде^а, М. С. Усачёнок^b

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия ^b Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь

* e-mail: bgniknik@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.10.2023 г. После доработки 29.01.2024 г. Принята к публикации 29.01.2024 г.

Исследуется излучение сигнала плазменной несимметричной вибраторной антенны при двух способах ее возбуждения. Ранее было показано, что вторая и третья гармоника частоты входного сигнала в спектре излучения плазменной антенны на 10–20 дБ выше, чем для металлической антенны той же геометрии. Экспериментально и с помощью компьютерного моделирования исследуется влияние особенностей способа возбуждения плазменной несимметричной вибраторной антенны на спектральные характеристики излучаемого ею сигнала. Для двух способов возбуждения плазменной несимметричной вибраторной антенны на спектральные характеристики излучаемого ею сигнала. Для двух способов возбуждения плазменной несимметричной вибраторной антенны – через электрод и через коаксиальный соединитель – показано отличие в величине составляющих на частоте излучаемого сигнала и кратных гармоник. Введение коаксиального соединителя в схему возбуждения плазменной антенны позволило улучшить согласование на частоте входного сигнала и снизить величину составляющих на второй и третьей гармониках. Для плазменной антенны с коаксиальным соединителем удалось добиться увеличения разницы между первой и второй гармониками почти на 6 дБ, а между первой и третьей – почти на 20 дБ по сравнению со схемой возбуждения через электрод.

Ключевые слова: антенна, сигнал, спектр, плазма, несимметричная вибраторная антенна, низкотемпературная плазма, применение, плазменная антенна **DOI:** 10.31857/S0367292124030073, **EDN:** RFZGLI

1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретические, численные и экспериментальные исследования плазменных антенн из газоразрядных трубок [1—8] показали, что их радиофизические характеристики сравнимы с аналогичными характеристиками металлических антенн. При этом плазменные антенны обладают рядом преимуществ, таких как электронное управление параметрами антенны, быстрое включение и выключение антенны (создание и распад плазмы), меньшая радиолокационная заметность в пассивном режиме. К недостаткам плазменных антенн можно отнести возникновение нелинейных искажений, которые проявляются в виде возникновения или усиления кратных гармоник входного сигнала [9—11]. В работе [11] было показано, что вторая и третья гармоника частоты входного сигнала в спектре излучения плазменной антенны выше на 10-20 дБ. Актуальной становится задача исследования нелинейных эффектов при излучении сигнала плазменной антенной и снижения нелинейных искажений.

Плазма в газоразрядной трубке антенны может создаваться как за счет внешнего источника, подключаемого к газоразрядной трубке, так и за счет источника излучаемого высокочастотного сигнала (генератора или связного передатчика). В данной работе исследуется плазменная несимметричная вибраторная антенна (ПНВА) из газоразрядной трубки с передающим устройством, используемым в качестве источника информационного сигнала и энергии для создания плазмы. Задачей исследования было изучить влияние способа возбуждения (подачи сигнала) на спектральные характеристики сигнала, излучаемого ПНВА.

2. ПЛАЗМЕННАЯ НЕСИММЕТРИЧНАЯ ВИБРАТОРНАЯ АНТЕННА

Плазменная несимметричная вибраторная антенна представляет собой аналог металлической несимметричной вибраторной антенны (MHBA) с круглым экраном (рис. 1), и состоит из штыря

(плеча вибратора) с длиной в четверть длины электромагнитной волны в вакууме $l = \lambda_0/4$ и четверть волнового проводящего диска. В плазменной антенне штырем является газоразрядная трубка. Создание плазмы в газоразрядной трубке ПНВА за счет энергии сигнала от связного передатчика позволяет упростить схему подключения плазменной антенны и сделать ее аналогичной схеме подключения МНВА. Самым удобным способом питания ПНВА от связного передатчика, как и в случае МНВА, является соелинение с помошью коаксиального кабеля. При таком способе соединения плазменная газоразрядная трубка соединяется с центральным (внутренним) проводником коаксиального кабеля, а экран — с внешним проводником коаксиального кабеля. Использование для питания плазменной антенны стандартных коаксиальных кабелей с диаметром внутреннего проводника меньше, чем внутренний диаметр газоразрядной трубки допускает два способа соединения (рис. 1). В обоих случаях центральный проводник коаксиального кабеля от генератора соединяется с электродом газоразрядной трубки. Однако во втором случае (рис. 1б) центральный проводник коаксиального кабеля помимо электрода газоразрядной трубки подключен к торцу газоразрядной трубки с помощью коаксиального соединителя (элемент 6 на рис. 1б). Это позволяет большую часть электромагнитной энергии сигнала генератора передать вдоль газоразрядной трубки.

В работе [11] исследовался спектр излучения ПНВА с использованием соединения первого типа (рис. 1а) через электрод и проводилось сравнение



Рис. 1. Плазменная несимметричная вибраторная антенна с питанием от коаксиального кабеля: через электрод газоразрядной трубки (а), через коаксиальный соединитель (б): *1* — металлический экран, *2* — газоразрядная трубка, *3* — коаксиальный кабель, *4* — электрод газоразрядной трубки, *5* — соединительный провод, *6* — коаксиальный соединитель.

со спектром излучения аналогичной МНВА. Были обнаружены нелинейные искажения сигнала, излучаемого ПНВА, выраженные в усилении второй, третьей и четвертой гармоник входного сигнала на 10—30 дБ. Для исследования нелинейных искажений излучаемого сигнала было решено сравнить спектральные характеристики сигнала в случае его ввода через электрод с другим типом ввода — с использованием коаксиального соединителя (рис. 16).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

3.1. Экспериментальная установка

Постановка эксперимента аналогична работе [11]. В экспериментальных исследованиях ПНВА использовалась стандартная промышленная люминесцентная лампа, где в качестве наполнителя (инертного газа) используется аргон и пары ртути. Парциальное давление аргона $p_{\rm Ar} = 1-3$ Торр, концентрация нейтральных частиц аргона $n_{\rm Ar} = (0.6-1.3)\cdot 10^{17}$ см⁻³, а паров ртути $-p_{\rm Hg} = 10^{-3}$ Торр, концентрация нейтральных частиц в парах ртути $n_{\rm Hg} = 0.6\cdot 10^{14}$ см⁻³. Размеры ПНВА (рабочей части газоразрядной трубки): длина $l_a = 17$ см и внешний диаметр лампы $d_{out} = 1.2$ см, внутренний диаметр лампы (максимальный диаметр плазмы) $d_{in} = 1$ см.

Эксперименты проводили с помощью измерительного стенда в безэховой камере, схема которого представлена на рис. 2. Радиостанция Vertex VX-2100 выдает сигнал мощностью 45 Вт, работает в диапазоне 400—450 МГц, разность по уровню мощности на выходном разъеме между сигналом на несущей частотой и на ее второй гармонике составляет 90 дБ, между несущей и остальными гармониками — не менее 70 дБ.

Сигнал в виде немодулированного гармонического колебания с частотой 447 МГц от источника 1 — приемо-передатчика (портативной



Рис. 2. Схема стенда для измерения спектра излучаемого сигнала: *1* — приемо-передатчик (портативная радиостанция) VX-2100, *2* и *5* — коаксиальные фидеры, *3* — излучающая антенна (ПНВА или МНВА), *4* — измерительная антенна, *6* — аттенюатор, *7* — анализатор спектра.

радиостанции) VX-2100 через коаксиальный фидер 2 поступал на исследуемую антенну 3 (ПНВА или МНВА), которая излучала его в пространство. Сигнал принимался измерительной логопериодической антенной 4, далее с нее через коаксиальный фидер 5 и высокочастотный аттенюатор 6 с коэффициентом подавления 20 дБ, поступал на анализатор спектра 7 Keysight PXA N9030B с диапазоном частот 3 Гц-26.5 ГГц.

3.2. Численная модель ПНВА

Для численного моделирования низкотемпературной плазмы часто используется модель на основе теории Друде, когда плазма описывается как среда с заданной диэлектрической проницаемостью. Однако моделирование плазмы на основе теории Друде дает неполное представление о режимах работы плазменной антенны, так как она не учитывает все нелинейные эффекты при взаимодействии частиц плазмы (электронов и ионов) с электромагнитной волной и влияние этого взаимодействия на излучаемый сигнал. Поэтому в данной работе для моделирования работы плазменной антенны использовался метод крупных частиц ("частица в ячейке", PIC-метод).

Численное моделирование плазменной вибраторной антенны было выполнено в электромагнитном коде КАРАТ [12] и имело следующие параметры: длина l = 17 см, радиус r = 0.5 см, концентрация плазмы $n_e = 10^{10} - 10^{12}$ см⁻³, несущая частота сигнала $f_0 = 447$ МГц ($\omega_0 = 2.7 \cdot 10^9$ с⁻¹). Две схемы РІС-моделей ПНВА представлены на рис. 3.

Из коаксиального кабеля *1* электромагнитная волна поступает на плазму в диэлектрической трубке 2, которая вместе с металлическим экраном *3* образует несимметричную вибраторную антенну. На границах счетной области размещен идеально согласованный поглощающий электромагнитное излучение слой (PML) [13]. На рис. За представлена модель с соединением первого типа (рис. 1а) — без переходника, а на рис. 36 — модель, использующая коаксиальный соединитель.

Начальное распределение плазмы в численных моделях задавалось равномерным по всей трубке. Электроны, долетающие до границы газоразрядной трубки, заряжали ее стеклянную стенку. Механизм дополнительной ионизации был выключен, так как в этом моделировании предполагалось, что за время наблюдения электронная концентрация плазмы из-за вылета электронов на стенки трубки меняется незначительно. Ионы аргона за время моделирования не успевали долететь до стенки газоразрядной трубки, поэтому так и остается не понятным стенки заряжались за счет поглощения электронов или оставались нейтральными за счет рекомбинации электронов и ионов на стенках.

Излучаемый плазменной антенной сигнал фиксировался в точке z = 8 см, r = 5.8 см и точка z = 10 см, r = 5.8 см. Наблюдение спектров излучаемого сигнала в моделировании на расстояниях меньше длины волны компромиссное решение для сохранения приемлемого счётного времени и устойчивости используемой модели.



Рис. 3. Схемы численных моделей плазменной вибраторной антенны: соединение через электроды (а), соединение через коаксиальный соединитель (б): *1* — коаксиальный кабель, *2* — диэлектрическая трубка с PIC плазмой, *3* — металлический экран, *4* — универсальный поглощающий слой PML.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

4.1. Результаты экспериментальных измерений

На рис. 4 приведены результаты экспериментальных измерений спектров излучения немодулированного гармонического колебания для антенн: МНВА (рис. 4a), ПНВА, соединенной только через центральный электрод (рис. 4б), и ПНВА, соединенной через коаксиальный переходник, через который большая часть электромагнитной энергии передается вдоль газоразрядной трубки (рис. 4в).

На рис. 4а видно, что в спектре излучаемого МНВА сигнала, наряду с основной частотой f_0 , есть составляющие на частотах второй $2f_0$ и третьей $3f_0$ гармоник. Этот факт, связан с тем, что используемый в наших экспериментах приемопередатчик Vertex VX-2100 выдает неидеальный моногармонический сигнал, а сигнал с паразитными кратными гармониками несущей частоты.

На рис. 4б видно, что в спектре излучения ПНВА с вводом сигнала через электрод заметно усиление составляющих на частоте кратных гармоник: второй $2f_0$, третьей $3f_0$ и четвертой $4f_0$ (как и в работе [11]), по сравнению с сигналом от МНВА. Уровень мощности в спектре ПНВА на частоте основной гармоники почти на 12 дБ меньше (из-за особенностей ввода и потерь на ионизацию газа), чем в спектре МНВА, а для остальных гармоник на 10—30 дБ больше, чем в спектре МНВА.

В работе [11] было сделано предположение, что усиление нелинейных эффектов в излучаемом сигнале ПНВА связано с особенностью способа возбуждения плазменной антенны (рис. 1а) для проверки этого предположения нами и был проведен эксперимент по схеме на рис. 16, при которой большая часть энергии передаваемого сигнала вводится вдоль диэлектрической трубки. Спектр излучения ПНВА при таком способе ввода гармонического внешнего сигнала представлен на рис. 4в.

Из графика видно, что при новом способе ввода излучения наблюдается рост мощности на основной частоте и действительно наблюдается некоторое снижение нелинейных искажений. Спектральная плотность мощности на третьей гармонике снизилась почти на 15 дБ, хотя спектральная плотность мощности на частоте второй гармоники уменьшилась незначительно, а на частоте четвертой гармоники спектральная плотность мощности даже немного выросла. В табл. 1 приведены сравнительные данные по спектральной плотности мощности излучения на гармониках сигнала ПНВА с разными с разными способами возбуждения ПНВА и МНВА.

4.2. Результаты численного моделирования

В этом разделе приведены результаты, полученные в численном моделировании работы плазменной антенны при использовании PIC-метода (см. раздел <u>3</u>.2). Функционирование плазменной антенны связано с распространением поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) на границе плазма–вакуум.

В работах [7, 14] исследовалась связь условия распространения поверхностной электромагнитной волны на плазменном цилиндре конечного радиуса с режимами работы плазменной антенны. Были определены параметры плазмы (в первую очередь концентрация), соответствующие безызлучательному и излучательному (нелинейному и линейному) режимам работы плазменной антенны.

Безызлучательный режим — такой режим, в котором вся энергия электромагнитной волны, подаваемая на антенну, не излучается антенной в дальнюю зону. Показано, что в линейном, определенном по решению дисперсионного уравнения, режиме характеристики плазменной антенны практически

Спектральная плотность мощности и её разность для гармоник излучае- мого сигнала	Спектральная плотность мощности сигнала МНВА (рис. 3а), дБм	Спектральная плотность мощ- ности сигнала ПНВА с вводом через электрод (рис. 36), дБм	Спектральная плотность мощности сигнала ПНВА с вводом через плавный пе- реходник рис. 3в), дБм
P (f ₀)	-1.62	-13.33	-6.54
P (2f ₀)	-95.74	-58.85	-59.22
P (3f ₀)	-87.45	-71.89	-85.30
P (4 <i>f</i> ₀)	<-100.00	-81.42	-74.82
$\mathbf{P}(f_0) - \mathbf{P}(2f_0)$	94.12	45.53	51.68
$P(f_0) - P(3f_0)$	85.83	58.56	78.76
$\mathbf{P}(f_0) - \mathbf{P}(4f_0)$	>98.38	69.09	68.28

Таблица 1. Спектральная плотность мощности излучаемого сигнала



Рис. 4. Экспериментально измеренные спектры излучаемого немодулированного гармонического колебания (с учетом коэффициента ослабления аттенюатора): МНВА (а), ПНВА соединение через центральный электрод газоразрядной трубки (б), ПНВА, соединенная через коаксиальный переходник [9] (в).



Рис. 5. Спектры излучения ПНВА (результаты моделирования) в относительных единицах для двух случаев возбуждения ПНВА: через центральный электрод (а), коаксиальный переходник (б).

не отличаются от характеристик аналогичной металлической антенны.

В данной работе рассмотрен только линейный режим работы ПНВА по дисперсионной характеристике [7]. Концентрация плазмы выбиралась в соответствии с данными из работ [7, 10]. Для анализа результатов были выбраны амплитудные спектры для двух описанных выше способов (рис. 1a, б) возбуждения плазменной антенны в линейном режиме работы ПНВА.

Как уже указывалось выше, в спектре сигнала возбуждения присутствовали гармоники основной частоты сравнительно малой амплитуды. Эти гармоники проявляются и в спектре излучения МНВА (рис. 4а). В спектре ПНВА (рис. 4б, в) также присутствуют эти кратные гармоники, и с увеличенной амплитудой

Как уже указывалось выше, источник входного сигнала был немоногармонический и в спектре входного сигнала наблюдались паразитные частоты (кратные основной частоте) сравнительно малой амплитуды. Это паразитные частоты проявляются и в спектре излучения МНВА (рис. 4а). В спектре ПНВА (рис. 4б, в) также присутствуют эти кратные гармоники с увеличенной амплитудой по сравнению с МНВА. В моделировании использовался моногармонический внешний сигнал. Тем не менее в спектрах на рис. 5 наблюдаются кратные гармоники (лучше разрешена и заметна вторая гармоника). Структура спектра зависит от способа возбуждения ПНВА.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

На рис. 5 показаны спектры излучения плазменной антенны для разных способов возбуждения ПНВА. Как можно видеть, связь работы плазменной антенны с распространением ПЭВ очередной раз подтвердилась.

При втором способе ввода излучения через коаксиальный переходник, и в котором большая часть электромагнитной энергии передается вдоль газоразрядной трубки мощность, излучаемая плазменной антенной на основной частоте выше, чем при другом способе, также меньше и нелинейные искажения.

На рис. 6 представлены нормированные гистограммы спектров для различных способов



Рис. 6. Нормированные гистограммы спектров (моделирование) для двух случаев возбуждения ПНВА: *1* — через центральный электрод, *2* — коаксиальный переходник.

возбуждения антенны. Гистограммы хорошо показывают соотношение амплитуд отдельных гармоник в спектре излучения и хорошо подтверждают результаты экспериментов. Заметна незначительная разница на основной гармонике и большая разница для второй гармоники при различных способах возбуждения ПНВА.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Необходимо отметить, что в моделировании использовался чистый моногармонический внешний сигнал, пик спектральной плотности на второй гармонике в несколько раз больше для способа возбуждения через центральный электрод (рис. 5а). Электродинамика плазмы допускает возникновение нелинейных искажений при взаимодействии электромагнитной волны с электронами плазмы. Появление кратных гармоник в эксперименте с ПНВА и моделировании можно рассматривать как нелинейную реакцию среды (индукцию или ток) на внешнее электромагнитное поле. Слабую нелинейность можно учесть введением более высоких степеней значения поле в материальном уравнении отклика среды [15].

В плазме рассматриваемой антенны в условиях распространения ПЭВ возможно возникновение как второй, так и третьей гармоники внешней электромагнитной волны. Различие в спектральных характеристиках сигнала для двух конструкций возбуждения плазменной антенны можно объяснить локальным усилением поля в плазме на острие электрода (при вводе сигнала только через электрод газоразрядной трубки). Этот эффект приводит к усилению колебаний электронов внутри плазмы, т.е. увеличению нелинейных искажений. При использовании коаксиального переходника для подачи электромагнитной волны на плазменную антенну удалось добиться существенного снижения нелинейных искажений сигнала, излучаемого плазменной антенной.

В работе как экспериментально, так и численно было рассмотрено влияние способа возбуждения плазменной антенны на излучаемый ею сигнал. Было показано, что особенности способа возбуждения плазменной несимметричной вибраторной антенны влияют на уровень амплитуды кратных гармоник основной частоты внешнего электромагнитного поля. При использовании коаксиального переходника для подачи электромагнитной волны на плазменную антенну, когда большая часть энергии внешней волны распространяется вдоль газоразрядной трубки, удается добиться существенного снижения нелинейных искажений излучаемого плазменной антенной сигнала.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РЦНИ, проект № 20-5804019 Бел_мол_а и гранта БРФФИ № Т21РМ-120.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Borg G. G., Harris J. H., Miljak D. G., Martin N. M. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 3272. https://doi.org/10.1063/1.874041
- Rayner J. P., Whichello A. P., Cheetham A. D. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32. P. 269. https://doi.org/10.1109/TPS.2004.826019
- Alexeff I., Anderson T., Parameswaran S., Pradeep E. P., Pulasani N. R., Karnam N. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 166. https://doi.org/10.1109/TPS.2006.872180
- Liang C., Xu Y., Wang Z. // Chin. Phys. Lett. 2008. V. 25. P. 3712.
- Chen Z., Zhu A., LV J. // WSEAS Trans. Commun. 2013. V. 12. P. 63.
- Гусейн-заде Н.Г., Минаев И. М., Рухадзе А. А., Рухадзе К. З. // Кр. сообщ. по физике ФИАН. 2011. № 3. С. 42.
- Bogachev N. N., Bogdankevich I. L., Gusein-zade N.G., Sergeychev K. F. // Acta Polytechnica. 2015. V. 55. P. 30. https://doi.org/10.14311/AP.2015.55.0034
- Ковалев А. С., Вожаков В. А., Кленов Н. В., Аджемов С. С., Терешонок М. В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 211. https://doi.org/10.7868/S0367292118020075
- 9. Беляев Б.А., Лексиков А.А., Лексиков Ан.А., Сержантов А. М., Бальва Я.Ф. // Изв. вузов. Физика. 2013.
- T. 56. C. 88.
 10. Bogachev N. N. // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 661. P. 012054.

https://doi.org/012054.10.1088/1742-6596/661/1/012054

- Bogachev N. N., Gusein-zade N.G., Nefedov V. I. // Plasma Phys. Reports. 2019. V. 45. P. 372. https://doi.org/10.1134/S1063780X19030024
- Tarakanov V. P. User's Manual for Code KARAT. Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc., 1992.
- Berenger J. P. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1996. V. 44. P. 110. https://doi.org/10.1109/8.477535
- 14. Богачев Н. Н., Богданкевич И. Л., Гусейн-заде Н.Г., Рухадзе А.А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 365. https://doi.org/10.7868/S0367292115100030
- 15. Горбунов Л. М. Введение в электродинамику плазмы. М.: Изд-во Ун-та дружбы народов, 1990. 127 с.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

Effect of the Method of Excitation of the Plasma Antenna on the Spectral Characteristics of the Radiated Signal

© 2024 N.N. Bogachev^{a,*}, I.L. Bogdankevich^a, S.E. Andreev^a, N.G. Gusein-zade^a, M.S. Usachenok^b

^a Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia ^b Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus * e-mail: bgniknik@vandex.ru

The radiation of signal by the plasma asymmetrical vibrator antenna is studied for two methods of its excitation. Earlier, it was shown that the 2nd and 3rd harmonics of the input signal frequency in the radiation spectrum of the plasma antenna are 10–20 dB stronger than those of a metal antenna with the same geometry. In this work, we study experimentally and by computer simulations the effect of the method of excitation of the plasma asymmetrical vibrator antenna on the spectral characteristics of the signal that it radiates. For the two excitation methods of the antenna, through an electrode and through a coaxial coupler, it was shown that the strength of the signal components at the frequency of the antenna excitation scheme allowed us to improve the coupling at the input signal frequency and decrease its components at the 2nd and 3rd harmonics. For the plasma antenna with the coaxial coupler, the difference between the 1st and 2nd harmonics was increased by almost 6 dB, and between the 1st and the 3rd ones by almost 20 dB compared to the antenna excitation scheme through the electrode.

Keywords: antenna, signal, spectrum

— НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА —

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЛАВНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА МОЛНИИ © 2024 г. А. Н. Бочаров^{а,*}, Е. А. Мареев^ь, Н. А. Попов^{а,с}

^a Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия ^b Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия ^c МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия * e-mail: bocharov@ihed.ras.ru Поступила в редакцию 05.12.2023 г. После доработки 19.01.2024 г.

Принята к публикации 20.01.2024 г.

Представлена численная модель главной стадии разряда молнии. В рамках данной модели эволюция параметров токового канала при обратном ударе (главной стадии разряда молнии) описывается системой уравнений сохранения массы, импульса, полной энергии, а также уравнений длинной линии для определения электрического потенциала и полного тока в каждом сечении канала. Численно продемонстрированы основные черты разряда молнии на стадии обратного удара, регистрируемые экспериментально: нагрев газа в канале до температур 10–40 кК; принципиальная возможность распространения волны градиента потенциала со скоростями от сотых до десятых долей скорости света, а также возможность распространения волны обратного удара без существенного затухания на достаточно большие расстояния. На основании представленных результатов по моделированию разрядов молнии различной интенсивности можно заключить, что разработанная физическая и численная модель разряда молнии качественно правильно описывает совокупность физических процессов, имеющих место в реальных условиях.

Ключевые слова: главная стадия, разряд, молния, волна градиента потенциала, локальное термодинамическое равновесие, уравнение длинной линии **DOI:** 10.31857/S0367292124030086, **EDN:** RFUVHE

1. ВВЕДЕНИЕ

Волна обратного удара (главная стадия разряда молнии) — это наиболее ярко светящаяся в видимом диапазоне стадия всего молниевого разряда, поэтому она сравнительно легко регистрируется с помощью стрик-камер. В работах [1, 2] собрана большая база экспериментальных данных о форме и амплитуде импульса тока молнии в ее основании (в точке замыкания на землю) и о параметрах волны обратного удара, в частности о скорости этих волн.

Главная стадия разряда молнии начинается после перекрытия промежутка между облаком и землей нисходящим лидером [1, 2]. Заземление лидерного канала, несущего высокий потенциал, сопровождается сильным изменением распределенного вдоль него заряда. Измерения у земли показывают, что канал нисходящего лидера разряжается очень сильным током с амплитудой 10—100 кА длительностью 50—100 мкс. В течение примерно такого времени вверх по каналу бежит хорошо видимый на фоторазвертках короткий яркий участок — фронт волны градиента потенциала. В области фронта вследствие интенсивного энерговыделения канал разогревается до температур 30—35 кК, что сопровождается газодинамическим расширением и существенным ростом проводимости канала.

Таким образом, эволюция параметров лидерного канала во время прохождения волны градиента потенциала, приводящая к резкому уменьшению сопротивления канала, определяет весь ход процесса главной стадии разряда молнии.

Изучение главной стадии остается одной из наиболее актуальных проблем физики молнии, хотя теоретические и экспериментальные аспекты этой проблемы рассматривались в целом ряде работ. Проведенные ранее исследования по самосогласованному моделированию электродинамических характеристик и газодинамики расширения формирующегося горячего канала с учетом радиационных процессов касались либо моделирования газодинамического расширения горячего газового канала при заданном временном профиле интенсивности источника тепловыделения, либо моделирования электродинамических характеристик, описывающих распространение волны градиента потенциала при заданном упрощенном законе изменения проводимости канала (см. работы [3-5] и цитированную там литературу).

Газодинамические модели описывают поведение выбранного отрезка цилиндрического плазменного столба, подвергаемого резистивному нагреву заданным изменяющимся во времени током. Среди работ, посвященных развитию самосогласованных газодинамических моделей, можно отметить [6—8], где система уравнений газодинамики канала и переноса излучения решается совместно с системой уравнений плазмохимической кинетики.

В частности, в исследовании [8] разработана физико-химическая 2D-модель, позволяющая описывать параметры импульсных сильноточных разрядов в диапазоне токов I = 1 - 300 кА. В модели учитывалось газодинамическое расширение разрядного канала, термодинамика реального воздуха в широком диапазоне давлений и температур газа, электродинамика разряда, включая пинч-эффект, а также уравнения для описания переноса излучения в диффузионном приближении.

Проведено тестирование 1D-осесимметричной версии модели путем сравнения результатов моделирования с расчетными данными других авторов и экспериментальными данными [9—12]. Получено согласие рассчитанного радиуса канала искрового разряда и положения фронта ударной волны с экспериментальными данными для всех рассмотренных амплитуд импульса тока и времен нарастания. Радиальные распределения температуры газа и плотности электронов также удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Целью данной работы являются разработка и тестирование физической и численной модели главной стадии разряда молнии, включая как описание электродинамических характеристик разряда (распространение волны градиента потенциала [13]), так и газодинамическое расширение разрядного канала, уравнения для описания переноса излучения в диффузионном приближении, а также термодинамические характеристики реального воздуха в широком диапазоне давлений и температур газа [8]. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными о нагреве газа в канале и скоростях распространения свечения головной части разряда.

2. МОДЕЛЬ ГЛАВНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА МОЛНИИ

Главная стадия, или процесс разряда молнии, начинается после перекрытия промежутка между облаком и Землей нисходящим лидером. В рамках разработанной модели предполагалось, что эволюция параметров токового канала при обратном ударе (главной стадии разряда молнии) описывается двумерной системой уравнений сохранения массы, импульса, полной энергии, а также одномерных уравнений длинной линии для определения электрического потенциала и полного тока в каждом сечении канала. При этом предполагается, что электрическое поле имеет лишь одну продольную компоненту, которая однородна по радиусу. Кроме того, полагали, что уравнения состояния воздуха, связывающие плотность, внутреннюю энергию, давление и температуру в каждой точке среды, соответствуют уравнениям среды в локальном термодинамическом равновесии.

Пространственно-временные характеристики интенсивности источника тепловыделения, стоящего в правой части уравнения энергии, определялись на основании получаемых в результате моделирования распределений проводимости и напряженности электрического поля. С учетом этого данная система уравнения является замкнутой.

Следует подчеркнуть, что представляемая далее самосогласованная задача описания характеристик главной стадии разряда молнии реализована, по-видимому, впервые. Разработанный в рамках данной работы программный комплекс, обеспечивающий как самосогласованное моделирование электродинамических характеристик распространения волны градиента потенциала в рамках уравнения длинной линии, так и описание газодинамического расширения формирующегося горячего газового канала, позволяет получать данные обо всех основных параметрах главной стадии разряда молнии.

2.1. Модель электродинамики канала

За основу модели взята модель разряда молнии, изложенная в работе [1]. Описание процесса разряда молнии проводилось в рамках квазидвумерной (*r*, *x*) осесимметричной нестационарной модели. Пространственно-временные (*x*, *t*) распределения потенциала Ф и тока *I* описываются уравнениями длинной линии [1]

$$\frac{d\Phi}{dx} + L_0 \frac{dI}{dt} + R_0 I = 0, \tag{1}$$

$$\frac{dI}{dx} + C_0 \frac{d\Phi}{dt} = 0 \tag{2}$$

с постоянными значениями индуктивности единицы длины канала L_0 и емкости $C_{0,} R_0$ — погонное сопротивление канала,

$$C_0 = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(H/r_2)} \tag{3}$$

емкость единицы длины канала,

$$L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{H}{r_1}\right) \tag{4}$$

— индуктивность единицы длины канала. Здесь *r*₁ — радиус канала лидера, *r*₂ — радиус канала ионного

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

чехла, H — длина канала, ε_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума соответственно.

В выражениях (1)–(4) все переменные считаются функциями *x* и *t*. Положим для определенности, что Земля находится в точке x = 0 и $\Phi(x = 0) = 0$, а в точке x = H, $\Phi(x = H) = \Phi_0$. В начальный момент (t = 0) полагаем I(0, x) = 0, $\Phi(0, x)$ – заданная функция, удовлетворяющая граничным условиям для потенциала.

При определении емкости учитывается наличие чехла объемного заряда вокруг плазменного канала молнии [1]. В качестве начальных условий задаются параметры плазменного канала нисходящего лидера, которые могут быть определены, например, в рамках моделей [14, 15].

Заземление лидерного канала, несущего высокий потенциал, сопровождается формированием волны градиента потенциала. На фронте этой волны, в области высокого поля и интенсивного энерговыделения, происходит быстрый рост проводимости $\sigma(x, r)$ канала и его разогрев до высоких температур, достигающих 30000—35000 К. Погонное сопротивление канала молнии $R_0(x)$, входящее в уравнение длинной линии, определяется как

$$R_0^{-1}(x) = \int_0^{r_1} 2\pi r \sigma(x, r) dr.$$
 (5)

Проводимость плазменного канала рассчитывается по известному радиальному профилю температуры газа T(t, x, r) в данном сечении канала, которое, в свою очередь, находится из решения двумерной нестационарной системы газодинамических уравнений с учетом лучистого теплообмена и тепловыделения в области.

2.2. Система газодинамических уравнений

На этом этапе система уравнений, представляющая модификацию модели, изложенной в работах [16—18], имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{V}) = 0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{W}) - \nabla \boldsymbol{\tau} = -\nabla P, \qquad (7)$$

$$\frac{\partial \rho e_0}{\partial t} + \nabla ((\rho e_0 + P)\mathbf{V}) + \nabla (\mathbf{V} \mathbf{\tau}) + \nabla \mathbf{q} = Q_E - Q_r.$$
(8)

Здесь t — время, ρ — плотность, **V** — скорость, e_0 — удельная полная энергия, P — давление, Q_E — мощность тепловыделения, $Q_E = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$, \mathbf{J} — плотность электрического тока, \mathbf{E} — напряженность электрического поля, Q_r — мощность радиационных потерь. Для самосогласованной оценки параметров газа и электродинамических параметров используем

предположение о локальном термодинамическом равновесии. Аппроксимации термодинамических и переносных свойств воздуха построены на основе работы [19].

В исследованиях (7), (8) **т**— тензор вязких напряжений, **q** — поток тепла за счет теплопроводности:

$$\mathbf{r}_{ij} = -\frac{2}{3}\eta\delta_{ij}\nabla\mathbf{V} + \eta \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i}\right), \quad \mathbf{q} = -\lambda\nabla T_i$$

 δ_{ij} — символ Кронеккера—Капелли, η — коэффициент динамической вязкости, λ — коэффициент теплопроводности, *T* — температура. Коэффициенты переноса η , λ оцениваются из работы [19].

Будем предполагать наличие связи между плотностью электрического тока и напряженностью электрического поля в виде закона Ома

$$\mathbf{J} = \mathbf{\sigma} \mathbf{E}.\tag{9}$$

Электропроводность плазмы о также оценивается в соответствии с работой [19]. В (6)–(8)

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r.$$

2.3. Радиационная модель плазмы

Для оценки мощности радиационных потерь в (8) используем модель переноса излучения в диффузионном приближении [8]

$$\frac{1}{c}\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \left(-\frac{1}{3\kappa}\nabla U\right) = \kappa \left(\frac{4\pi}{c}B(T) - U\right) = S_r.$$
 (10)

В (10) $U = \frac{1}{c} \int Id\dot{U}$ — плотность энергии излучения, I — интенсивность излучения, \varkappa — коэффициент поглощения, c — скорость света, B(T) — функция Планка. В предварительных оценках использованы средняя (по спектру) плотность энергии и средний планковский коэффициент поглощения. Соответственно, правая часть уравнения (10) имеет вид

$$S_r = \frac{\kappa}{c} \Big(4\sigma_{SB} T^4 - cU \Big), \tag{11}$$

где σ_{SB} — постоянная Стефана—Больцмана. Тогда в уравнении энергии (8) $Q_r = cS_r$. Для решения (10), (11) необходимо задание граничных условий. На оси симметрии (r = 0) применялось условие $\partial U / \partial r = 0$. На границе области, достаточно удаленной от оси, использовали условие $\frac{2}{3\kappa} \frac{\partial U}{\partial r} + U = 0$.

Ключевым моментом является определение среднего планковского коэффициента поглощения. В данной модели он аппроксимируется по табличным значениям работы [20] в диапазоне температур до 20 кК и работы [21] — в диапазоне температур 20—300 кК.

Детали решения системы уравнений газовой динамики изложены, например, в [17, 18]. Вычислительные аспекты разработанной модели и тестирование основных компонентов представлены в работах [8, 22]. Там рассмотрено моделирование сильноточных разрядов в воздухе при заданных зависимостях тока от времени. Здесь скажем несколько слов об интегрировании нелинейных уравнений длинной линии (1)—(4).

Характерным масштабом скорости распространения сигнала в данном случае является скорость света. Решение газодинамической части общей системы на субсветовых временах смысла не имеет. Поэтому в общей схеме используется принцип разделения процессов по характерным временам.

Интегрирование уравнений длинной линии выполняется на интервале времени, равном «газодинамическому» временному шагу. При этом внутренний, «электродинамический» шаг составляет величину $\sim h/c$ (h — размер сеточной ячейки, c — скорость света). Каждый внутренний шаг выполняется по классической схеме Рунге—Кутты 4-го порядка аппроксимации по времени.

Пространственные производные аппроксимируются центральными разностями. Это дает 2-й порядок аппроксимации, но порождает осцилляции, связанные с явлением Гиббса. Поэтому по окончании каждого шага по схеме Рунге—Кутты полученное решение пропускается через фильтр 4-го порядка.

Описанная процедура является разновидностью компактных разностных схем (аппроксимация высокого порядка плюс фильтр еще более высокого порядка). Фильтрация решения в значительной степени подавляет нефизичные осцилляции решения, обусловленные аппроксимацией производных порядка выше первого.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для оценки параметров разряда на главной стадии будем считать, что начальным состоянием является плазменный канал нисходящего лидера (рис. 1).

Полагаем, что радиус канала $r_1 = 1$ см, в котором равновесная слабо ионизованная плазма находится

при атмосферном давлении, а температура распределена по радиусу как

$$\frac{T(r) - T_0}{T_1 - T_0} = 1 - \left(\frac{r}{d}\right)^2.$$
 (12)

В расчетах принимались следующие параметры: $T_0 = 300$ K, $T_1 = 6000$ K, d = 1 см. Давление всюду считалось равным атмосферному. Состав плазмы и электропроводность определялись в соответствии с моделью термодинамического равновесия [19]. Предполагалось, что канал лидера однородно заряжен по всей длине x = (0, H) до потенциала облака Φ_0 (параметр задачи), за исключением небольшого участка вблизи земли ($\Phi_3 = 0$). На этом участке полагаем линейное (или параболическое) распределение потенциала от 0 до Φ_0 . Эти параметры определяют начальные данные в момент t = 0.

Граничные условия для газодинамических переменных определяются следующим образом. На оси симметрии ставится условие нулевой нормальной производной для всех переменных, за исключением радиальной скорости, которая равна нулю при r = 0. На границах x = 0 (земля) и x = H ставятся «мягкие» граничные условия, $\partial \psi / \partial x = 0$ для любой функции $\psi(t,x,r)$. На внешней границе $r = r_2$ также задаются условия равенства нулю нормальной производной: $\partial / \partial r = 0$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ГЛАВНОЙ СТАДИИ МОЛНИИ

Длину промежутка выбираем H = 800 м для напряжений $\Phi_0 = 4 - 12$ MB, для $\Phi_{0=} 16$ MB длина промежутка составляла H = 1200 м. В этом случае среднее поле между облаком и землей составляет E = 0.05 - 0.15 кВ/см. Отношение радиуса ионного чехла r_2 к радиусу лидерного канала r_1 полагалось равным 100. Заметим, что для идеальной линии $(R_0 = 0)$ скорость распространения сигнала $V_h \sim 1 / \sqrt{(L_0 C_0)}$. Если $r_2 / r_1 \sim 1$, то скорость сигнала равна скорости света. В общем случае для идеальной линии

$$V_h \sim \sqrt{\frac{\ln(H/r_2)}{\ln(H/r_1)}}.$$



Рис. 1. К постановке задачи о расчете параметров главной стадии разряда молнии.

343

Волновое сопротивление лидерного канала $Z_0 \sim 680$ Ом. Начальное распределение потенциала в обоих случаях задается следующим образом: потенциал равен потенциалу облака Φ_0 всюду, вне интервала вблизи земли $x < H_E$. Внутри этого интервала потенциал меняется по параболическому закону от Φ_0 до 0:

344

$$\Phi(x) = -\frac{E_{\rm E}}{H_{\rm E}}x^2 + 2E_{\rm E}x,$$

где $E_{\rm E}=\Phi_0$ / $H_{\rm E}.$ $H_{\rm E}$ является параметром задачи, $H_{\rm E}\sim 100$ м.

На рис. 2 и 3 представлены интегральные характеристики канала молнии в зависимости от потенциала облака.

На рис. 2 приведена эволюция тока в канале молнии у поверхности земли (а), напряженности среднего электрического поля у поверхности земли (б). На рис. 3 показаны эволюция погонного сопротивления канала (а) и электрической мощности разряда (б) в зависимости от потенциала облака.

Достаточно ожидаемый результат состоит в том, что большему напряжению соответствует больший



Рис. 2. Эволюция тока в канале молнии (а), напряженности среднего электрического поля у земли (б) в зависимости от потенциала облака. Цифры у кривых — значения потенциала (MB).



Рис. 3. Эволюция погонного сопротивления канала (а) и электрической мощности (б) в зависимости от потенциала облака. Цифры у кривых — значения потенциала (MB).

ток, большее электрическое поле и большая электрическая мощность. Соответственно, погонное сопротивление канала падает в процессе эволюции токового канала.

Падение погонного сопротивления канала обусловлено, в первую очередь, нагревом канала. Рост температуры приводит к росту электропроводности, т.е. снижению сопротивления. Следует отметить, что представленная на рис. Зб электрическая мощность учитывает энерговклад от протекающего тока и не учитывает потерь энергии, связанных с излучением, расширением канала и потерями за счет теплопроводности.

О роли излучения будет сказано далее. Стоит отметить также нелинейный характер зависимости тока у земли от напряжения: ток при $\Phi_0 = 4$ MB через 3 мкс составляет примерно 1.5 кA, а при напряжении $\Phi_0 = 16$ MB ~ 11 кA.

Рассмотрим эволюцию наиболее важных локальных характеристик разряда молнии. На рис. 4 и 5



Рис. 4. Распределение электрического потенциала (синие кривые) и приведенного электрического поля (красные кривые) по длине канала (а); распределение температуры газа (красные кривые), электрической мощности (зеленые кривые) и мощности радиационных потерь (синие кривые) по длине канала (б). Потенциал облака $\Phi_0 = 8$ MB. Цифрами указано время в микросекундах.



Рис. 5. Распределение электрического потенциала (синие кривые) и приведенного электрического поля (красные кривые) по длине канала (а); распределение температуры (красные кривые), электрической мощности (зеленые кривые) и мощности радиационных потерь (синие кривые) по длине канала (б). Потенциал облака $\Phi_0 = 16$ MB. Цифрами указано время в микросекундах.

представлены распределения электрического потенциала, электрического поля, температуры, мощности тепловыделения и радиационных потерь по длине канала вдоль оси симметрии для напряжения $\Phi_0 = 8 \text{ MB}$ (рис. 4) и $\Phi_0 = 16 \text{ MB}$ (рис. 5).

Есть несколько факторов, общих для всех представленных вариантов.

Первое. Распространение высокопроводящего канала от земли к облаку происходит за счет движения зоны высокого электрического поля. Созданный начальными условиями скачок потенциала обусловливает высокую плотность тепловыделения и, как следствие, сильный нагрев газа и рост электропроводности этой части канала.

В свою очередь рост электропроводности приводит к «закорачиванию» данного участка канала: потенциал этой высокопроводящей зоны становится близок к потенциалу земли. Следовательно, зона высокого градиента потенциала смещается навстречу облаку. Таким образом происходит движение головной части молниевого канала от земли к облаку.

Второе. Скорость распространения канала от земли к облаку непосредственно зависит от разности потенциалов между облаком и землей. Чем выше разность потенциалов, тем (в среднем) выше скорость движения. Более высокие значения потенциала облака обеспечивают более высокие электрические поля в головной части разряда, т.е. более быстрый нагрев и «заземление» зоны фронта волны ионизации.

Положение головной части разряда хорошо идентифицируется пиками тепловыделения, представленными на рис. 4 и 5. Однако пикам тепловыделения предшествуют пики электрического поля. На рис. 4а и 5а показаны распределения так называемого приведенного электрического поля, E/N (E -амплитуда напряженности электрического поля, N -плотность частиц газа). Кроме случая $\Phi_0 = 4$ МВ пиковые поля превышают пробойное поле в воздухе атмосферного давления ($E_{br} \sim 120$ Тд).

Третье. Характеристики большей части канала молнии (от земли до фронта волны ионизации) определяются балансом мощности тепловыделения от протекающего тока и радиационным охлаждением канала (рис. 46, 56). Как видно из рисунков, эта часть канала всегда остывает со временем, причем это является, главным образом, следствием радиационного охлаждения, а не следствием газодинамического расширения канала. Температура канала молнии у земли остается достаточно высокой, порядка 15 кК, т.е. газ является практически полностью ионизованным. Ближе к головной части канала имеет место эффективное образование двукратно и трехкратно заряженных ионов.



Рис. 6. Скорость движения головной части канала молнии в зависимости от потенциала облака Φ_0 . Цифры у кривых — значения потенциала (MB).

Следует отметить, что аналогичные выводы о доминирующей роли радиационного охлаждения разрядного канала при относительно высоких температурах газа ($T > 10^4$ K) были сделаны также в работах [3, 4] и др. Кроме того, в [4] была показана важная роль относительно малого остаточного тока (на уровне 100 A) в динамике охлаждения искрового канала на миллисекундных временах и подавлении зарождающихся турбулентных пульсаций.

Оценка скорости движения головной части канала разряда также представляет значительный интерес. На рис. 6 представлена скорость движения фронта волны ионизации в зависимости от потенциала облака. Как видно, движение головной части канала разряда проходит на скоростях, немного меньших скорости света.

Скорость движения канала V_h оценивалась по движению координаты точки фронта с максимумом температуры газа (см. рис. 5б). На начальном участке происходит переход от начального, искусственно заданного, состояния к регулярному движению, описанному выше. Поэтому при высоких напряжениях возможно формальное превышение V_h над скоростью света, обусловленное релаксацией начального состояния, достаточно произвольно заданного. Со временем происходит снижение скорости распространения разряда, что согласуется с данными наблюдений [1, 2].

На рис. 7 приведена временная динамика импульсов тока разряда на разных расстояниях от земли,



Рис. 7. Ток в канале молнии на различных высотах.

H = 0-1500 м при U = 24 MB. Временны́е профили импульса тока представляют интерес, поскольку они определяют напряженность магнитного поля в дальней зоне молниевых разрядов [23].

В представленных расчетах скорость роста тока достаточно велика, максимум тока достигается примерно за 0.5 мкс. Столь быстрое нарастание тока связано с двумя факторами: (i) предположением о «мгновенном» установлении термодинамического равновесия, которое использовалось для определения электропроводности и состава плазмы, а также (ii) предположением о «мгновенном» замыкании канала нисходящего лидера на землю.

В действительности замыкание лидерного канала происходит через образование стримерной зоны нисходящего лидера, развитие которой и последующее преобразование в лидерный канал требует определенного времени. При токе нисходящего лидера $I \sim 1$ кА скорость его распространения составит примерно $V=10^6$ м/с [24]. Если длина стримерной зоны достигает $L_s = 3-5$ м, то характерное время замыкания лидерного канала на землю составит $\tau = L_s/V = 3-5$ мкс. Учет этих факторов может существенно сказываться на скорости роста тока главной стадии молнии и требует дополнительных исследований.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана численная модель главной стадии разряда молнии. Модель основана на решении двумерной нестационарной системы уравнений, включающей уравнения газовой динамики в приближении

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

локального термодинамического равновесия, уравнения электродинамики в приближении нелинейной модели длинной линии, и переноса излучения.

Показано, что распространение высокопроводящего канала от земли к облаку происходит за счет движения зоны высокого электрического поля. Это приводит к сильному нагреву газа и росту электропроводности этой части канала, что, в свою очередь, приводит к «закорачиванию» данного участка канала: потенциал этой высокопроводящей зоны становится близок к потенциалу земли. Зона высокого градиента потенциала смещается навстречу облаку, и таким образом проходит движение головной части молниевого канала от земли к облаку.

Скорость распространения канала от земли к облаку непосредственно зависит от разности потенциалов между облаком и землей. Чем выше разность потенциалов, тем (в среднем) выше скорость движения. Более высокие значения потенциала облака обеспечивают более высокие электрические поля в головной части разряда, т.е. более быстрый нагрев и «заземление» зоны фронта волны ионизации.

Характеристики большей части канала молнии (от земли до фронта волны ионизации) определяются балансом мощности тепловыделения от протекающего тока и радиационным охлаждением канала. Расчеты показывают, что эта часть канала всегда остывает со временем, причем это является, главным образом, следствием радиационного охлаждения, а не следствием газодинамического расширения каванным.

На основании результатов моделирования разрядов молнии различной интенсивности можно заключить, что разработанная физическая и численная модель качественно правильно описывает совокупность физических процессов, имеющих место в реальных молниевых разрядах, включая главную стадию разряда молнии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (23-17-00264).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.
- 2. *Rakov V., Uman M.* Lightning: physics and effects. Cambridge University Press, 2003.
- Paxton A. H., Gardner R. L., Baker L. // Phys. Fluids. 1986. V. 29. P. 2736.
- 4. Александров Н. Л., Базелян Э. М., Шнейдер М. Н. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 952.
- 5. Plooster M. N. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 2111.
- *Ripoll J.-F., Zinn J., Jeffery C.A., Colestock P.L. //* J. Geophys. Res. Atmos. 2014. V. 119. P. 9196.
- Ripoll J.-F., Zinn J., Colestock P. L., Jeffery C.A. // J. Geophys. Res. Atmos. 2014. V. 119. P. 9218.
- Bocharov A. N., Mareev E. A., Popov N. A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 115204.
- Robledo-Martinez A., Sobral H., Ruiz-Meza A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 175207.
- Sousa Martins R., Chemartin L., Zaepffel C., Lalande Ph., Soufiani A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. V. 49. P. 185204.
- Sousa Martins R., Zaepffel C., Chemartin L., Lalande Ph., Soufiani A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. V. 49. P. 415205.
- 12. Sousa Martins R., Zaepffel C., Chemartin L., Lalande Ph., Lago F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 52. P. 185203.
- 13. Василяк Л. М., Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н., Филюгин И. В. // УФН. 1994. Т. 164. С. 261.
- 14. *Попов Н.А. //* Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 754.
- 15. Александров Н. Л., Базелян Э. М., Кончаков А. М. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 928.
- 16. Битюрин В.А., Бочаров А.Н., Попов Н.А. // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 4. С. 161.

- Bityurin V.A., Bocharov A. N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 264001. https://doi.org/10.1088/1361-6463/aac566
- 18. Bityurin V.A., Bocharov A. N., Popov N.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 52. P. 354001. https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab2181
- 19. D'Angola A., Colonna G., Gorse C., Capitelli M. // European Phys. J. D. 2008. V. 46. P. 129. https://doi.org/10.1140/epjd/e2007-00305-4
- 20. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 320 с.
- 21. Kobzev G.A., Nuzhnyi V.A. // IVTAN Revs. 1989. V. 3. P. 57.
- 22. Bocharov A. N., Mareev E. A., Popov N. A. // J. Phys.: Confer. Ser. 2021. V. 2100. P. 012031. https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012031
- 23. Базелян Э. М., Чичинский М. И. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 861.
- 24. Bogatov N.A., Syssoev V.S., Sukharevsky D.I., Orlov A.I., Rakov V.A., Mareev E.A. // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2022. V. 127. P. e2021JD035870.

Numerical Simulation of the Main Stage of a Lightning

© 2024 A. N. Bocharov^{a,*}, E. A. Mareev^b, N. A. Popov^{a,c}

^a Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412, Russia
 ^b Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950, Russia
 ^c Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia
 * e-mail: bocharov@ihed.ras.ru

We present a numerical model of the main stage of a lightning discharge. Within the framework of the developed model, evolution of parameters of the current channel upon the return stroke (the lightning main stage) is described by the system of equations governing conservation of mass, momentum, total energy, along with the transmission-line equations for determining the electric potential and the total current in each channel cross section. The main characteristics of lightning at the stage of the return stroke detectable experimentally, such as gas heating in the channel to temperatures in the range of 10–40 kK, the fundamental possibility of propagation of the potential-gradient wave at a speed varying from several hundredth to several tenths of the speed of light, and the possibility of the return-stroke wave propagating a relatively long distance without substantial attenuation, are demonstrated numerically. The conclusion that the developed physical and numerical model of the lightning discharge describes physical processes that occur under real conditions qualitatively correctly can be drawn based on the results on simulation of lightning discharges of various intensity.

Keywords: main stage of lightning discharge, potential gradient wave, local thermodynamic equilibrium, transmission line equations

=НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА ===

УДК 533, 533.9

ИНИЦИИРУЕМЫЙ ПОЛУВОЛНОВОЙ АНТЕННОЙ СВЧ-РАЗРЯД В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ

© 2024 г. К. Н. Корнев^{а,*}, А. А. Логунов^а, О. С. Сурконт^а, Т. Р. Абушаев^а, А. Л. Волынец^а, С. А. Двинин ^{а,b,**}

^а МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ^b Российский университет дружбы народов, Москва, Россия * e-mail: singuliarnost@yandex.ru

** e-mail: s_dvinin@mail.ru

Поступила в редакцию 28.11.2023 г. После доработки 21.01.2024 г. Принята к публикации 22.01.2024 г.

Исследован СВЧ-разряд в высокоскоростных 150–250 м/с воздушных потоках, создаваемый на полуволновом вибраторе. Для создания СВЧ-разряда использовался магнетронный СВЧ-генератор частотой 2.45 ГГц непрерывного действия мощностью до 5 кВт. С помощью высокоскоростной видеосъемки разряда изучена его структура, определены диаметр и длина плазменного канала в зависимости от скорости и давления в потоке. По полученным оптическим спектрам определена концентрация и температура электронов, характерная газовая температура. Экспериментально показана возможность использования такого СВЧ-разряда для воспламенения углеводородно-воздушных смесей в камерах сгорания прямоточных двигателей.

Ключевые слова: высокоскоростной газовый поток, СВЧ-разряд, низкотемпературная плазма **DOI:** 10.31857/S0367292124030093, **EDN:** RFUOTW

1. ВВЕДЕНИЕ

Низкотемпературная газоразрядная плазма широко используется в научных исследованиях и различных технологических приложениях. Разряды в газовых потоках исследуют на протяжении многих лет в рамках задач плазменной аэродинамики [1].

Плазма газовых разрядов может обеспечить широкий диапазон термодинамических условий в зависимости от применяемого разряда, одной из разновидностей которого являются разряды СВЧдиапазона. СВЧ-разряды изучаются достаточно давно и известно много способов их реализации [2].

При фокусировке квазиоптического СВЧ-пучка с помощью зеркал или линз создается свободно локализованный СВЧ-разряд, представленный, например в работе [3]. Был также изучен уникальный по своим свойствам поверхностный СВЧ-разряд [4], который создается поверхностной волной на диэлектрической антенне, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха. В плазме импульсного СВЧ-разряда возможно осуществлять различные химические процессы, например катализ разложения метана [5]. Взаимодействие СВЧ-разряда с разрядами других типов (комбинированные разряды) рассматривалось в работе [6].

В непрерывном режиме для создания CBЧ-разрядов используют магнетроны с мощностью в несколько киловатт. Такие мощности обычно недостаточны для реализации разряда без инициаторов, обеспечивающих увеличение CBЧ-поля в локальных областях пространства, где и происходит пробой.

Быстрый нагрев газа после пробоя может происходить за микросекундное время и обеспечивает существование стационарного разряда в нагретом газе. Дальнейшее развитие разряда определяется конфигурацией инициатора, в качестве которого могут быть использованы металлические объекты в форме шара, стержня, кольца, спирали и др., а также зависит от рода и давления газа.

Пространственная конфигурация плазмы и ее эволюция также зависят от того, где возбуждается разряд — в покоящемся газе, дозвуковом или сверхзвуковом течении, а также от формы инициатора и его расположения относительно скорости течения.

Различные типы таких разрядов изучали В. М. Шибков, В. Г. Бровкин и Ю. Ф. Колесниченко, а также К. В. Ходатаев и Л. П. Грачев в МРТИ РАН [7—10]. В этих работах исследован стримерный подкритический СВЧ-разряд, диапазоны его существования и этапы развития. С его помощью осуществлено воспламенение высокоскоростного газового потока. Тем не менее систематическое исследование различных форм подкритического разряда в сверхзвуковом потоке газа в настоящий момент отсутствует.

Основными целями работы являются изучение инициируемого полуволновой антенной СВЧ-разряда в высокоскоростных воздушных и пропан-воздушных потоках и исследование основных параметров создаваемой им плазмы. В качестве инициатора использован полуволновой вибратор, расположенный параллельно вектору напряженности электрического поля в СВЧ-волне, генерируемой магнетроном. Скорость газа при выбранном способе реализации потока параллельна вибратору, обеспечивая минимальное возмущение потока и эффективный вынос плазмы, генерируемой в разряде вдоль потока. Это должно обеспечить наибольшее вытягивание разряда вдоль потока и наиболее устойчивый его поджиг.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Эксперименты проводились на стенде, позволяющем изучать воздействие разрядов на высокоскоростные газовые потоки (рис. 1). Поток создавался при пропускании воздуха из предварительно накачиваемого ресивера высокого давления 10 через сопло Лаваля 6 в аэродинамический канал из оргстекла с вмонтированным внутри инициатором разряда 2. Выходное сечение канала в этих экспериментах не откачивалось, и давление было равно атмосферному. С помощью смесителя 7 в поток дополнительно мог инжектироваться пропан из баллона 9. Поток подавался с помощью электронно-управляемых клапанов 8 по команде управляющего устройства.

СВЧ-разряд создавали с помощью магнетронного генератора 4 частотой 2.45 ГГц непрерывного действия мощностью до 5кВт. Энергия от генератора подводилась к разряду по волноводному тракту стандартного сечения 90×45 мм. Возбуждалась основная мода волновода H₁₀. Включенный в тракт циркулятор 3



Рис. 1. Схема экспериментальной установки по изучению инициируемого СВЧ-разряда.

с подключаемой к нему водяной нагрузкой 5 обеспечивал защиту генератора от отраженной волны.

Разряд инициировали на концах полуволнового металлического стержня, который помещался в поле СВЧ-волны параллельно вектору напряженности *E* на специальном алюминиевом держателе. Аэродинамический канал ориентирован перпендикулярно широкой стенке волновода тестовой секции *1*, т.е. поток, инициатор и напряженность поля параллельны друг другу. Плоскость держателя параллельна фланцам волновода.

Газовый поток вводился в волновод через запредельные ответвления, устранявшие потери CBЧмощности по оси канала. Стержень на концах заточен с характерным радиусом *r* острия $0.05\div0.1$ мм. Усиление электрического поля вблизи острия позволяет зажечь разряд при атмосферном давлении даже в относительно слабом поле ($E \sim 400$ B/см). Далее плазма сносится газовым потоком, и разряд имеет форму вытянутого вдоль потока плазменного канала. В экспериментах использовались стержни из вольфрама и меди.

Инициатор и его держатель, как уже указывалось, сделаны таким образом, чтобы минимизировать их влияние на газовый поток: диаметр стержня 1—1.5 мм, толщина держателя 1 мм, а на переднем и задних краях держателя сделаны глубокие фаски для их заострения.

Проведенное предварительно трехмерное моделирование движения воздуха в канале показало, что за инициатором наблюдается низкоскоростная зона течения, которая может стабилизировать возникающий разряд. Поле числа Маха в воздушном потоке возле инициатора в отсутствие разряда показано на рис. 2. Расчет проводился при давлении в ресивере 4 атм и атмосферном давлении на выходном сечении канала. На боковых стенках и поверхностях электродов выполнялось условие прилипания потока. Размер ячейки расчетной сетки составлял 0.025 мм в области основного потока и уменьшался при приближении к неподвижным поверхностям. Толщина пограничного слоя $\delta \approx 5 \sqrt{\frac{\mu l}{\rho U}}$, где μ — динамическая вязкость газа, l — характерный размер обтекаемого тела, ρ — плотность газа, а U — скорость газового потока, согласно оценкам, составляла величину около 0.05÷0.3 мм, соизмеримую с размером ячейки.

Исходя из результатов расчета, можно предположить, что первоначальный пробой происходит в пограничном слое, в котором газ почти неподвижен. Далее из области пробоя должен прорастать канал преимущественно вдоль направления электрического поля [11].

Простые модели развития канала [12—16] не применимы к нашему разряду, так как не учитывают гидродинамического течения газа. Изменение скорости движения газа (от нуля в пограничном слое до сверхзвуковой в течении) должно приводить к особенности в распределении скорости ионизации, аналогичной полученной в работе [17]. Там особенность наблюдали в точке, где скорость течения газа равна скорости дрейфа ионов, а в рассматриваемом случае СВЧ-разряда должна иметь место при равенстве скорости распространения фронта ионизации и скорости течения газа.

Поскольку в настоящее время известны различные механизмы распространения фронта [18—24], актуально измерение параметров плазмы в разрядном канале, так как без их знания невозможно количественное объяснение процессов в разряде. Решению этой задачи и посвящена данная работа.

Исследуемый разряд создается в воздухе или его смесях с углеводородами, и поэтому активно излучает в ближнем УФ- и видимом диапазонах. Температура определяли по сопоставлению экспериментально



Рис. 2. Поле числа Маха в воздушном потоке возле инициатора без разряда. Давление p_0 в ресивере 4 атм, давление на выходном сечении канала 1 атм.

получаемых и рассчитываемых в программах спектров разряда в диапазонах, где наблюдаются молекулярные полосы $N_2, N_2^+, NH, CN.$

Из большого количества программ моделирования спектров двухатомных молекул (Specair [25], LIFBASE [26], Spartan [27]) нами преимущественно использовалась программа Specair. Недостаток данного метода — необходимость учета изменения спектральной чувствительности спектрометра с длиной волны, поскольку молекулярные полосы занимают относительно большой спектральный диапазон. Чувствительность спектрометра определялась во всем используемом спектральном диапазоне при сравнении спектров эталонной ленточной вольфрамовой лампы с известной яркостной температурой (ТРШ 2850—3000), и теоретического рассчитываемого теплового спектра для данных температур.

Второй недостаток метода — часто наблюдаемое наложение молекулярных полос и атомарных линий друг на друга в спектрах. В такой ситуации отношение концентраций накладывающихся компонент плазмы подбиралось в программе вручную, что приводит, в совокупности с и так большим числом параметров моделируемого спектра, к возрастанию погрешности.

Оптические спектры излучения разряда измеряли с помощью шестиканального спектрометра Ocean Optics S2000TR. Время экспозиции изменяли в пределах 3—3000 мс, в зависимости от яркости разряда в выбранной точке, что существенно дольше характерных времен развития разряда и газодинамического времени, поэтому полученные спектры являются усредненными по времени и не описывают динамику развития разряда.

Определение концентрации электронов в плазме разрядов в высокоскоростном воздушном потоке производилось по измерению уширения Штарка линии водорода $H_{\rm B}$ серии Бальмера ($\lambda_{\rm H_{B}}$ = 486.1 нм).

Метод широко известен в диагностике плазмы. Величина аппаратной функции $\Delta \lambda_g$ спектрометра определялась по ширине линий неона в свечении неоновой лампы. Для канала, охватывающего линию H_{β} , она составила 0.35 нм, а для канала, охватывающего линию H_{α} , — 0.6 нм.

Наблюдаемый в экспериментах с разрядом контур линий водорода представляет собой свертку лоренцевского и гауссовского профилей, описываемой функцией Фойгта. Используя аппроксимацию [28], из полного уширения линии возможно выделить лоренцевскую компоненту $\Delta\lambda_s$, отвечающую штарковскому уширению, если известны экспериментально определенная ширина $\Delta\lambda$ и аппаратная функция спектрометра $\Delta\lambda_g$.

В работе допплеровское уширение и уширение давлением не учитывали, так как в данных условиях они достаточно малы. Далее выделенное уширение Штарка пересчитывали в концентрацию электронов, используя известные выражения зависимости концентрации электронов n_e от штарковской полуширины $\Delta\lambda_s$ профиля линии, которые, например, приведены в справочнике Касабова и Елисеева [29]. Для водородной линии H_β : $n_e = 10^{13} (\Delta\lambda_s)^{3/2} [C_0(T) + C_1(T) \ln\Delta\lambda_s] см^{-3}$. В справочнике авторы приводят значения используемых коэффициентов для нескольких характерных условий.

Необходимо отметить, что расчёт концентрации n_e по аналогичному выражению для линии H_{α} приводит к значительному и регулярному завышению результатов в сравнении с H_{β} . При этом характер изменения электронной концентрации для линий H_{β} и H_{α} вдоль оси потока совпадает. Отчасти систематическое превышение электронной концентрации, рассчитанной по ширине линии H_{α} , можно объяснить слабой реабсорбцией излучения этой линии. Также за это превышение может быть ответственен механизм уширения линии электронным ударом [30]. Ударное уширение сильно зависит от температуры, а поскольку температура электронов заранее неизвестна, в работе концентрация электронов определялась только по уширению линии H_{β} .

Один из традиционных в диагностике низкотемпературной плазмы экспериментальных методов определения температуры электронов — метод относительных интенсивностей атомных линий [31]. Если заселенность уровней возбужденных атомов в состоянии ЛТР описывается формулой Больцмана, то отношение интенсивностей двух линий одного элемента в таком случае выражается как

$$\frac{I_{mn}}{I_{pq}} = = \frac{A_{mn}\omega_{mn}g_m}{A_{pq}\omega_{mn}g_p} e^{\frac{E_p - E_m}{kT}}$$

Однако интенсивные радиационные переходы для достаточно глубоколежащих энергетических уровней атома приводят к искажению распределения заселенностей и отклонению от равновесного. В частности, для этих возбужденных состояний частота заселения и расселения электронным ударом должна быть существенно выше частоты радиационных переходов. Поскольку интенсивность радиационных переходов падает с уменьшением энергии связи, а сечение ударных процессов напротив растет, можно провести условную энергетическую границу, определяющую области, в которой доминируют либо ударные процессы, либо радиационные [32]

$$E_R = \left(\frac{n_e}{4.5 \cdot 10^{13}}\right)^{1/4} T_e^{-1/8}$$

При энергии связи $E_b < E_R$ в заселении и расселении уровня преобладают ударные процессы, и они слабо искажается радиационными переходами.

ИНИЦИИРУЕМЫЙ ПОЛУВОЛНОВОЙ АНТЕННОЙ СВЧ-РАЗРЯД В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ 353



Рис. 3. Сборка кадров видеосъемки СВЧ-разряда при различных давлениях в потоке *p*_{*flow*}. Экспозиция 2 мкс. Фотоснимки инвертированы по яркости.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Скоростная видеосъемка разряда в воздушном потоке показала зависимость средних длины l и толщины d плазменного канала от давления в потоке p_{flow} . На рис. 3 представлена сборка четырех кадров видеосъемки при различных давлениях p_{flow} .

Воздушный поток направлен слева направо, вектор поля *E* параллелен потоку. Белыми линиями на каждом кадре слева выделен инициатор. Масштаб изображения помещен в правом верхнем углу (экспозиция 2 мкс). Рост давления приводит к уменьшению длины и толщины канала.

Падающая мощность поддерживалась постоянной на уровне 5 кВт. Скорость потока при этом изменялась слабо, поскольку при атмосферном давлении на выходном сечении канала происходит нерасчетное истечение, сверхзвуковой поток запирается вблизи сопла, и в аэродинамическом канале поддерживается дозвуковое течение со скоростью $200 \div 250$ м/с, слабо зависящей от давления в ресивере p_0 .

Давление в ресивере при этом только устанавливает давление в потоке вблизи разряда. Измеренные зависимости длины и толщины СВЧ-разряда, давления и скорости в потоке от давления в ресивере представлены на рис. 4.

С ростом давления длина l и толщина d разрядного канала падают с 5.5 до 2 см и с 2 до 0.3 мм соответственно. Поскольку падающая СВЧ-мощность, а значит, и величина поля E оставались постоянными, но при этом изменялось давление в потоке, то ука-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

занные зависимости можно объяснить изменением приведенного поля *E*/*N*.

Замечено, что при высоком давлении в ресивере $p_0 = 4$ атм, а значит, и высоком давлении в потоке $p_{flow} = 2.5$ атм пробой возникает при мощности CBЧ-генератора 4 кВт и более, а при низком давлении в ресивере $p_0 = 1.4$ атм (давление в потоке $p_{flow} = 1$ атм) удавалось инициировать разряд при мощности 1.8 кВт. Точное определение порогов пробоя в данном эксперименте



Рис. 4. Зависимости давления в потоке p_{flow} , его скорости v, длины l и диаметра d СВЧ-стримера от давления p_0 в ресивере высокого давления воздуха.

не проводилось, поскольку это осложнено рядом причин.

Во-первых, генератор имеет в схеме встроенный дроссель, из-за которого он выходит на стационарный режим около 1 с, в то время как длительность эксперимента 3—4 с.

Во-вторых, трудности контроля за радиусом острия инициатора приводят к большому разбросу коэффициента геометрического усиления поля, а соответственно, и величины порога пробоя.

Стоит отметить, что проводящий канал CBЧ-разряда с длиной, сравнимой с $\lambda/2$ и особенно большой при низких давлениях в потоке, играет роль продолжения металлического инициатора, эффективно увеличивая его длину и искажая распределение CBЧ-поля. Поскольку разряд развивается только на заднем по потоку острие стержня, систему «стержень и плазменный канал» можно рассматривать как несимметричный вибратор. Однако точное описание такой системы будет зависеть от свойств плазмы CBЧ -разряда, его формы и длины и требует отдельного исследования, как экспериментального, так и расчетного.

Скорость распространения фронта СВЧ-разряда может быть оценена с помощью эмпирического выражения [8]

$$V_{fr} = \left(1 \ / \ \sqrt{3}\right) \left(3 \cdot 10^4 \sqrt{p} \ + 1.7 \cdot 10^{-2} E_0 p \lambda\right), \ \mathrm{cm/c}$$

При давлении p_{flow} около 10^3 Торр, поле E_0 около 400 В/см, $\lambda = 12.2$ см скорость фронта составляет $V_{fr} \sim 6 \cdot 10^5$ см/с, в то время как скорость потока $v = 2 \cdot 10^4$ см/с, поэтому СВЧ-разряд развивается в практически неподвижном газе, и высокоскоростной поток не должен оказывать существенного влияния на возможность развития разряда. При минимально возможной экспозиции видеокамеры 2 мкс зафиксировать развитие СВЧ-стримера не удавалось.

Согласно [9] развитие СВЧ-разряда определяется степенью его подкритичности $\Psi = E_{cr}/E_0$, где E_0 — напряженность поля в разрядной области, а $E_{cr} = 40p$ — величина критического поля, где p — давление воздуха в единицах Торр. В проведенной серии экспериментов $\Psi = 100 \div 200$, что говорит о глубокой подкритичности разряда и о том, что в данных условиях он должен существовать только в форме привязанной к инициатору, что подтверждается проведенной видеосъемкой.

На рис. 5 приведена определенная указанным в разд. 2 методом концентрация электронов n_e в зависимости от осевого расстояния z от заднего по потоку острия инициатора при давлении ресивера $p_0 = 4$ атм. Значения $n_e \sim (1 \div 2) \cdot 10^{15}$ см⁻³ до значения z = 20 мм остаются постоянными, а при z > 20 мм уменьшаются на порядок. В этих условиях длина



Рис. 5. Зависимость концентрации электронов *n_e* от расстояния вдоль оси потока *z*.

разряда составляет 20 мм, а значит, в пределах канала концентрация приблизительно постоянная.

После z = 20 мм наблюдается деионизация плазмы в потоке, интенсивность свечения при этом сильно уменьшается. Измеренные концентрации n_e согласуются с полученными в [33, 34]. При высокой частоте столкновений для данных давлений достаточно большие времена свечения плазмы можно объяснить, например проникновением СВЧ-поля в плазму, а также большими концентрациями метастабильных и колебательно-возбужденных частиц в плазме, однако их измерения требуют дополнительного исследования.

На оптическом спектре излучения разряда в воздухе наблюдаются интенсивные молекулярные полосы N_2 , N_2^+ , NH, CN, NO. Вращательная структура — неразрешенная. Наблюдаемые полосы NH, CN могли появляться по различным причинам. Поскольку это интенсивные оптические переходы, то даже небольших, примесных количеств углеводородных веществ в воздушном потоке могло быть достаточно для их наблюдения в спектрах разряда в воздухе. Источниками следов углеводородов могли послужить продукты абляции остатков лакового покрытия на медных инициаторах. Также слабыми источниками углерода и водорода могли быть углекислый газ и водяные пары в воздухе.

Аппроксимацией экспериментальных спектров определены вращательная температура T_r и колебательная температура T_r и колебательная температура T_r газа, а также относительные концентрации N₂ и N₂⁺. Поскольку RT-релаксация проходит за время порядка одного столкновения, много меньшее, чем время пребывания газа в разряде (порядка 100 мкс), принимаются равными газовая и вращательная температуры. Они определялись по всем наблюдаемым полосам, в том числе и полосам NH, CN.

В пределах погрешности ~400 К получаемые для разных молекулярных полос температуры совпадали. На рис. 6 показан спектр СВЧ-разряда в воздухе в диапазоне 340—360 нм, экспериментально полученный при z = 20 мм и $p_0 = 4$ атм (красная линия), и его аппроксимация (черная линия). Приблизительное равенство газовой и электронной температур ($T_e \approx T_r \approx 5500$ К) говорит о том, что плазма СВЧ-разряда находится в состоянии близком к равновесному.

Схожий результат получен в работе [35]. Однако наблюдаются повышенные значения колебательной температуры по сравнению с электронной: T_{ν} больше $T_{e} \approx T_{r}$ на 3000 К. Это можно интерпретировать так,



Рис. 6. Спектр СВЧ-разряда в воздухе в диапазоне 340-360 нм, экспериментально полученный при z = 20 мм, $p_0 = 4$ атм (красный), и его аппроксимация (черный). Экспозиция 20 мс.

что колебательное возбуждение происходит близко к острию в области пробоя, где температура электронов выше. Затем достигнутая высокая колебательная температура в потоке «замораживается».

В отличие от работы [35] поток имеет намного бо́льшие скорости. При $v \sim 200$ м/с и длине разряда около нескольких сантиметров характерное время пребывания в разряде составляет 0.1 мс, что сопоставимо с временем VT-релаксации при $T \sim 5000$ К. В этом диапазоне температур и давлений при концентрации электронов $n_e \sim 10^{15}$ см⁻³ степень ионизации α составляет 10^{-3} . По отношению концентраций N_2^+ и N_2 можно сделать оценку степени ионизации азота $\alpha_{N2} \sim 10^{-6}$.

Несогласованность этих значений говорит о том, что в условиях разряда ион N_2^+ является неосновным. Согласно работе [36], в СВЧ-разрядах ион азота может преобразовываться в атомарную форму и участвовать в дальнейших плазмохимических реакциях, а также в разрядах могут нарабатываться значительные количества оксидов азота.

Как и в работе [37], в спектрах наблюдаются интенсивные линии атомарного кислорода О (777.4 нм) и молекулярная полоса NO(γ). Выяснение того, какой ион в СВЧ-разряде являлся основным, в данной работе не ставилось целью. Независимо получена оценка температуры электронов $T_e = 0,45 \div 0,55$ эВ по относительным интенсивностям линий меди. Для расчетов были использованы 5 линий меди $\lambda = 510.5$, 515.3, 521.8, 570.0, 578.2 нм, значения радиационных констант были взяты из работы [38].

При более низком давлении в потоке наблюдается более интенсивное свечение разряда. На рис. 7 представлены спектры СВЧ-разряда в воздухе в диапазоне 320—470 нм, экспериментально полученные при z = 20 мм и $p_0 = 2$ атм (вверху) и $p_0 = 1.5$ атм



Рис. 7. Спектры СВЧ-разряда в воздухе в диапазоне 325—470 нм, экспериментально полученные при z = 20 мм и $p_0 = 2$ атм (вверху) и $p_0 = 1.5$ атм (внизу). Экспозиция в обоих спектрах 5 мс.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 50 № 3 2024

(внизу). Экспозиция спектрометра в обоих спектрах одинаковая и составляет 5 мс. Молекулярные полосы выражены слабее, также наблюдаются интенсивный континуум и линии атомов материала инициатора. На уровне ≈3000 отн. ед. интенсивность сигнала велика и спектры перегружены. В случае термодинамического равновесия интенсивность континуума дается выражением [31]

$$\varepsilon_{\nu,C} = \varepsilon_{\nu}^{ff} + \varepsilon_{\nu}^{bf} = Cn_e n_Z \frac{Z^2}{T_e^{1/2}}.$$

Большая его интенсивность может говорить о более высокой концентрации электронов или более низкой их температуре. Такое предположение сходится с наблюдаемым в эксперименте ослаблением линии $H_{\rm B}$ водорода.

При инжекции в воздушный поток пропана CBЧразряд воспламеняет его. Фотография воспламененного пропан-воздушного потока представлена на рис. 8. Были сняты оптические спектры разряда в обедненном потоке при z = 40 мм и $p_0 = 3$ атм и концентрации пропана в потоке 2.5% масс., которая соответствует эквивалентному отношению $\Phi = 0.42$.

Эквивалентное отношение Φ определялось как отношение концентрации топлива в потоке (по массе) к стехиометрической концентрации, то есть при значении эквивалентного отношения $\Phi < 1 -$ бедная топливом смесь, а $\Phi > 1 -$ богатая. На спектрах (см. рис. 7) при инжекции пропана наблюдаются интенсивные молекулярные полосы OH(A–X) и CH(A–X) – маркеры горения углеводородов, а также "фиолетовая" система CN(B–X).

Длина разряда в данных условиях менее 4 см, поэтому на спектре наблюдается в основном свечение воспламененного потока: молекулярные полосы азота и его иона выражены слабо. При этом не наблюдаются полосы Свана C_2 и образование сажи. Также в спектре сильно снижается интенсивность линий атомарного кислорода O (777.4 нм), что можно объяснить участием его в реакциях окисления.

Поскольку изучаемый разряд сильно неоднороден, любые его спектральные исследования должны проводиться с минимально возможным временем экспозиции и при сборе света из одной точки в пространстве (системой линз), что не всегда было возможно в эксперименте и могло влиять на погрешность получаемых результатов.

При цилиндрической симметрии разряда для учета радиального распределения возможно использовать преобразование Абеля, но это достаточно трудная задача, и в данной работе не решалась. Нерегулярность разряда (например, воздействие турбулентностей в потоке) также приводит к снижению повторяемости результатов.

Преимуществом данной реализации СВЧ-разряда является возможность его инициирования и поддержания с помощью дешевых и доступных магнетронов киловаттной мощности в непрерывном режиме. Ее недостаток заключается в необходимости после каждого запуска затачивать концы инициатора, поскольку под действием высокой температуры и потока проходит их разрушение в результате абляции.

Кроме того, после нескольких экспериментов приходится полностью заменять инициатор, поскольку при укорочении до длины менее 55 мм он выходит из резонансной области, и пробоя не происходит. Одно из возможных решений проблемы — инициировать разряд с помощью импульса высокого напряжения,



Рис. 8. Воспламененный СВЧ-разрядом пропан-воздушный поток (направлен справа налево). Скорость потока 200 м/с, эквивалентное отношение $\Phi = 0.42$.

искрового разряда или использовать магнетрон с мощностью 10—20 кВт. Необходимости в малом радиусе острия не будет, и СВЧ-разряд можно будет инициировать повторно. А при использовании стержня большего диаметра порядка нескольких миллиметров укорочение не будет столь быстрым.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследован глубоко подкритический СВЧразряд в высокоскоростных 150—250 м/с воздушных потоках, создаваемый на полуволновом вибраторе с помощью магнетронного СВЧ-генератора частотой 2.45 ГГц непрерывного действия мощностью до 5 кВт. С помощью высокоскоростной видеосъемки разряда изучена структура, определены диаметр и длина плазменного канала стационарного разряда в зависимости от скорости и давления в потоке.

Зависимости диаметра и длины разряда от давления объясняются различными значениями E/N. При этом зафиксировано изменение порога пробоя, но точное их определение затруднено из-за разброса радиуса острия инициатора. Начальные стадии развития СВЧ-стримеров с имеющимся оборудованием при видеосъемке зафиксированы не были. По полученным оптическим спектрам определена концентрация электронов $n_e \sim (1 \div 2) \cdot 10^{15}$ см⁻³, колебательная и вращательная температуры газа $T_v \approx 8500$ К, $T_e \approx T_r \approx 5500$ К. Степень ионизации α при этом достаточно высока и составляет 10^{-3} .

Экспериментально показана возможность использования такого СВЧ-разряда для воспламенения топливно-воздушных смесей в камерах сгорания прямоточных двигателей. На оптических спектрах при инжекции пропана наблюдаются интенсивные



Рис. 9. Спектр СВЧ-разряда при инжекции пропана в диапазоне 300-440 нм, экспериментально полученный при z = 40 мм, $p_0 = 3$ атм и $\Phi = 0.42$. Экспозиция 100 мс.

молекулярные полосы OH(A–X) и CH(A–X), а также "фиолетовая" система CN(B–X). При этом не наблюдаются полосы Свана C₂ и образование сажи. Сильно снижается пакже интенсивность линий атомарного кислорода O (777.4 нм), что объясняется участием его в реакциях окисления пропана.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Корнев К.Н. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и благодарит учреждение за финансовую поддержку. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00233, https://rscf. ru/project/23-22-00233/

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Leonov S. B.* // Energies 2018. V. 11. P. 1733. https://doi.org/10.3390/en11071733
- Lebedev Yu. A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2015.
 V. 24. P. 053001.
- https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/5/053001
- Зарин А. С., Кузовников А. А., Шибков В. М. Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996. 204 с.
- Шибков В. М., Двинин С. А., Ершов А. П., Константиновский Р. С., Сурконт О. С., Черников В. А., Шибкова Л. В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 1. С. 77.
- Бабарицкий А.И., Герасимов Е.Н., Демкин С.А., Животов В.К., Книжник А.А., Потапкин Б.В., Русанов В.Д., Рязанцев Е.И., смирнов Р.В., Шолин Г.В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 11. С. 36.
- Kolesnichenko Yu.F., Brovkin V.G., Afanas'ev S.A., Khmara D.V., Lashkov V.A., Mashek I. Ch. // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 10–13 January 2005, Reno, Nevada.
- 7. Грачев Л. П., Есаков И. И., Ходатаев К. В. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 12. С. 15
- Грачев Л. П., Есаков И. И., Ходатаев К. В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 11. С. 14.
- 9. Грачев Л. П., Есаков И. И., Ходатаев К. В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 11. С. 19.
- 10. Бычков Д. В., Грачев Л. П., Есаков И. И., Раваев А.А., Северинов Л. Г. // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 9. С. 33.
- 11. Батанов Г. М., Грицинин С. И., Коссый И. А. Магунов А. Н., Силаков В. П., Тарасова Н. М. // Труды ФИАН. Т. 160. 1985. С. 174.
- 12. Двинин С.А. // ВМУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1985. Т. 26. № 6. С. 30.
- 13. Гильденбург В. Б., Гущин И. С., Двинин С. А., Ким А. В. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 4. С. 1151. (Gildenburg V. B., Guschin I. S., Dvinin S. A., Kim A. V. Dy-

namics of a high-frequency streamer // Sov. Phys. JETP. 1990. V. 70. № 4. P. 645.)

- 14. Гущин И. С., Двинин С. А. // Труды факультета вычислительной математики и кибернетики МГУ. Методы математического моделирования и вычислительной диагностики. М.: МГУ, 1990. С. 275. (Guschin I. S., Dvinin S. A. // Computational Mathematics and Modeling. V. 3. № 3. July. 1992. Р. 339.)
- 15. Веденин П. В., Попов Н. А. // ЖЭТФ. 1995. Т.108. Вып. 2. С. 531.
- 16. Веденин П. В., Попов Н.А. // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. Вып. 1. С. 49.
- 17. *Пащенко Н. Т., Райзер Ю. П. //* Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 1086.
- 18. Райзер Ю. П. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 222.
- 19. *Райзер Ю. П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1976. 376 с.
- 20. Семенов В. Е. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 613.
- 21. Бродский Ю. Я., Голубев С. В., Зорин В. Г., Лучинин А. Г., Семенов В. Е. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1695.
- 22. Бородачева Т.В., Семенов В.Е. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 9. С. 1743.
- 23. Двинин С.А., Довженко В.А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 66.
- 24. *Ходатаев К. В., Горелик Б. Р. //* Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 3. С 236.
- 25. Laux C. O. von Karman Institute Lecture Series 2002— 07. In: Physico-Chemical Modeling of High Enthalpy and Plasma Flows, eds. D. Fletcher, J.-M. Charbonnier, G.S.R. Sarma, T. Magin. Rhode-Saint-Genèse, Belgium, 2002.
- Luque J., Crosley D. SRI International. LIFBASE Software Spectroscopy Tool // SRI International MP 99-009. 1999. P. 21.

- 27. The line-by-line radiative code SPARTAN. 2019. http://esther.ist.utl.pt/spartan/
- 28. Olivero J.J, Longbothum R. L. // JQSRT. V. 17. Is. 2. P. 233.
- 29. *Касабов Г.А., Елисеев В.В.* Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1973, 160 с.
- 30. Плазма в лазерах / Под ред. Дж. Бекефи. М.: Энергоиздат, 1982. 416 с.
- Методы исследования плазмы: спектроскопия, лазеры, зонды / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена; пер. с англ. под ред. С. Ю. Лукьянова. М.: Мир, 197. 552 с.
- 32. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы / Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов; АН СССР, Ин-т высоких температур. М.: Наука, 1982. 375 с.
- 33. Злобин В. В., Кузовников А. А., Шибков В. М. // ВМУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1988. Т. 29. № 1. С. 89.
- 34. Булкин П. С., Двинин С. А., Солнцев Г. С., Шкрадюк И. Э. // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика, Астрономия. 1986. Т. 27. № 5. С. 15.
- 35. Балтин Л. М., Батенин В. М., Девяткин И. И., Лебедева В. Р., Цемко Н. И. // ТВТ. 1971. Т. 9. Вып. 6. С. 1105.
- 36. Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveyev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol., 1992. V. 1. P. 207.
- Tatarova E., Dias F., Felizardo E., Henriques J., Pinheiro M., Ferreira C., Gordiets B. // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 123305. https://doi.org/10.1063/1.3525245
- 38. Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database. 2022. (version 5.10). https://physics.nist.gov/asd. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. https://doi.org/https://doi.org/10.18434/T4W30F

A Microwave Discharge in High-Velocity Flows Initiated by a Half-Wave Antenna

© 2024 K. N. Kornev^{a,*}, A. A. Logunov^a, O. S. Surkont^a, T. R. Abushaev^a, A. L. Volynets^a, S. A. Dvinin^{a, b,**}

^a Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia
 ^b RUDN University, Moscow, 117198, Russia
 * e-mail: singuliarnost@yandex.ru
 ** e-mail: s dvinin@mail.ru

A microwave discharge in high-velocity (150–250 m/s) air flows induced on a half-wave vibrator is studied. A cw magnetron microwave generator with a frequency of 2.45 GHz and an output power of up to 5 kW was used for initiation of the microwave discharge. The high-speed video imaging was used for studying the discharge structure, determining the diameter and length of the plasma channel as a function of flow velocity and pressure. Electron concentration and temperature, along with characteristic gas temperature, were determined based on the optical spectra. The possibility of using this microwave discharge for ignition of hydrocarbon–air mixtures in combustion chambers of ramjet engines is proved experimentally.

Keywords: high-velocity gas flow, microwave discharge, low-temperature plasma