Казахский национальный университет имени аль-Фараби

УДК 533.9.08 (043)

На правах рукописи

ТӘЖЕН ӘЙГЕРІМ БЕГІМХАНҚЫЗЫ

Диагностика импульсного плазменного потока и процессов в пристеночной плазме в установке для моделирования взаимодействия плазмы с первой стенкой термоядерных реакторов

6D072300 – Техническая физика

Диссертация на соискание степени
доктора философии (PhD)

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., доцент
Досболаев Мерлан Қылышұлы

Зарубежный научный руководитель:
PhD, профессор
Йоахим Якоби

Республика Казахстан
Алматы, 2024

СОДЕРЖАНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ..... 3
ВВЕДЕНИЕ..... 4
1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ..... 10
1.1 Пристеночная плазма термоядерных реакторов..... 10
1.2 Характеристики пристеночной плазмы и переходные плазменные процессы..... 12
1.3 Взаимодействие плазмы с конструкционными материалами..... 14
1.4 Проблема пыли в пристеночной плазме..... 19
1.5 Установки для моделирования взаимодействия плазмы с конструкционными материалами и пылеобразования в термоядерных реакторах..... 21
2 ДИАГНОСТИКА ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ..... 25
2.1 Описание экспериментальной установки для моделирования процессов в пристеночной плазме..... 25
2.2 Зондовая диагностика плазмы применительно к пристеночной области термоядерных реакторов..... 31
2.2.1 Описание зондовых методов диагностики..... 31
2.2.2 Измерение ионного тока насыщения и флуктуаций электронной плотности и температуры в импульсном плазменном потоке..... 36
2.2.3 Измерение пространственного и временного распределения магнитного поля импульсного плазменного потока..... 45
2.3 Оптико-эмиссионный спектроскопический метод диагностики плазмы применительно к пристеночной области термоядерных реакторов..... 56
2.3.1 Описание метода..... 56
2.3.2 Калибровка и позиционирование диагностической системы..... 61
2.3.3 Обсуждение результатов..... 63
3 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА С ПОВЕРХНОСТЬЮ КАНДИДАТНЫХ МАТЕРИАЛОВ 68
3.1 Описание экспериментов по облучению кандидатных материалов первой стенки ТЯР..... 68
3.2 Процессы эрозии обращенных к плазме поверхностей..... 70
3.3 Структурные свойства обращенных к плазме поверхностей..... 76
3.4 Образование материальной пыли при облучении кандидатных материалов первой стенки ТЯР..... 79
3.5 Эффекты предварительного нагрева на процессы эрозии..... 85
ЗАКЛЮЧЕНИЕ..... 92
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ..... 94
ПРИЛОЖЕНИЕ А Патент на изобретение..... 106

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

ИПУ – импульсный плазменный ускоритель
УТС – управляемый термоядерный синтез
IPD – метод импульсного плазменного осаждения
PMS – метод импульсного магнетронного напыления
ИТЭР – международный экспериментальный термоядерный реактор
КСПУ – квазистационарный плазменный ускоритель
JET – объединённый европейский токамак Joint European Torus
ВАХ – вольтамперная характеристика
ЭДС – электродвижущая сила
ПТР – полное термодинамическое равновесие
ЛТР – локальное термодинамическое равновесие
ЦФ – цилиндр фарадея
TOF – время полета
FWHM – ширина линии на половине максимума
GSI – центра по изучению тяжелых ионов имени гельмгольца
FAIR – строящийся международный ускорительный комплекс по исследованию ионов и антипротонов
УФ – ультрафиолетовое излучение
ВУФ – вакуумное ультрафиолетовое излучение
XRD – рентгеноструктурный анализ
TFTR – самый большой токамак в США Tokamak Fusion Test Reactor
JT-60U – японский термоядерный реактор Japan Torus-60
МГД – магнитная гидродинамика
SOL (Scrape off Layer) – зона периферийной плазмы (пристеночной плазмы)
ELM (Edge localized modes) – мода, локализованная на краю (шнура)
CFC – углеродные композиты, армированные волокном
КТМ – казахстанский токамак материаловедческий
Т-15МД – экспериментальный гибридный термоядерный реактор-токамак
SOLPS – код моделирования периферийной плазмы
JUDITH – испытательная установка дивертора в горячих камерах
GLADIS – испытательная установка для больших образцов дивертора
Magnum PSI – линейный генератор плазмы
КСПУ – квазистационарный плазменный ускоритель
ТЯР – термоядерный реактор
EDS – энергодисперсионная спектроскопия

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы. Диссертационная работа посвящена задачам диагностики импульсного плазменного потока и его применения для исследования пристеночных процессов, а именно повреждения и распыления поверхности облицовочных материалов при взаимодействии плазмы с первой стенкой термоядерных энергетических реакторов. Для выполнения этой задачи были использованы современные, апробированные измерительные приборы и программно-аппаратные средства сбора и обработки экспериментальных данных. Также был использован авторский метод, позволяющий изучить динамику формирования плазменного потока в канале коаксиального плазменного ускорителя PW-7.

Актуальность темы исследования. Потенциал энергетики будущего на основе управляемого термоядерного синтеза ограничен рядом нерешенных вопросов. Один из таких вопросов тесно связан с контролем и управлением параметрами плазмы в пристеночной области (SOL) термоядерных реакторов. Контроль над параметрами пристеночной плазмы позволит обеспечить эффективный теплообмен между материальной стенкой и плазмой. Таким образом, изучение и диагностика плазменных процессов в пристеночной области являются крайне важными и актуальными на сегодняшний день задачами [1].

Следует отметить, что при взаимодействии пристеночной плазмы с первой стенкой, возникают ряд явлений. Среди них особое внимание обращает эрозия конструкционных материалов. Всестороннее исследование эрозии конструкционных материалов в существующих и строящихся термоядерных реакторах обходится очень дорого в плане затрат на проведение экспериментов и, с другой стороны, оно требует больших вычислительных ресурсов. Для того чтобы снять эти ограничения, удобно использовать небольшие моделирующие установки, которые могут имитировать условия пристеночной плазмы в ИТЭР.

В начале 50-х годов зародилась идея получения высокоэнергичных плазменных потоков посредством передачи частицам большую направленную скорость. Так возникло и начало бурно развиваться новое научное направление в физике плазмы – сильноточные плазменные ускорители [2, 3]. В данных ускорителях разгон и ускорение плазменного сгустка обусловлены следующими факторами: действием электродинамической силы (силы ампера) на плазму, в результате перепада давления в канале ускорителя, действием электрического поля внутри плазмы (когда квазинейтральность плазмы имеет существенное значение) [4]. Среди всех электромагнитных ускорителей плазмы особое внимание уделяется импульсным системам [5]. Простата и дешевизна делают их более успешными и подходящими инструментами для применения в широком круге приложений [6]. Так, физики обнаружили, что на импульсных плазменных ускорителях (ИПУ) можно достичь скорости потока плазмы, необходимой для начала термоядерной реакции синтеза. На первых экспериментах, проведенных в рамках программы управляемого термоядерного

синтеза (УТС), энергия направленного потока плазмы достигали 10^7 эВ. За исключением решения проблемы УТС, импульсные плазменные ускорители рассматривались в качестве мощных плазменных электрических реактивных двигателей для совершения космических полетов в условиях слабых гравитационных полей [7, 8]. Более того на этих установках активно ведутся экспериментальные работы по изучению срывов плазмы на внутреннюю стенку термоядерных энергетических реакторов. Неотъемлемой частью понимания, описания и оценки состояния любой рассматриваемой системы является диагностика [9]. Диагностика плазмы в ИПУ представляет сложную процедуру, поскольку в данных установках плазма является не стационарной и многокомпонентной системой. С помощью диагностики можно предварительно оценить плотность потока энергии (теплового потока, потока энергичных частиц, радиационного потока) на материальные стенки. Диагностика также может позволить предвидеть возможные срывы плазмы на первую стенку ТЯР и таким образом моделировать пристеночные процессы. Также особую значимость имеют понимание процессов получения и динамики формирования плазменных потоков, и выбор подходящих условий и параметров, приводящих к росту удельной энергии потока.

На сегодняшний день, задачи диагностики высокотемпературной, плотной плазмы, создаваемой импульсно-периодическими разрядами, являются весьма **актуальными**. В импульсных режимах по сравнению со стационарными режимами разрядов физические процессы происходят за достаточно короткое время. Также следует отметить, что от импульса к импульсу в импульсном режиме не всегда достигается воспроизводимость разряда с одними и теми же параметрами. Данные нежелательные процедуры можно устранить, развивая методы диагностики.

Диссертация выполнена в соответствии с планами фундаментальной научно-исследовательской работы (НИР) КН МОН РК «Грантовое финансирование научных исследований» по темам: «Влияние радиационной и тепловой нагрузки на внутри камерные материалы и пылеобразование при срыве плазменного шнура в термоядерных энергетических реакторах» (2018-2020 гг., шифр: AP05134671, № госрегистрации: 0118РК00708); «Исследование свойств плазмы и взаимодействия плазменного шнура с внутри камерными материалами в термоядерных энергетических реакторах» (2020-2023 гг., шифр: AP09259081, № госрегистрации: 0121РК00295).

Целью работы является измерение распределений плотности и температуры электронов вдоль потока плазмы и собственного магнитного поля плазменного шнура в имитационной установке PW-7, а также экспериментальное моделирование и исследование процессов взаимодействия пристеночной плазмы токамака с первой стенкой.

Для достижения цели необходимо решить следующие **задачи:**

– отработать многоэлектродный зондовый метод, позволяющий получить одновременно распределение температуры и распределение плотности электронов в течение одного импульса плазменного потока.

– разработать метод измерения магнитного поля цилиндрического плазменного шнура, позволяющий определить его пространственную конфигурацию и положение.

– исследовать поведение кандидатных материалов первой стенки при облучении потоками плазмы, генерируемых в имитационной установке PW-7.

Объект исследования: импульсный плазменный поток (плазменный шнур), кандидатные материалы первой стенки.

Предмет исследования: флуктуация плотности и температуры электронов в плазменном потоке, азимутальное распределение магнитного поля плазменного шнура, воздействие плазменных потоков на кандидатные материалы.

Методы исследования: в диссертационной работе были использованы следующие методы исследования: метод тройного ленгмюровского зонда, метод оптико-эмиссионной спектроскопии, метод сканирующей электронной микроскопии, метод рентгеновской дифракции, зондовый метод измерения распределения азимутального магнитного поля, и метод высокоскоростной фоторегистрации.

Научная новизна работы.

– усовершенствован метод диагностики многоэлектродным зондом, позволяющий одновременно определить плотность и температуру электронов импульсного плазменного потока, движущегося со скоростью более 30 км/с.

– предложен авторский метод исследования динамики и структуры импульсного плазменного потока (шнура) по пространственному и временному распределению собственного магнитного поля.

– получены новые экспериментальные данные об образовании и распространении микротрещин и различных дефектов на поверхности вольфрамовой пластины при воздействии импульсного плазменного потока с длительностью 0,2 мс и пиковой плотностью энергии 1,1 МДж/м², соответствующим пристеночным плазменным параметрам ТЯР.

Научная и практическая значимость работы. Научная и практическая ценность диссертационной работы состоит в том, что ее результаты легли в основу комплексного развития методов и средств диагностики пристеночной плазмы в термоядерных установках. Результаты исследования могут быть полезны для оптимизации конструкций будущих термоядерных установок, а также для предсказания возможных внештатных событий.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Усовершенствованный многозондовый метод диагностики выявил срыв плазменного шнура, приводящего к локальной неоднородности распределения температуры и плотности электронов в диапазоне $n_e = 1{,}2 \cdot 10^{20}$ - $4{,}8 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$ и kT_e = 12-62 эВ.

2. Зависимости азимутального магнитного поля плазменного потока от времени, полученные собственно-разработанной системой магнитных зондов на расстоянии z = 23 см от электродов, позволили выявить формирование замкнутого плазменно-токового шнура, расширяющегося со скоростью 47 км/с.

3. Предварительный нагрев вольфрамовой пластины до 550°C предотвращает появление трещин шириной более 1 мкм при облучении плазменным потоком, что в свою очередь, приводит к существенному ослаблению распыления материала.

Личный вклад автора заключается в том, что весь объем диссертационной работы, сборка, отладка экспериментальных и диагностических комплексов, проведение экспериментов, анализ полученных результатов, подготовка рукописей к публикации выполнены автором самостоятельно. Постановка научных задач, обсуждение результатов, формулировка основных выводов проводились совместно с научными консультантами.

Достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждаются публикациями в журналах дальнего зарубежья с высоким импакт-фактором, в изданиях, рекомендованных Комитетом по обеспечению качества в сфере науки и высшего образования и МНВО РК и в трудах международных научных конференций ближнего и дальнего зарубежья.

Публикации. По материалам диссертационной работы опубликовано 33 печатных работ: 7 в журналах перечня КОКСНВО МНВО РК для опубликования основных результатов диссертации на соискание ученой степени PhD, 1 статья в российском научном журнале из перечня ВАК, и 5 статьей в журналах дальнего зарубежья с импакт-фактором, входящих в международный информационный ресурс Web of Science (Clarivate Analytics) и Scopus (Elseiver); 19 работ в материалах Международных научных конференций и 1 инновационный патент на изобретение РК.

Апробация результатов диссертационной работы. Результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались:

– на 15-ом международном семинаре по пылевой плазме «Dusty Plasma Workshop» (2018, г. Балтимор, США);

– на 24-ой международной конференции по атомной и молекулярной физике ионизованных газов «ESCAMPIG-XXIV» (2018, г. Глазго, Шотландия);

– на 12-ой международной конференции по ионной имплантации и другим применениям ионов и электронов «ION-XII» (2018, г. Казимеж-Дольны, Польша);

– на 9-ой международной конференции по физике плазмы и плазменным технологиям «PPPT-9» (2018, г. Минск, Республика Беларусь);

– на международной конференции студентов и молодых ученых «ФАРАБИ ӘЛЕМІ» (2018, 2019, 2021, 2023 г. Алматы, Казахстан);

– на 34-ой международной конференции по явлениям в ионизованных газах «ICPIG-XXXIV» (2019, г. Саппоро, Япония);

– на 10-ой международной конференции нанотехнологического общества России (2019, г. Москва, Россия);

– на 21-ой международной конференции по модификации поверхности материалов ионными пучками «SMMIB-2019» (2020, г. Томск, Россия);

– на 6-ой международной конференции по лазерным, плазменным исследованиям и технологиям «ЛАПЛАЗ-2020» (2020, г. Москва, Россия);

– на 7-ой международной конференции по лазерным, плазменным исследованиям и технологиям «ЛАПЛАЗ-2021» (2021, г. Москва, Россия);

– на 9-ой международной конференции по пылевой плазме «ICPDP-2022» (2022, г. Москва, Россия);

– на 19-ой международной конференции по сложным системам заряженных частиц и их взаимодействию с электромагнитным излучением «CSCPIER-2023» (2023, г. Москва, Россия);

Статьи с импакт-фактором по базе данных Thomson Reuters или в изданиях, входящих в международную научную базу данных Scopus:

– M.K. Dosbolayev, **A.B. Tazhen**, A.N. Kholmirzayev, Ye.A. Ussenov, T.S. Ramazanov. Studies of the formation and distribution of cracks and various defects on the heated tungsten plate surface during pulsed plasma flux impact // Nuclear Materials and Energy. – 2023. – Vol. 37. – № 101540. – P. 1-9;

– M.K. Dosbolayev, **A.B. Tazhen**, T.S. Ramazanov, Ye.A. Ussenov Investigation of dust formation during changes in the structural and surface properties of plasma-irradiated materials // Nuclear Materials and Energy. – 2022. – Vol. 33. – № 101300. – P. 1-11;

– **A.B. Tazhen**, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov. Investigation of self-generated magnetic field and dynamics of a pulsed plasma flow // Plasma Science and Technology. – 2022. – Vol. 24. – № 055403. – P. 1-8;

– **A.B. Tazhen**, Zh.R. Rayimkhanov, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov. Generation and Diagnostics of Pulse Plasma Flows // Plasma Physics Reports. – 2020. – Vol. 46(4). – P. 465-471;

– M.K. Dosbolayev, Zh.R. Raiymkhanov, **A.B. Tazhen**, T.S. Ramazanov // IEEE Transactions on plasma science. – 2019. – Vol. 47. – № 7. – P. 3047-3051.

Статьи в изданиях, рекомендуемых КОКСНВО МНВО РК:

– **A.B. Tazhen**, M.K. Dosbolayev, Zh.B. Igibaev, A.U. Utegenov, T.S. Ramazanov. Investigation of the plasma column evolution and dynamics in the PW-7 plasma accelerator // Physical sciences and technology. – 2023. – Vol. 10. – № 1. – P. 42-49;

– **A.B. Tazhen**, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov. Pulsed plasma flow diagnostics // Recent Contributions to Physics. – 2022. – Vol. 81. – № 2. – P. 35-39;

– M.K. Dosbolayev, **A.B. Tazhen**, T.S. Ramazanov. Investigation and diagnostics of plasma flows in a pulsed plasma accelerator for experimental modelling of processes in tokamaks // Eurasian Journal of Physics and Functional Materials. – 2021. – Vol. 5. – № 4. – P. 198-210;

– **A.B. Tazhen**, M.K. Dosbolayev. Measuring the self-generated magnetic field and the velocity of plasma flow in a pulsed plasma accelerator // Recent Contributions to Physics. – 2021. – Vol. 77. – № 2. – P. 30-39;

– **А.Б. Тажен**, A. Thilo, J. Jacoby, М.Қ. Досболаев, Т.С. Рамазанов. Спектральная диагностика импульсного плазменного потока методом

Штарковского уширения линии H_β // Вестник КазНИТУ. –2020. – № 3. – С. 153-158;

– **А.Б. Тажен**, Утегенов А.У., Райымханов Ж.Р, Қамбаров Ә.А. Тепловая эрозия графитовой мишени под воздействием интенсивного импульсного плазменного потока // Вестник КазНУ им. аль-Фараби. Серия физическая. – 2018. – Том 67. – № 4. – С. 1-6;

– **Ә.Б. Тәжен**, Қ. Нұрболат, М.Қ. Досболаев. Импульсті плазма ағынына спектроскопиялық диагностика жасау // Журнал ПЭОС – 2018. – Том 2. – № 20. – Б. 45-51.

Публикации в научных журналах, входящих в перечень ВАК:

– **А.Б. Тажен**, Ж.Р. Райымханов, М.Қ. Досболаев, Т.С. Рамазанов. Получение и диагностика импульсных плазменных потоков // Успехи прикладной физики. – 2019. – Том 7. – № 5. – С. 463-471.

Инновационный патент РК:

– на изобретение «Способ измерения пространственно-временного распределения магнитного поля импульсного плазменного потока и устройство для его осуществления», № 35200 от 03.12.2021.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 3 разделов, заключения и списка использованных источников из 166 наименований, содержит 107 страниц основного компьютерного текста, включая 79 рисунков и 4 таблиц.

1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

По прогнозам международных экспертов, в ближайший сто лет, человечество настигнет энергетический кризис. С экологической точки зрения, особое внимание обращают на возобновляемые источники энергии. Однако они не могут обеспечить необходимый объем выработки энергии, особенно в промышленных масштабах.

Из-за экологических ситуаций таких, как захоронение долгоживущих и высокорадиоактивных отходов, ядерная энергетика не будет уже столь привлекательной.

1.1 Пристеночная плазма термоядерного реактора

Будущую мировую энергетику ученые связывают с термоядерным синтезом. Если термоядерный синтез станет реальностью, то человечество не будет привязано к ископаемому топливу.

Выработка неисчерпаемого объема энергии ожидается в результате реакции термоядерного синтеза [10, 11]. Условия, необходимые для осуществления этой реакции, возможно, будут достигнуты установками магнитного удержания плазмы «Токамак» (тороидальная камера с магнитными катушками). В данных установках плазменная субстанция (нагретый газ до экстремальных температур) удерживается магнитным полем.

На определенном этапе возникают проблемы, связанные с удержанием плазмы в магнитном поле, в результате чего, плазма охлаждается и отключается. Этот серьезный вопрос до сих пор находится в центре большого внимания ученых ведущих научных центров.

На сегодняшний день, во всем мире работают больше сотни экспериментальных токамаков. Наиболее крупными и мощными из них являются американский токамак DIII-D (1980) [12], японский токамак JT-60U (1996) [13], американский токамак TFTR (1998) [14], европейский токамак JET (1991) [15]. Научно-техническая основа ИТЭР была получена в экспериментах, проведенных на данных установках (рисунок 1.1) [16-20].

Несмотря на существующие проблемы контроля времени удержания высокотемпературной плазмы, ученые, как и прежде, настроены оптимистично. Множество численных экспериментов и теоретических предсказаний дают высокую надежду на то, что в ИТЭР будет получена управляемая термоядерная реакция с положительным энергетическим выходом.

Из-за сложных МГД неустойчивостей возникает турбулентное состояние плазмы, то есть плазма, нагретая до экстремальных температур и помещенная во внешнюю магнитную ловушку будет, представляет собой неравновесную систему. Чтобы в плазме установилось термодинамическое равновесие, входящие в состав плазмы частицы должны осуществлять многократное столкновение между собой, а на это уйдет достаточно долгое время. Кроме того, преобладающие дрейфовые потоки энергичных частиц по нормали к магнитным силовым линиям, которые возникают в результате градиентов

температуры, плотности и т.д., приводят к различным неустойчивостям (плазма становится неравновесной). В результате этого некоторая часть плазмы срывается к защитным стенкам реактора, что приводит к снижению времени удержания плазмы.

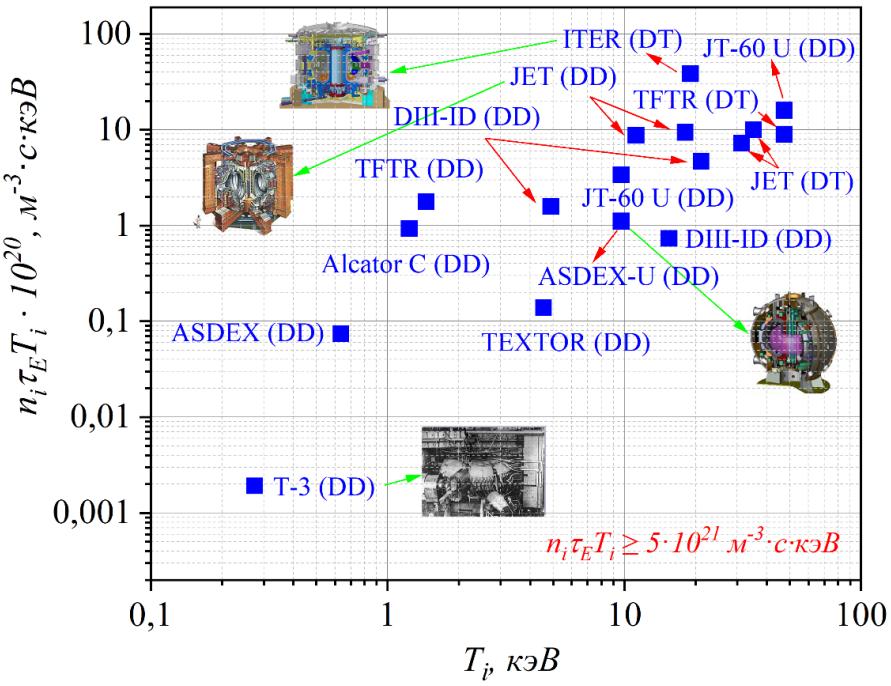


Рисунок 1.1 – Основные параметры экспериментальных токамаков [16]

Полный или частичный уход энергичных частиц создает серьёзную опасность. Потоки энергичных частиц, идущие из центральной области плазмы, приводят к высоким тепловым нагрузкам [21, 22].

В установках магнитного удержания плазма ограничена стенкой. Возле стенки она подразделяется на два слоя. Один слой находится под замкнутыми магнитными поверхностями (в области, где плазма удерживается). А другой слой находится за пределами замкнутых магнитных поверхностей, в непосредственной близости от стенки и дивертора (рисунок 1.2). Слой плазмы в пристеночной области токамаков называется пристеночной плазмой (в зарубежных литературах приводится как SOL [23, 24]). Краевые эффекты (взаимодействие потоков тепла и частиц с материальными поверхностями), наблюдаемые в пристеночной области (на периферии) установок магнитного удержания также существенно оказывают влияние на время удержания плазмы. В связи с этим, рассматриваются такие возможные решения, как обеспечение режимов работы токамаков с «отрывом» плазмы (полностью или частично) от стенок и диверторных пластин [25].

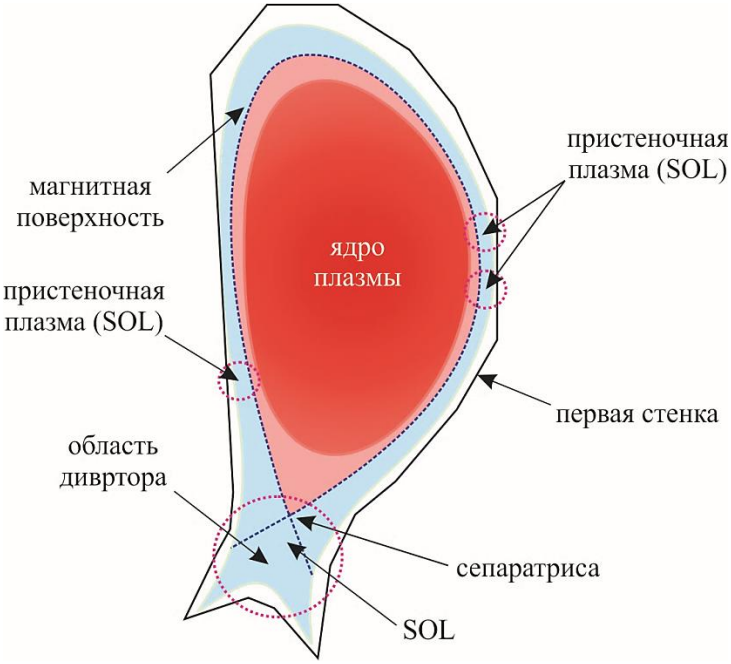


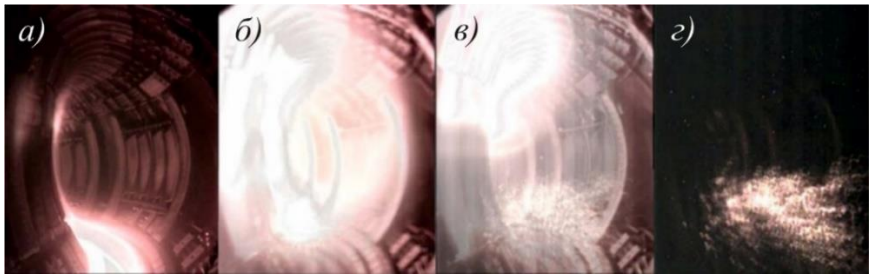
Рисунок 1.2 – Поперечное сечение тороидальной камеры [24]

На сегодняшний день особое внимание исследователи уделяют именно пристеночной плазме [26, 27], поскольку высокоэнергичные частицы, удерживающиеся внутри замкнутых магнитных поверхностей, могут транспортироваться в пристеночную область из центральной области плазмы [28]. Поэтому изучение процессов в пристеночной плазме может дать достоверную информацию о возможных нагрузках на поверхности обращенных к плазме материалов и их возможных последствиях.

1.2 Характеристики пристеночной плазмы и переходные плазменные процессы

Характеристики пристеночной плазмы определяются плотностью потоков тепла и частиц пристеночной области установок магнитного удержания. Во время переходных процессов (рисунок 1.3), в этих установках предполагаются плотности потоков тепла: Q_{ELM} = 0,2-5 МДж/м^2 и $Q_{\text{срыв}}$ = 10-100 МДж/м^2. Q_{ELM} возникают в результате периферийных (краевых) неустойчивостей (в зарубежных литературах приводится как Edge-localized-mode [29, 30]). В то время как $Q_{\text{срыв}}$ возникает при нарушении (прекращении разряда) магнитного удержания (к примеру, большие плазменные срывы [31, 32], убегание электронов).

Наряду с тепловым потоком можно выделить также воздействие потоков высокоэнергичных частиц, таких как электроны, ионы, нейтроны, и нейтральные частицы. Особенно потоки тепла и частиц, выделяющиеся из пристеночной плазмы, представляют серьезную опасность для первой стенки и диверторных пластин [33].



а - 12, 64 с; б - 13,20 с; в - 13,28 с; г - 13,32 с

Рисунок 1.3 – Фотокадры срыва плазменного шнура в токамаке JET [33]

Эффективная работа энергетического термоядерного реактора сильно зависит от свойств пристеночной плазмы, поскольку она находится возле стенки. В связи с этим данные о потоках тепла и частиц в пристеночной плазме имеют большую значимость. Для исследования параметров пристеночной плазмы используются различные методы диагностики и специальные численные коды. С их помощью можно определить профили электронной (ионной) температуры и плотности, мощность тепловых потоков излучения (нейтронов, альфа-частиц, гамма-излучения) из периферийной плазмы в различных режимах работы токамаков (к примеру, в L и H режимах работы).

В работе [34] приведены результаты численного кода SOLPS, разработанного специально для ИТЭР. С его помощью была получена полоидальное распределение потоков ионов (и нейтралов перезарядки) в ИТЭР (рисунок 1.4).

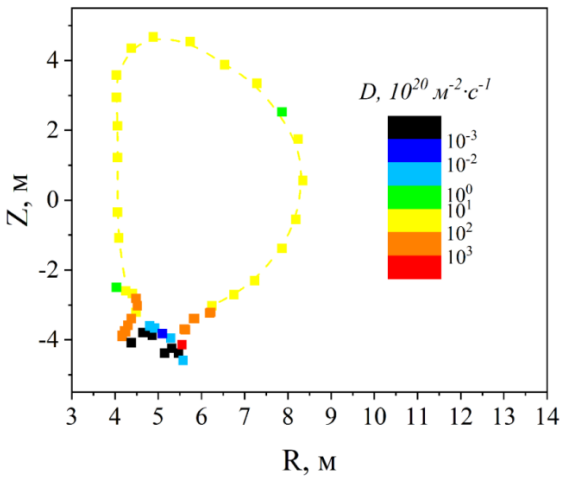


Рисунок 1.4 – Полоидальное распределение
потоков ионов (и нейтралов перезарядки) в ИТЭР [34]

Как видно из рисунка, поток ионов и нейтралов перезарядки на стенку на порядок меньше чем в диверторной области. Однако все же оно может достигнуть достаточно больших значений, около 10^{20}-10^{21} м$^{-2}$·с$^{-1}$.

1.3 Взаимодействие плазмы с конструкционными материалами

Наряду с исследованием свойств плазмы возле стенки и диверторных пластин (альтернативное название «периферийная плазма»), чрезвычайно важно также исследование взаимодействия плазмы и потоков тепла и частиц с материальными поверхностями стенки установок магнитного удержания. Тепловые потоки из пристеночной плазмы интенсивно поглощаются материальными поверхностями, и в этой связи рассматриваются два значимых вопроса:

1) Механическое повреждение поверхностей материалов.
2) Захват и накопление радиоактивного трития.

Выбор материалов, устойчивых к многоциклическим плазменным воздействиям, является сложной задачей с технической точки зрения.

На сегодняшний день в качестве обращенных к плазме поверхностей рассматриваются такие материалы, как бериллий (Be), вольфрам (W), и композиционные материалы из углеродного волокна (CFC). В большинстве из существующих токамаков все еще используются стандартные материалы на основе углерода. К примеру, в токамаках T-15MD, KTM, TFTR, T-10, TEXTOR, JET и т.д. Бериллий в качестве материала первой стенки впервые был использован в токамаке JET (рисунок 1.5) [35].

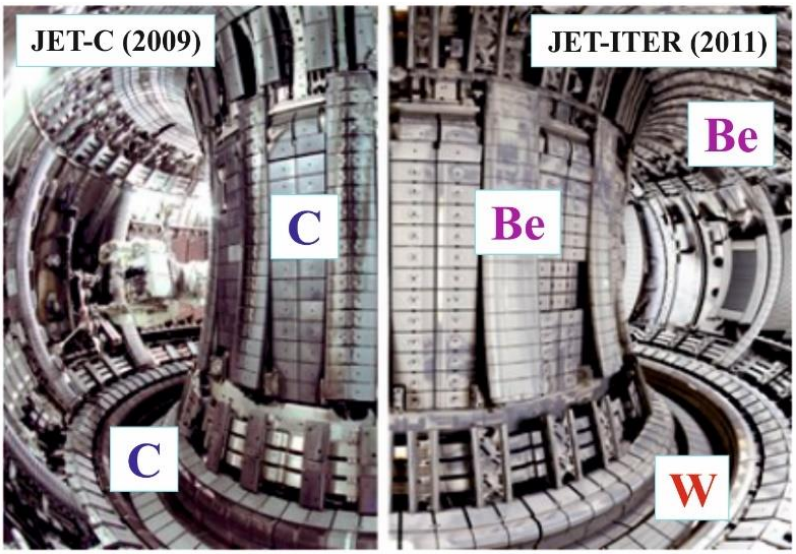


Рисунок 1.5 – Внутренность экспериментального токамака JET [35]

По сравнению со стандартным углеродным материалом, бериллий имеет низкие значение параметра Z и степень эрозии. Однако данный материал относится к легкоплавким материалам (таблица 1.1) [36].

В других областях реактора (в области дивертора), где ожидаются высокие тепловые потоки частиц предпочтительно использование материалов с низкими степенями эрозии. В этой связи, на сегодняшний день самым перспективным материалом является вольфрам. Пороговая энергия распыления данного материала довольно высокая (~ 220 эВ).

Таблица 1.1 – Основные характеристики бериллия, вольфрама и композиционных материалов из углеродного волокна [36]

Основные характеристики	Be	W	CFC
Атомный номер (Z)	4	74	6
Теплопроводность, Вт/(м·К)	190	140	200-500
Термическое расширение, 10^{-6} $К^{-1}$	11,5	4,5	0-4
Температура плавления, К	1285	3410	3500 (сублимирует)

Процессы эрозии, приводящие к ограничению срока службы материалов и, следовательно, ухудшению эксплуатационных характеристик реакторов, подразделяются на микроскопические и макроскопические виды. Если с поверхности облученных материалов высвобождаются такие частицы, как атомы, молекулы, ионы, то в таком случае имеет место микроскопическая эрозия. Наиболее распространенными типами микроскопической эрозии являются процессы физического и химического распыления (рисунок 1.6) [37].

Физическое распыление происходит при соударении падающих частиц плазмы с атомами, находящихся в приповерхностном слое материала. Пороговая энергия, затрачиваемая на выбивание атомов с поверхности твердого материала, определяется их энергией связи в приповерхностном слое.

По сравнению с физическим распылением, химическое распыление возникает за счет химических реакций, сопровождающихся образованием летучих соединений, и в первую очередь, зависит от температуры поверхности.

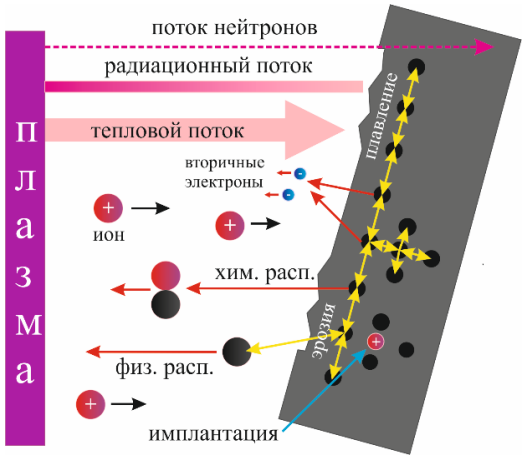


Рисунок 1.6 – Микроскопическая эрозия
твердой поверхности материалов ионами плазмы [37]

Зависимости интенсивности распыления обращенных к плазме материалов от энергии падающих на поверхность ионов дейтерия (D) показаны на рисунке 1.7 [38].

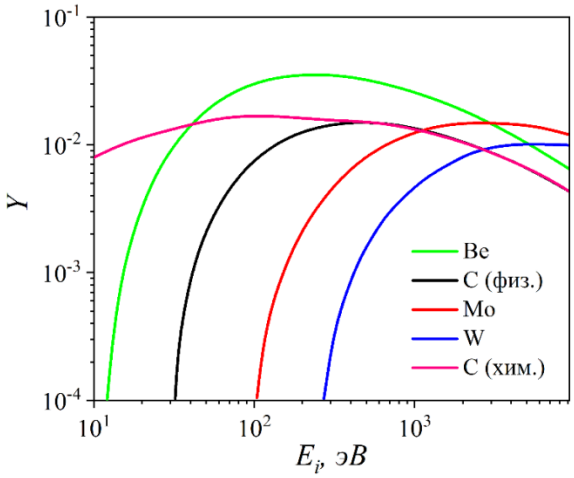


Рисунок 1.7 – Интенсивность распыления обращенных к плазме материалов [38]

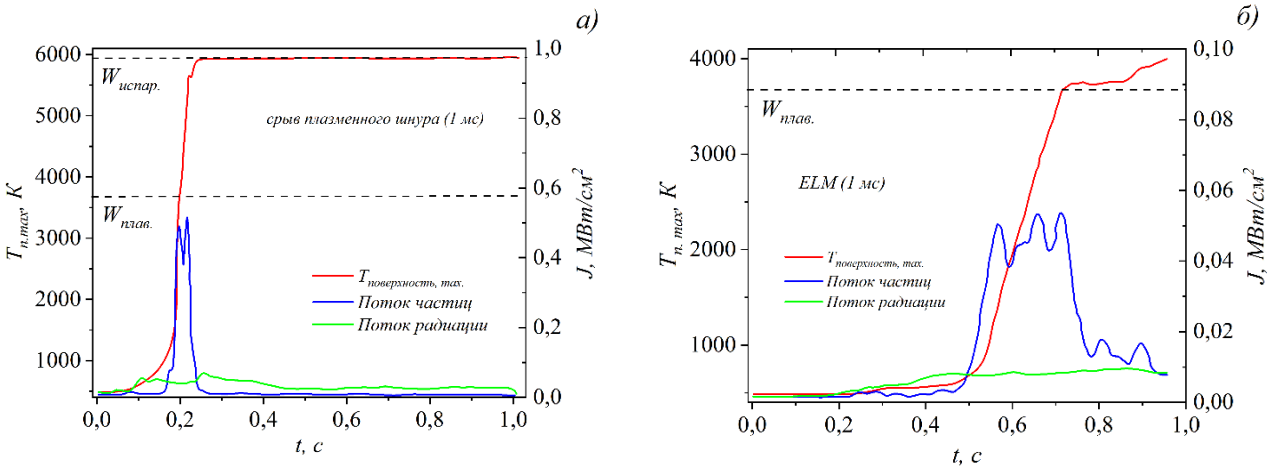
Как видно из рисунка 1.7, при низких энергиях ионов, в установках магнитного удержания с углеродными стенками доминирует процесс химического распыления. Это связано с образованием летучих соединений углеводорода и углеродных оксидов. Ниже определенной энергии ионов, которая называется пороговой, интенсивность распыления материалов резко уменьшается до нулевого значения (ниже этой величины физическое распыление невозможно, к примеру, для ионов дейтерия (D): $E_{порог.C}$ = 35 эВ, $E_{порог.W}$ = 220 эВ). Среди рассматриваемых материалов вольфрам обладает самой высокой пороговой энергией распыления.

Однако с увеличением массы налетающих на поверхность ионов, пороговая энергия распыления материалов уменьшается. Например, при бомбардировке поверхности вольфрама ионами гелия (He), пороговая энергия уменьшается на порядок ($E_{порог.W}$ = 110 эВ). Также с увеличением массы мишени, пороговая энергия будет увеличиваться. Это связано с усилением связи атомов на поверхности твердого материала [38].

В результате воздействия потоков налетающих частиц, поверхности защитной стенки и диверторных пластин могут сильно нагреваться и испаряться. В работе [39] представлены результаты численного моделирования реакции на переходные процессы обращенных к плазме компонентов ИТЭР.

Численное моделирование было реализовано на основе кода «HEIGHTS». На рисунке 1.8 показаны ожидаемые температуры поверхности купола дивертора для случаев: срыва плазменного шнура и при ELM событиях.

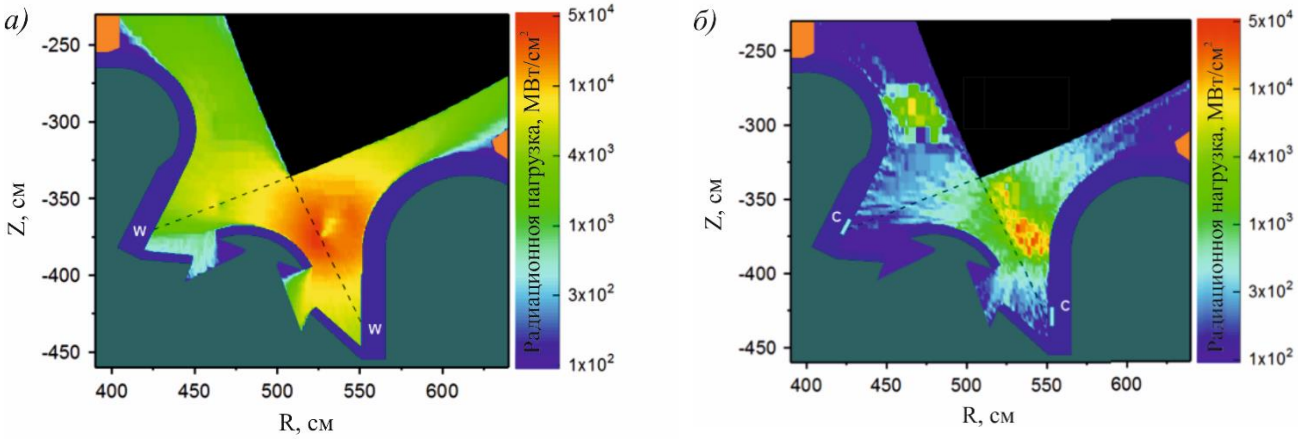
Как видно из рисунка 1.8, при срыве плазменного шнура и ELM событиях, на поверхности купола дивертора могут образоваться горячие точки (> 3000 К), которые могут привести к значительному плавлению и испарению материала [39]. При этом облако пара, испаряющегося материала играет роль защитного экрана от падающих частиц (предотвращает прямое воздействие плазмы с поверхностью).



а - при срыве плазменного шнура; б - при ELM событиях

Рисунок 1.8 – Ожидаемые температуры поверхности купола дивертора [39]

Непрерывное поступление частиц в облако пара приведет к последующей ионизации пара. В результате чего образуется вторичная плазма (рисунок 1.9). Вторичная плазма представляет потенциальную опасность для внутренних компонентов реактора и по величине радиационной нагрузки может превзойти тепловую (радиационную) нагрузку из пристеночной плазмы [40].



а - вольфрам; б - углерод

Рисунок 1.9 – Величина радиационной
нагрузки вторичной плазмы при ELM событиях [40]

По сравнению с микроскопической эрозией макроскопическая эрозия происходит при более низких удельных энергиях (меньших, чем энергии затрачиваемых на испарение и распыление материалов).

По масштабу повреждения поверхности макроскопическая эрозия представляет достаточно серьезную проблему. При макроскопической эрозии с

гладкой поверхности выбрасываются макрочастицы (кусочки) твердого материала. В результате чего изменяется рельеф поверхности материала (поверхность с впадинами, трещинообразованием и т.д.) [41].

Распыление и эрозия материалов первой стенки приводят к накоплению высокой концентрации изотопов водорода [42, 43]. В работе [44] показано, что запас и скорость удержания трития в ИТЭР-подобных стенках, изготовленных из углеродного материала велики сравнительно с такими материалами, как вольфрам и берилий (рисунок 1.10). Основные причины захвата радиокативного трития такие, как имплантация, радиационное повреждение нейтронами материлов первой стенки, и соосаждение примесей, детально описаны в работе [45]. Как следует из работы [45], имплантация обусловлена внутренней диффузией трития с последующим улавливанием дефектами кристалической решетки.

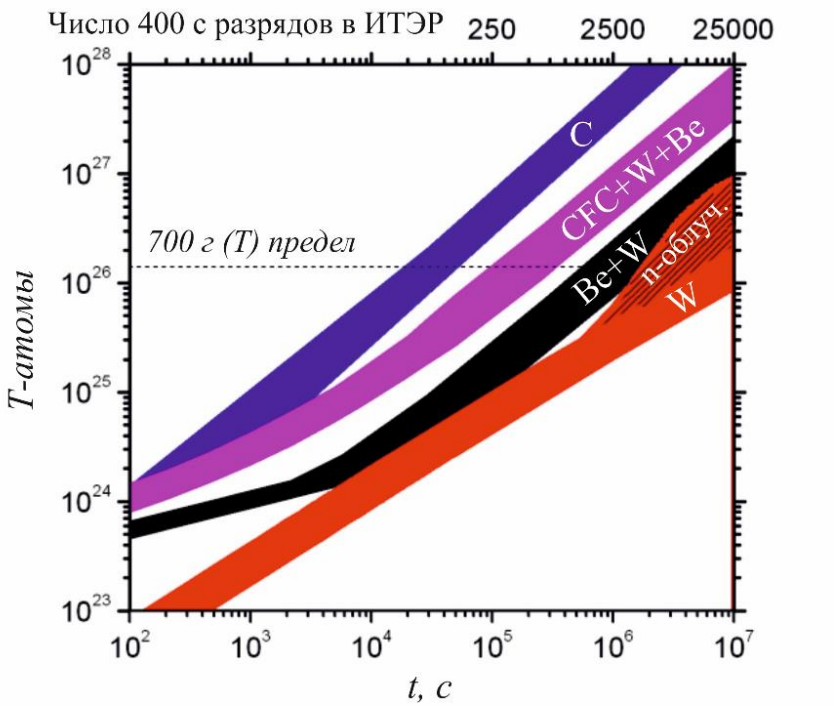


Рисунок 1.10 – Удержание трития
в ИТЭР для различных материалов и их комбинации [44]

Продукты эрозии с высоким содержанием трития взрывоопасны [46]. При попадании в окружающую среду трития воздух загрязняется радиоактивным газом и попадает в человеческий организм [44]. При увеличении концентрации трития до предельного значения (700 г) установки магнитного удержания должны прекратить работу для удаления оставшегося термоядерного топлива. В этой связи контролирование концентрации трития является неотъемлемой частью работ по оптимизации установок магнитного удержания.

1.4 Проблема пыли в пристеночной плазме

В то же время влияние пыли на параметры термоядерной плазмы до сих пор остается неизученным [47]. Такие процессы, как раздробление, оплавление поверхности материалов первой стенки, а также отслоение осажденных на поверхности тонких пленок приводят к значительной степени эмиссии пылевых частиц [48, 49]. Из анализа пыли в установках управляемого термоядерного синтеза [50], стало известно, что пылевые частицы могут долгое время находится в пристеночной плазме (на краю термоядерной плазмы) и агломерировать между собой в течение разряда [51-53]. Последнее приводит к росту размеров пылевых частиц.

В термоядерной плазме время жизни пылевых частиц определяется временем, при которой частица полностью испарится или сублимирует [54]. Время жизни пылевых частиц зависит от условий окружающей плазмы и свойств материалов, содержащихся в данных частицах [55]. В работе [56] было обнаружено, что в плазме с энергией электронов и ионов несколько сотен электронвольт, пылевые частицы могут существовать долгое время. Также было показано, что за это время они могут транспортировать на значительные расстояния. В пристеночной плазме (на краю плазмы) токамаков MAST и JET температура электронов/ионов находится в пределах этих значений (10-100 эВ), как это было описано в работе [54]. Отметим, что влияние пылевых частиц имеет различный характер: пылевые частицы загрязняют плазму, тем самым нарушают ее квазинейтральность и приводят к значительной диссипации энергии в плазме [50]; к тому же пыль может послужить причиной не правильной работы диагностических систем. В работе [57] также показано, что пылевые частицы могут воспламеняться, что связано с взаймодействием данных частиц с воздухом.

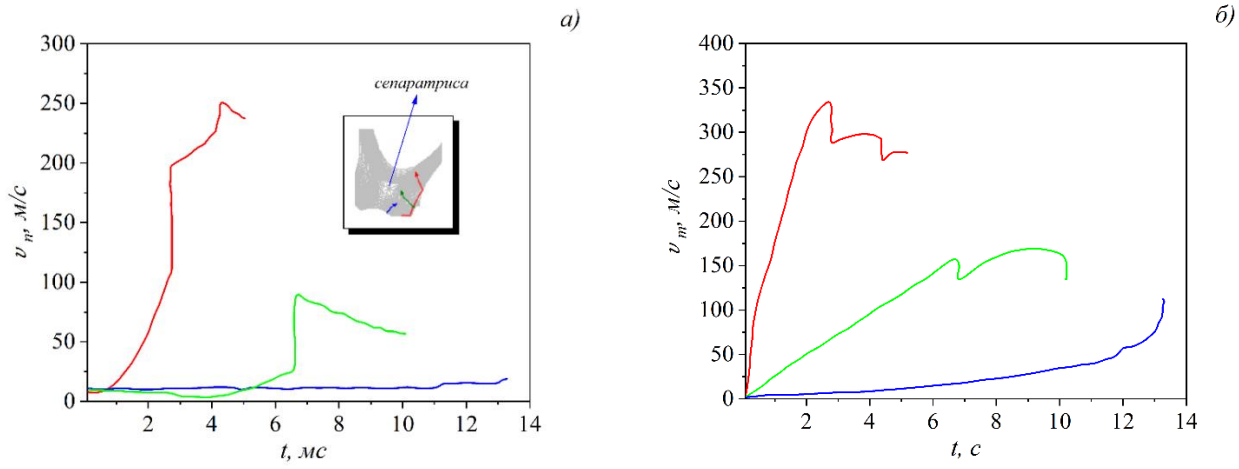
При продолжительных тепловых нагрузках ожидается высокая концентрация пыли в установках управляемого термоядерного синтеза. В этом случае необходим мониторинг масштабов пыли. Для этой цели уже разработаны такие численные коды, как «DUSTT», «DTOKS», «DUMBO», «MIGRAINe». Эти численные коды являются на сегодняшний день очень перспективными подходами мониторинга пыли, в частности для мониторинга динамики, транспортировки пыли в пристеночной плазме [58, 59]. На сегодняшний день, наряду с численными исследованиями не хватает экспериментальных исследований по тзучению морфологии и состава пылевых частиц, которые могли бы дать объемную информацию о скорости и механизмах пылеобразования.

В работе [60] приведены данные о пылинках, собранных в существующих термоядерных установках (таблице 1.2). Из таблицы 1.2 видно, что состав пыли соответствует материалам первой стенки. Обнаружено, что кроме материала первой стенки, в составе пыли присутствуют материалы диагностических систем.

Таблица 1.2 – Параметры пылинок в реакторах [60]

Термоядерный реактор	Количество пыли, г	Массовая плотность пыли первой стенки, г/м^2	Средний диаметр пыли, мкм	Удельная площадь поверхности пыли, м^2/г	Состав пыли
ASDEX-U	-	< 1,5	3,33	< 3,7	Cu, Fe, Cr, Ni
DIII-D	90-120	< 1	0,46-1	2,44	C
JET		< 4	4	4,7	C, Fe, Cr, Ni
JT-60U	7,5	0,037	3,8	< 1,18	C, Si
TEXTOR	-	5,2	-	-	-
TFTR	-		0,76-3	0,82	C
Tore Supra	31	< 1,1	3	1,32	C, O, Fe, Cr, Ni

Средний диаметр пылинок может варьироваться от 0,46 мкм до 4 мкм. Распределение пылинок по размерам для всего наблюдаемого диапазона не может быть точно аппроксимировано, что свидетельствует о наличии множество механизмов пылеобразования. Также это зависит существенно от того, как пылинка будет взаимодействовать с плазмой и другими пылевыми частицами. Результаты моделирования показывают, что пылинка микрометрового размера может выжить в термоядерной плазме в течение нескольких миллисекунд (рисунок 1.11).



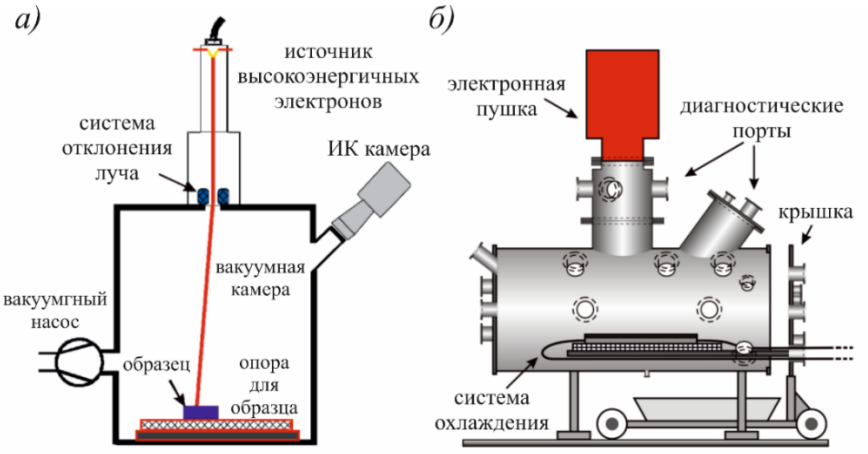
а - полоидальные скорости пылинок; б - тороидальные скорости пылинок

Рисунок 1.11 – Траектория и скорость пылинок [60]

За это время, как показано на рисунке 1.11, значения тороидальных и полоидальных скоростей пылинок может достичь несколько сотен м/с.

1.5 Установки для моделирования взаимодействия плазмы с конструкционными материалами и пылеобразования в термоядерных реакторах

На сегодняшний день существует множество установок, моделирующих взаимодействие пристеночной плазмы с конструкционными материалами современных термоядерных реакторов. К ним относятся импульсные лазеры, электронные ускорители (JUDITH 1 и 2), ионные ускорители (MARION и GLADIS), и плазменные генераторы (Pilot PSI, Magnum PSI, QSPA Kh-50, PISCES и т.д.) [61]. Эти установки не способны генерировать тепловые потоки и потоки высокоэнергичных частиц с такими же параметрами как ИТЭР. Однако они могут обеспечить условия близкие к ИТЭР. Материалы ведут себя по-разному в различных переходных процессах. В связи с этим крайне важно провести эксперименты по взаимодействию плазмы с материалами в разнотипных моделирующих установках. Мощности тепловых потоков во время переходных процессов могут достигать больших значений: на первой стенке ~ 2,5 МВт/м^2, на диверторе ~ 2 ГВт/м^2. Моделирующие установки с электронным пучком, такие как JUDITH 1 (рисунок 1.12а) и JUDITH 2 (рисунок 1.12б), являются самыми распространенными, отработанными технологиями и имеют низкие финансовые затраты. Эти установки хорошо моделируют циклические тепловые нагрузки. Также в этих установках легко можно контролировать размеры и мощности электронного пучка [62].



а - JUDITH 1; б - JUDITH 2

Рисунок 1.12 – Моделирующие установки с электронным пучком [62]

Основной недостаток данных установок заключается в том, что в них ускоряются только электроны. Следовательно, они не могут обеспечить потоки таких высокоэнергичных частиц, как ионы, нейтральные частицы, и нейтроны. Также в этих установках нет возможности изучения поверхностных эффектов, например, взимодействия с экранирующим облаком пыли на поверхности твердого тела, поскольку электроны с легкостью могут проникнуть в это

облако. На моделирующей установке JUDITH уже были испытаны на термическую устойчивость такие материалы, как бериллий и вольфрам. Плотности энергии электронного пучка в установке JUDITH находятся в диапазоне 1,2-5 МДж/м^2, что соответствует мощности теплового потока электронов 0,25-1 ГВт/м^2 (при длительности импульса 5 мс) [63, 64]. К следующим типам передовых моделирующих установок относятся линейные плазменные генераторы такие, как Pilot PSI, Magnum PSI (рисунок 1.13) [65].

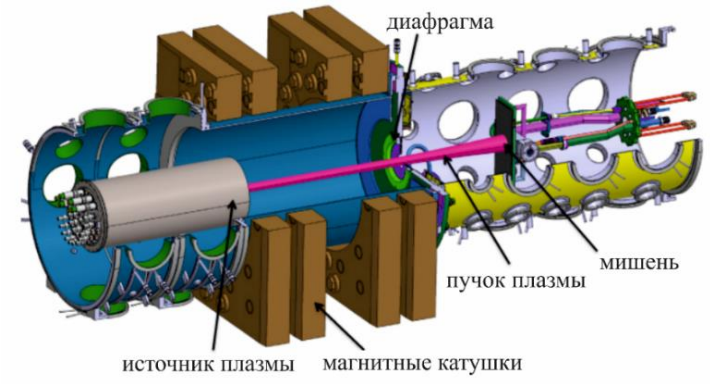


Рисунок 1.13 – Линейный плазменный генератор Magnum-PSI [65]

Magnum PSI работает в стационарном режиме. В этом режиме в ней могут быть достигнуты мощности теплового потока больше, чем 10 МВт/м^2. В отличие от Magnum PSI моделирующая установка Pilot PSI (рисунок 1.14) работает в комбинированном режиме (в импульсном и стационарном).

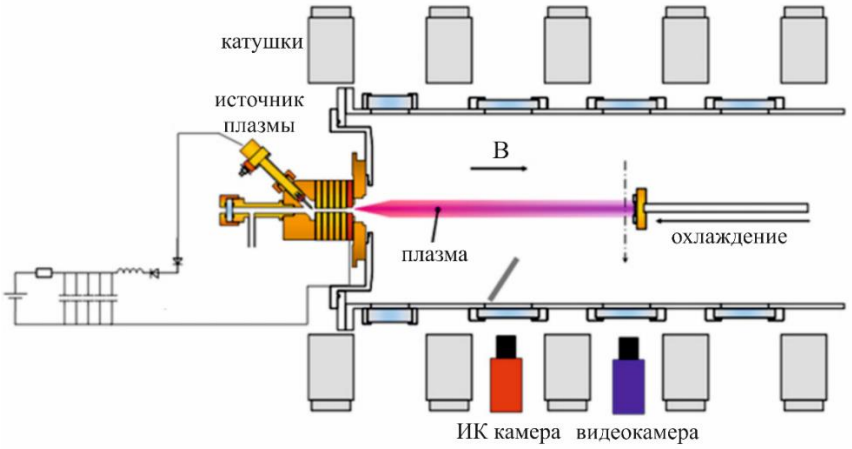


Рисунок 1.14 – Линейный плазменный генератор Pilot PSI [66]

В этой установке при длительности импульса 1-1,5 мс было достигнуто значение плотности энергии 1 МДж/м^2 (мощность достигает 1,2 ГВт/м^2 при длительности импульса 1 мс) [66]. Тем не менее, линейные плазменные генераторы имеют следующие недостатки: большой габарит, сложная конструкция, необходимость в дополнительной системе нагрева плазмы и

использовании магнитных катушек для создания сильных магнитных полей. В связи с этим, стоимость запланированных экспериментов на данных моделирующих установках будет достаточно дорогим и может приблизиться к стоимости самого токамака. Из всех существующих моделирующих установок пристеночной плазмы, наиболее подходящими для моделирования кратковременных взаимодействий плазмы с конструкционными материалами ИТЭР включительно поверхностных эффектов являются плазменные ускорители такие, как МК-200UG, ВИКА, КСПУ и другие. Эти установки отличаются друг от друга по условиям, приближающимся к ИТЭР (по продолжительности импульса, параметров плазмы).

Квазистационарный одноступенчатый сильноточный плазменный ускоритель КСПУ преобразует энергию, накопленную на конденсаторной батарее, состоящую из шести секций с емкостью 8 мФ, в кинетическую энергию плазменного потока (рисунок 1.15). На данных установках можно получить плотности энергии плазмы в интервале 0,2-5 МДж/м^2 (в течение 0,5 мс). Кроме того, можно варьировать длительностью импульса от 0,2 мс до 0,6 мс [67].

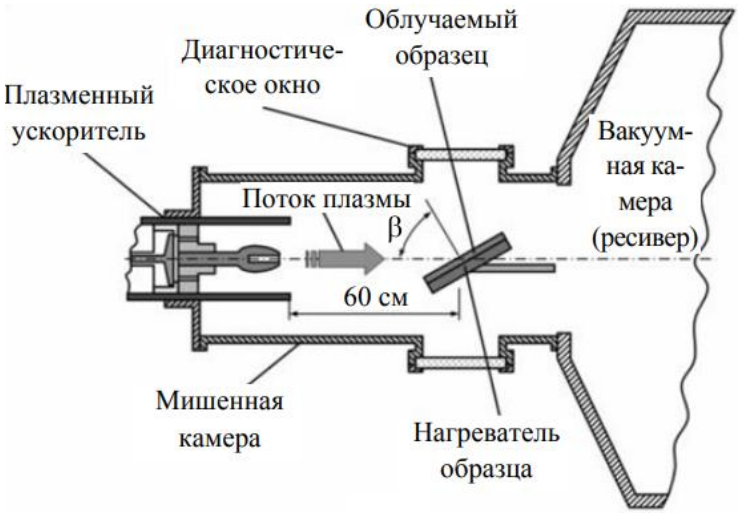


Рисунок 1.15 – Квазистационарный
одноступенчатый сильноточный плазменный ускоритель [67]

На сегодняшнее время среди всех квазистационарных сильноточных плазменных ускорителей самым мощным является квазистационарный плазменный ускоритель КСПУ Х-50 [68]. На этой установке было получено рекордное значение плотности энергии плазменного потока ~ 300 МДж/м^2. Плазменные ускорители типа МК-200UG (рисунок 1.16) также способны генерировать плазменные потоки с высокой плотностью энергии 10-15 МДж/м^2 (200-300 ГВт/м^2). Основной недостаток МК-200UG заключается в очень короткой продолжительности импульса < 50 мкс [69].

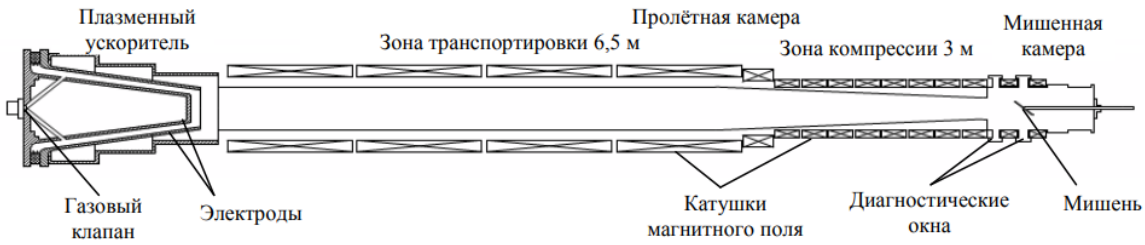
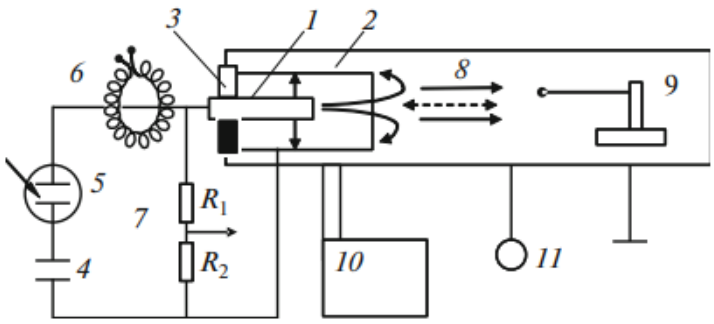


Рисунок 1.16 – Плазменный ускоритель МК-200UG [69]

Разработка и создание моделирующих тепловые нагрузки установок с характерными параметрами, как и в термоядерных реакторах также является важнейшей частью реализации международного проекта ИТЭР. В этом случае особое внимание необходимо уделять на стоимость и практичность этих разработок. В Казахстане, в лабораториях «импульсного плазменного ускорителя» и «пылевой плазмы и плазменных технологий» функционируют уникальные, мощные импульсные плазменные ускорители такие, как КПУ-30 [70] и PW-7, имеющие только небольшие аналоги в мире. За счет высокой плотности энергии импульсные ускорители плазмы являются более эффективными и препочтительными технологиями. Такие материалы, как металлические сплавы и стали являются на сегодняшний день самыми распространенными конструкционными материалами. В ускорителе КПУ-30, схематично представленном на рисунке 1.17, выполняются работы по упрочнению конструкционных сталей.



1 – катод; 2 – анод; 3 – изолятор; 4 – конденсаторная батарея; 5 – разрядник; 6 – пояс Роговского; 7 – делитель напряжения; 8 – сгусток плазмы; 9 – магнитный зонд; 10 – вакуумный насос; 11 – манометр

Рисунок 1.17 – Импульсный ускоритель
плазмы с собственным магнитным полем [70]

Также одной из особенностей данных типов ускорителей заключается в регулировании плотности энергии плазменного потока варьированием напряжения зарядки конденсаторной батареи.

2 ДИАГНОСТИКА ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Для физической интерпретации и описания процессов взаимодействия пристеночной плазмы с материальной стенкой, а также для управления пристеночной плазмой, необходимо знание о фундаментальных характеристиках плазмы соответсвующих условиях. Плазма – это четвертое состояние материи, наряду с газами, жидкостями и твердыми телами. Благодаря наличию свободных носителей зарядов любая плазма способна реагировать на внешние электромагнитные поля, проводить электрический ток и обладать хорошим пространственным потенциалом. Среди всех характеристик особенно важными являются плазменная частота, дебаевский радиус экранирования, распределение энергии заряженных частиц, проводимость и ток плазмы. Эти перечисленные характеристики зависят от плотности и температуры плазмы. Температура плазмы – это характеристика, определяющая энергию частиц в плазме в максвелловском распределении. Температура и энергия частиц, связанные между собой величины, поэтому, в основном, измеряются в электрон-вольтах. Внутри плазмы температура может быть разной и разделяется на электронную T_e, ионную T_i и температуру газа $T_г$. Для того, чтобы получить полезную информацию о свойствах пристеночной плазмы, необходимо, в первую очередь, определить температуру и плотность плазмы. Еще одной особенностью плазмы является экранирование зарядов. Любой отдельный заряд действует на своих ближайших соседей или на заряженное тело, помещенное в плазму. Это свойство очень важно при электрическом зондировании плазмы. В плазме для описания количества зарядов используются такие физические величины, как концентрация и плотность (n_e, n_i). Концентрация или плотность определяется как количество зарядов в единице объема. Используя свойство экранирования зарядов, и зная температуру отдельных сортов заряженных частиц можно определить концентрацию или плотность плазмы по распределению Больцмана [71]:

В настоящей главе представлено описание экспериментальной установки, предназначенной для моделирования процессов в пристеночной плазме и приведены основные методы диагностики плазмы [72, 73] применительно к пристеночной плазме. Осуждаются результаты ионного тока насыщения, флуктуаций плотности и температуры электронов в плазменном потоке, и распределения магнитного поля плазменного шнура. Результаты работ, приведенные в настоящей главе, опубликованы в научных изданиях [74-82].

2.1 Описание экспериментальной установки для моделирования процессов в пристеночной плазме

Экспериментальная установка PW-7, использующаяся для моделирования процессов в пристеночной плазме, представляет собой коаксиальный импульсный плазменный ускоритель. Основные параметры экспериментальной установки PW-7 приведены в таблице 2.1 [83].

Таблица 2.1 – Основные параметры экспериментальной установки PW-7

Параметры	Значения
Ускоряющее напряжение, U	3-5 кВ
Разрядный ток, I_{max}	~ 80 кА
Емкость конденсаторной батареи, C	1,4 мФ
Запасенная энергия, W_{max}	17,5 кДж
Плазмообразующий газ	H_2
Длительность импульса, τ	~ 0,2-0,3 мс
Рабочее давление, p	20 мТорр – 1 Торр
Скорость потока, υ	~ 27-34 км/с
Тепловая нагрузка, Q/S	~ 1,1 МДж/м^2
Мощность теплового потока, P	~ 5 ГВт/м^2
Плотность тока, j	~ 5 кА/см^2

В настоящее время установка находится в Научно-исследовательском институте экспериментальной и теоретической физики (НИИЭТФ) КазНУ имени аль-Фараби и активно используется для экспериментального моделирования процессов, протекающих в термоядерных энергетических реакторах (см. рисунок 2.1) [84, 85].



Рисунок 2.1 – Внешний вид экспериментальной установки [84]

Для создания и ускорения плазменного потока используется вакуумная, газоразрядная камера. Она представляет собой специально разработанное устройство, поддерживающее высокий вакуум для оптимального функционирования ускорителя. Камера имеет цилиндрическую форму и изготовлена из прочной нержавеющей стали, способной выдерживать высокие давления. Объем камеры 0,15 м^3. По бокам расположены смотровые окошки из

кварца, в количестве 6 штук. Торцевая крышка из фторопласта имеет различные выводы для обеспечения электрических контактов внутри расположенными датчиками. Основным узлом данной установки является коаксиальная электродная система. Электроды изготавливались из меди. Длина и диаметр центрального электрода составляют 33 см и 5,5 см, а внешнего электрода составляют 35 см и 10,8 см, соответственно. Электродная система расположена на торце вакуумной камеры. К камере подключен вакуумный пост, в состав которого входят датчики давления «Pfeiffer» и два насоса: форвакуумный и диффузионный. Блок схема экспериментальной установки PW-7 показана на рисунке 2.2.

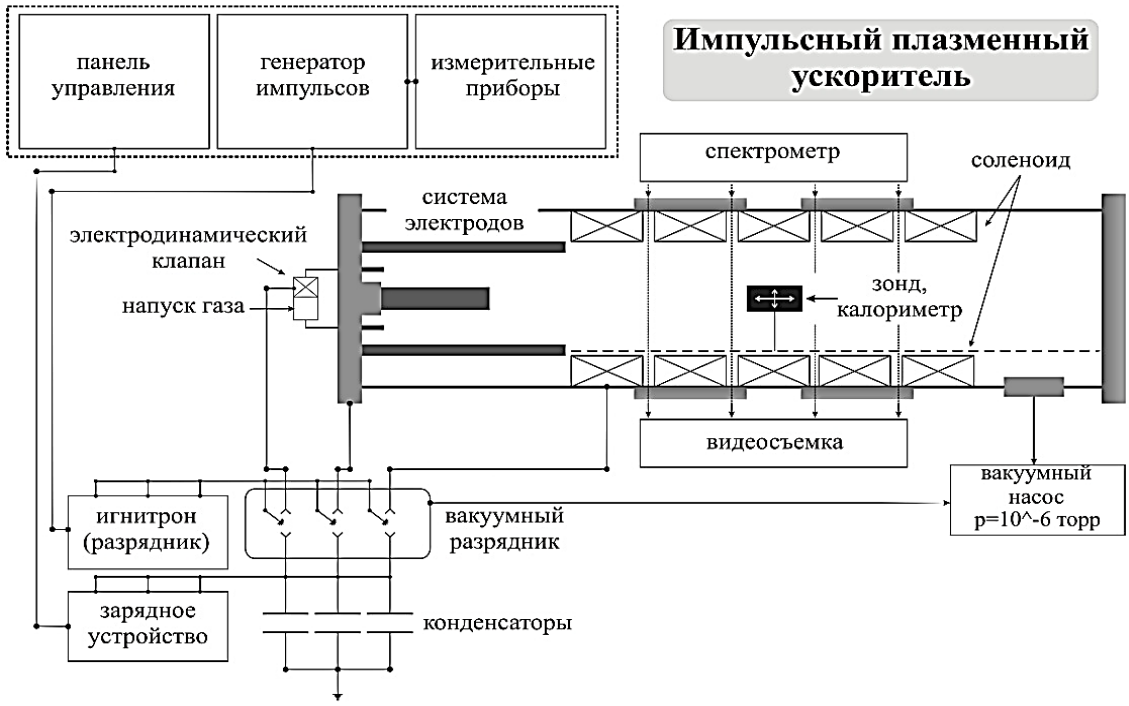


Рисунок 2.2 – Блок схема экспериментальной установки [79]

Для получения импульсного плазменного потока из вакуумной камеры откачивается воздух до давления ~10^{-5} Торр. С помощью блока управления, соединенного с запорным клапаном насоса в камере можно поддерживать заданное рабочее давление. В установке также предусмотрена система для напуска в вакуумную камеру рабочего газа (водорода). Энергонакопительная система экспериментальной установки представляет собой набор из мало индуктивных (<60 нГн) конденсаторов. Общая емкость конденсаторной батареи составляет 1,44 мФ. Максимально допустимое рабочее напряжение составляет 7 кВ, что дает пиковые значения разрядных токов 60-100 кА.

Вначале конденсаторная батарея заряжается от высоковольтнго постоянного истоника питания до величины рабочего напряжения. После этого, с помощью коммутационного устройства (вакуумного разрядника), через газ, заполняющего межэлектродный промежуток, пропускается разрядный ток. В

результате этого газ ионизируется и зажигается разряд с образованием тонкого проводящего слоя плазмы. Образовавшийся слой плазмы замыкает внешнюю цепь ускорителя, и весь разрядный ток сосредотачивается в нем. Один из примеров осциллограммы разрядного тока *I(t)*, полученной поясом Роговского при давлении плазмообразующего газа 40 мТорр и напряжении на энергонакопительных конденсаторах 3 кВ, приведен на рисунке 2.3.

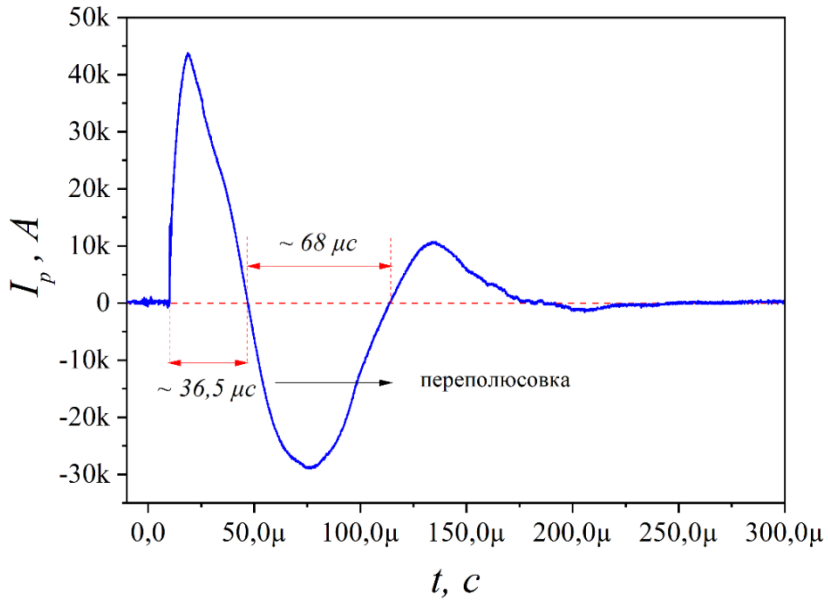


Рисунок 2.3 – Осциллограмма разрядного тока

Принцип работы данной экспериментальной установки заключается в следующем: электрическая энергия, запасенная в конденсаторной батарее, частично расходуется на ионизацию газа и частично преобразуется в кинетическую энергию плазменного потока. Рассмотрим эти процессы более детально на примере рисунков 2.4 и 2.5. В первой половине периода разрядного тока ~ 36,5 мкс (рисунок 2.4), центральный электрод (анод) имеет положительный потенциал. Поэтому, ионы должны дрейфовать в сторону катода, а электроны в сторону анода. Однако из-зи большой массы движение ионов имеет чисто инерционный характер [4]. Поэтому перенос электрического тока между электродами обеспечивается в основном дрейфовым движением электронов. Электрический ток пораждает собственное магнитное поле. Взаимодействие этого поля с электрическим током приводит к электродинамическому ускорению проводящего слоя плазмы под действием силы $\vec{F}_{эм}$ в сторону выхода ускорителя. На выходе из ускорителя слой плазмы вытягивается в параболическую форму (образование токовой петли). Аксиальное движение электронов приводит к появлению продольного электрического поля с силой $\vec{F}_э$. За счет этого присходит ускорение ионов вслед за электронами. По мере удаления токовой петли от среза электродной системы петля обрывается и таким образом происходит выброс плазмы в открытый

конец ускорителя (энергия электромагнитного поля преобразуется в кинетическую энергию направленного движения плазменного потока) (рисунок 2.4).

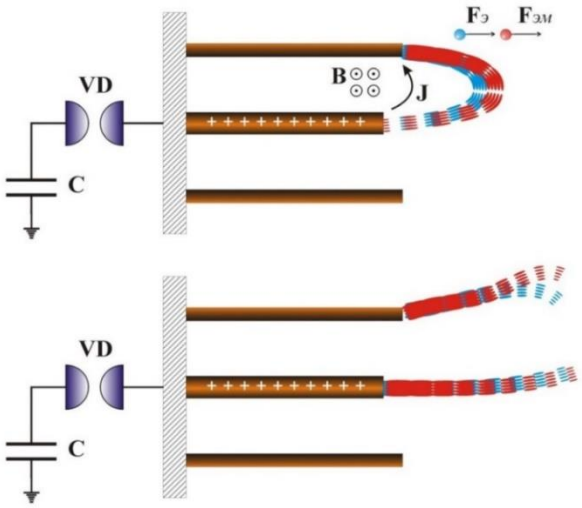


Рисунок 2.4 – Модель движение тонкого проводящего слоя плазмы в ускорительном канале PW-7

Во второй половине периода ~ 68 мкс полярности электродов изменяются на противоположные значения (происходит переполюсовка разрядного тока). В таком случае дрейфовое движение электронов изменяется в направлении катода (рисунок 2.5).

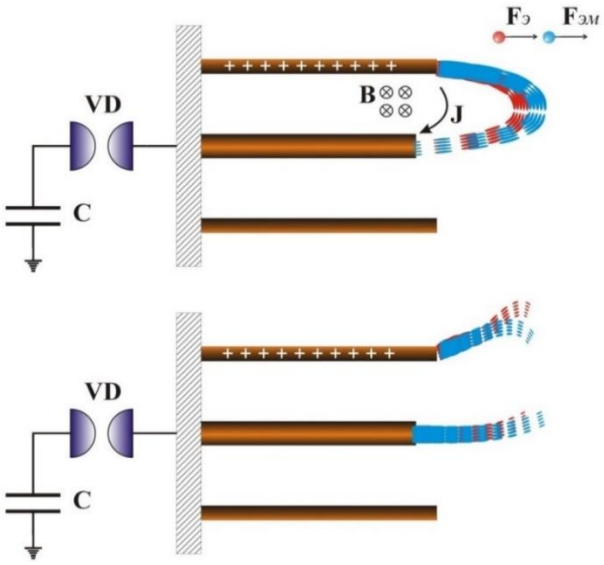


Рисунок 2.5 – Модель движения тонкого проводящего слоя плазмы в ускорительном канале PW-7

Среднее значение направленной скорости плазменного потока было определено экспериментально с помощью цилиндра Фарадея с двумя коллекторами. Принципиальная схема измерения представлена на рисунке 2.6.

Цилиндр Фарадея представляет собой приемник, позволяющий определить полный заряд и плотность потока частиц [74, 78]. Данное устройство состоит из цилиндрического корпуса и коллектора. Коллекторы имеют конструкцию, показанную на рисунке 2.6, и изготовлены из графитовых таблеток. Основным преимуществом данных детекторов является компактность и простота измерения. При использовании таких детекторов частиц необходимо соблюдение следующих требований: поступающие на коллектор частицы должны полностью поглощаться, коллектор частиц не должен быть восприимчив к ложным зарядам, к примеру, вторичным электронам, рождающимся в результате вторичной электронной эмиссии. Существуют несколько способов избежать вторичную электронную эмиссию на поверхности коллектора. Одним из них является использование постоянных магнитов или дополнительных электродов, находящиеся под действием потенциала 150-300 В. Электроды создают электрическое поле внутри цилиндра для улавливания электронов вторичной эмиссии. Однако в нашем случае этого не потребуется, так как измеряется не плотность потока частиц, а скорость потока.

Как показано на рисунке 2.6, коллекторы подключаются к земле через резисторы с сопротивлением $R_2 =$ 14 Ом и $R_1 =$ 80 Ом. Цилиндр был установлен на расстоянии 24 см от среза электродной системы. На рисунке 2.7 показаны осциллограммы напряжений на коллекторах.

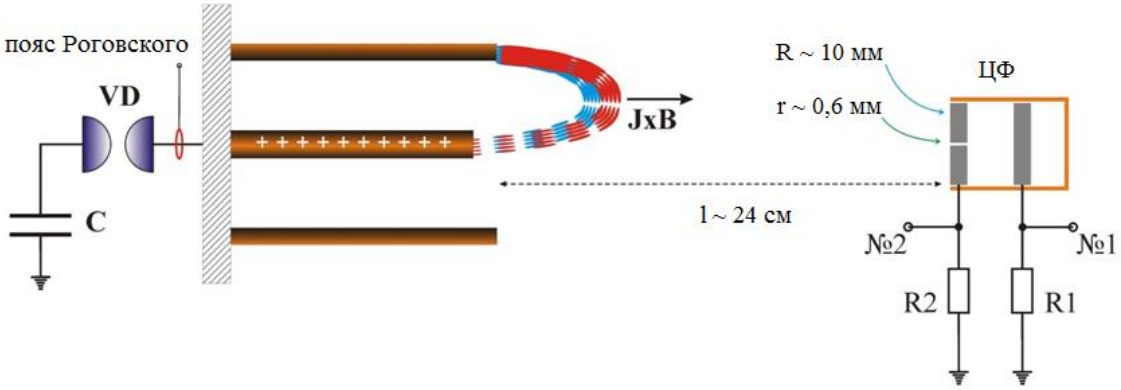


Рисунок 2.6 – Принципиальная схема эксперимента
по измерению направленной скорости плазменного потока

Расчёт скорости производится по определенной формуле при известном расстоянии и времени, в течение которого плазменный поток проходит это расстояние. Расстояние в нашем случае 24 см. Время определяется из осциллограммы 2.7 и равна $\Delta t \sim 7.3$ мкс.

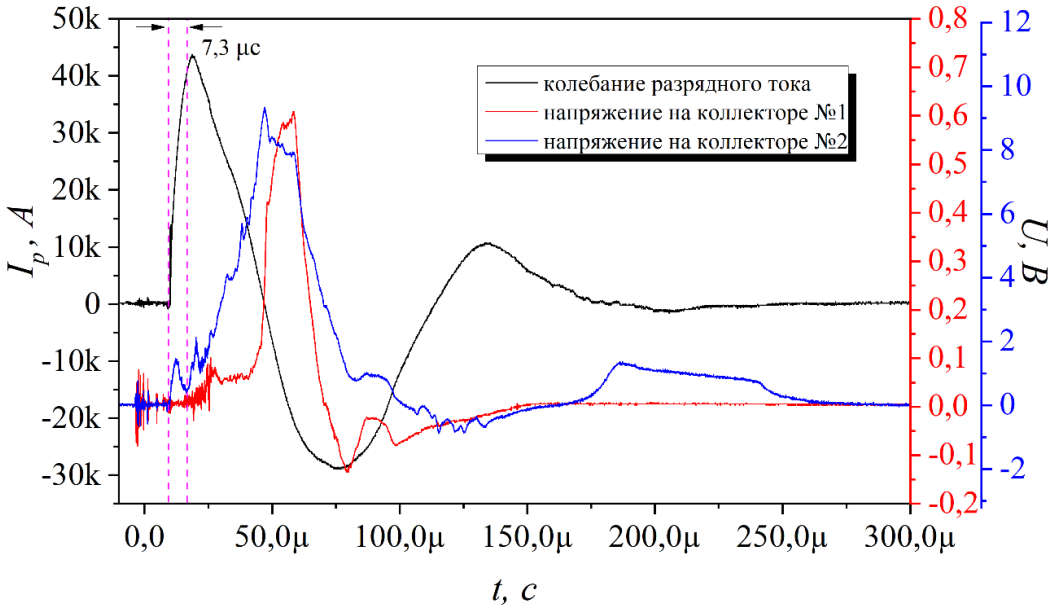


Рисунок 2.7 – Осциллограммы разрядного тока
и напряжений на коллекторах цилиндра Фарадея

Таким образом, рассчитанная данным методом средняя скорость плазменного потока составляет 33,3 км/с.

2.2 Зондовая диагностика плазмы применительно к пристеночной области термоядерных реакторов

Определение основных параметров плазменных потоков стоит начинать с отбора подходящих методов диагностики, которые применительны к пристеночной плазме и обладают достаточно хорошим временным и пространственным разрешением [86]. При этом необходимо, чтобы соблюдалось основное требование: методы диагностики плазменного потока не должны вносить существенные возмущения в плазму.

2.2.1 Описание зондовых методов диагностики

Динамика плазмы в значительной степени определяется электрическими и магнитными полями, возбуждаемыми самой плазмой [87]. Магнитное поле в плазме создается плотностью тока J движущихся зарядов со скоростями υ_e и υ_i и определяется законом Ампера по формуле (2.1):

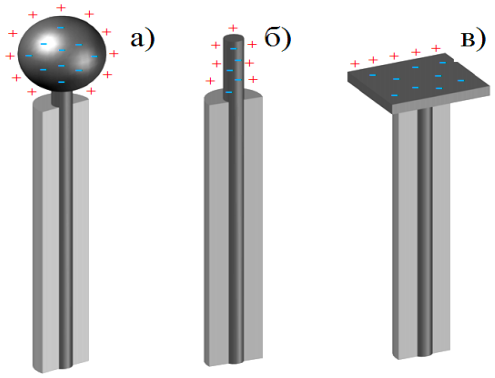
$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \tag{2.1}$$

где $\mu_0 -$ магнитная проницаемость среды. Электрическое поле в плазме порождается объемными зарядами электронов и ионов $\rho = e(Zn_i\upsilon_i + n_e\upsilon_e)$ и описывается законом Гаусса по формуле (2.2):

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \tag{2.2}$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость среды.

Для диагностики плазмы с изменяющимися по времени параметрами целесообразно использовать тройной электростатический зонд [88, 89]. Теория электростатических зондов впервые была представлена в работах Ирвинга Ленгмюра. Электрод – металлический проводник вводится в плазму извне, и на него подаются потенциалы от большого отрицательного значения до умеренных положительных значений. Таким образом, измеряется плотность тока заряженных частиц в электрическом проводнике в зависимости от его потенциала (ВАХ). Конструкция зонда очень проста. Его собирающая поверхность изготавливается из термостойких, тугоплавких материалов, таких как вольфрам, молибден, тантал, платина, углерод. Ее форма может быть сферической, цилиндрической или плоской (рисунок 2.8) [90].

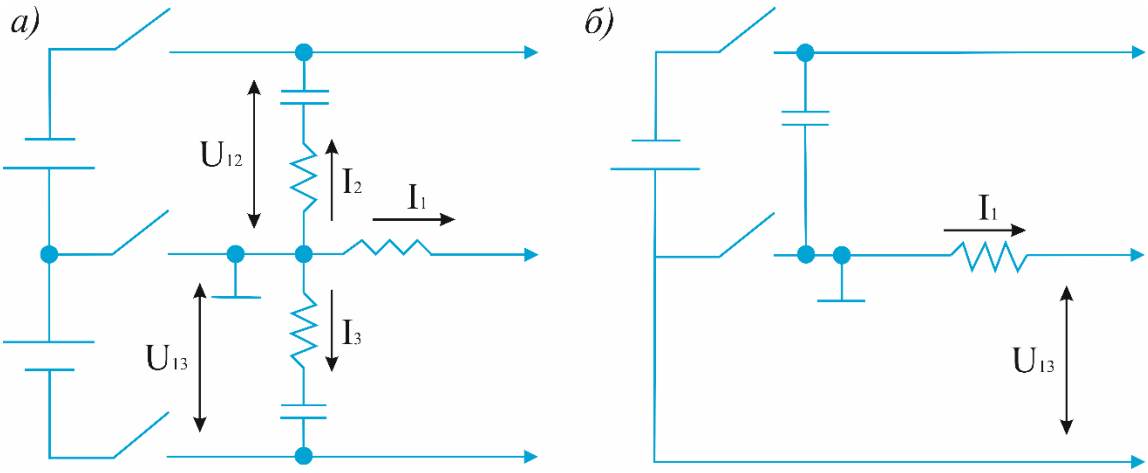


а - сферический; б - цилиндрический; в - плоский

Рисунок 2.8 – Форма собирающей поверхности зонда [90]

В случае цилиндрического зонда плотность тока будет вдвое меньше, чем у сферического. Это связано с малостью площади лимитационной поверхности. Более того, форма поверхности зонда существенно влияет на его вольтамперную характеристику [90, 91]. В случае плоской формы зонд будет иметь большую поверхностную площадь, следовательно, зонд может внести серьезные возмущения в плазму.

Теория и основные недостатки зондового измерения хорошо описаны в [92-95]. Существует два типа тройного электростатического зонда – симметричный и несимметричный. У симметричного зонда три оголенных проводника имеют одинаковые площади, тогда как в несимметричном зонде они имеют различные площади. На практике, как правило, используют симметричный тип зонда, поскольку он имеет преимущества в простоте и быстром отклике. В зависимости от электрических соединений различают несколько режимов работы тройного электростатического зонда: режимы «тока» и «напряжения» (рисунок 2.9) [96].



а - режим тока; б - режим напряжения

Рисунок 2.9 – Режимы работы тройного электростатического зонда [96]

При работе в режиме «тока» обеспечивается высокий уровень точности измерения. Однако, как показано на рисунке 2.9а, в режиме «тока» необходимо использование 2-х постоянных источников напряжения, что приводит к трудностям эксплуатации электростатического зонда. В связи с этим наиболее часто применяется второй режим работы [97]. В этом режиме, относительно плазмы, на два проводника одновременно подаются потенциалы известной полярности с помощью одного внешнего источника, а третий проводник находится под плавающим потенциалом, то есть полный ток на этот проводник является суммой электронного и ионного токов (рисунок 2.9б). Согласно [98, 99], полагая что: распределение электронов по скоростям в плазме является максвелловским; длина свободного пробега электронов больше чем толщина слоя пространственного заряда ионов около проводников ($r_D \ll \lambda$) и радиусов проводников $r \ll \lambda$; r намного меньше, чем расстояние между проводниками, тогда ток в трех проводниках можно считать состоящим из двух частей – высокоэнергетического хвоста максвелловского распределения электронов и тока насыщения ионов, который описываются с помощью формулы (2.3):

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{i,\text{нас}} - I_e e^{-\frac{e\varphi_-}{kT_e}}, \\ I_2 &= I_{i,\text{нас}} - I_e e^{-\frac{e\varphi_+}{kT_e}}, \\ I_3 &= I_{i,\text{нас}} - I_e e^{-\frac{e\varphi_{\text{пл.}}}{kT_e}}, \end{aligned} \qquad (2.3)$$

где $\varphi_{\text{пл.}}$ – плавающий потенциал, T_e – температура электронов, k – постоянная Больцмана, e – элементарный заряд. Как уже было упомянуто выше, ток на третий проводник является суммой электронного и ионного токов, следовательно, ток I_3 равен нулю. Воспользуемся первым законом Кирхгофа $I_1 = -I_2$ и поделим каждый член в правой части выражения (2.4) на $-I_e e^{-\frac{e\varphi_+}{kT_e}}$:

$$\frac{I_2 - I_3}{I_2 - I_1} = \frac{I_{i,\text{нас}} - I_e e^{-\frac{e\varphi_+}{kT_e}} - I_{i,\text{нас}} + I_e e^{-\frac{e\varphi_{\text{пл.}}}{kT_e}}}{I_{i,\text{нас}} - I_e e^{-\frac{e\varphi_+}{kT_e}} - I_{i,\text{нас}} + I_e e^{-\frac{e\varphi_-}{kT_e}}}. \quad (2.4)$$

В таком случае получим формулу:

$$\frac{1}{2} = \frac{1 - exp\left(\frac{-e(\varphi_{\text{пл.}} - \varphi_+)}{kT_e}\right)}{1 - exp\left(\frac{-e(\varphi_- - \varphi_+)}{kT_e}\right)}, \quad (2.5)$$

известно, что $e(\varphi_- - \varphi_+) \gg kT_e$, исходя из этого, из формулы (2.5) получим:

$$\varphi_+ - \varphi_{\text{пл.}} = \left(\frac{kT_e}{e}\right)\ln(2). \quad (2.6)$$

Таким образом, с помощью соотношения (2.6) можно определить температуру электронов путем измерения напряжения $U_{13} = \varphi_+ - \varphi_{\text{пл.}}$, возникающего между проводниками 1 и 3. Отсюда нетрудно видеть, что по измеренному значению температуры электронов можно определить концентрацию электронов на основании соотношения:

$$n_e = \frac{1}{exp\left(-\frac{1}{2}\right) Se\sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}} I_1, \quad (2.7)$$

где $I_1 = U_{12}/R$ (U_{12} – напряжение, измерямое между проводниками 1 и 2).

Главная особенность рассматриваемого метода заключается в прямом и мгновенном измерении температуры и концентрации электронов. Более того, в данном методе не приходится строить вольтамперную характеристику. Это позволяет избежать усреднения величины токов на зонд. Как известно, при изучении нестационарных плазменных источников, усреднение крайне необходимо для построения реального ВАХ-а электростатического зонда. Также следует отметить, что в отличие от одинарного и двойного зондов, тройной электростатический зонд способен проводить измерения в фиксированном значении напряжения, что является еще одной привлекательной особенностью данного метода [75, 77, 82].

В плазменных системах, где ожидаются высокоамперные токи, важно измерить распределение величины создаваемых этими токами магнитных полей. Распределение магнитных полей определяет магнитогидродинамическую устойчивость (стабильность конфигурации) плазменных систем. Более того, измерив, распределение магнитных полей можно идентифицировать пространственное положение плазмы, найти

распределение плотности тока [100-102]. В плазме на постоянном токе изменение величин магнитных полей не существенно, поэтому измерение распределения магнитных полей не дает полезную информацию. В случае плазмы, создаваемой импульсными разрядами, исследование распределения магнитных полей имеет особую значимость. В импульсных разрядах конфигурация магнитных полей имеет сложный характер, так как плазма перемещается в пространстве, кроме того, взаимодействие магнитного поля с плазмой происходит за короткое время. Существуют методы диагностики создаваемой импульсным разрядом плазмы, где используются высокочувствительные магнитные зонды [103-107]. Магнитный зонд – это индуктивная катушка (соленоид) небольшого размера, состоящая из всего нескольких витков. Если магнитный зонд поместить в изменяющееся по времени магнитное поле *B(t)*, на его концах индуцируется электродвижущая сила (эдс):

$$\varepsilon = nS\dot{B}, \tag{2.8}$$

где $n -$ количество витков, $S -$ поперечная площадь катушки.

Достоверность метода измерения магнитного поля магнитными зондами зависит от чувствительности и частотной характеристики зонда. Данные параметры также определяют условия применимости магнитных зондов:

1) известно, что при зажигании импульсных разрядов создаются электромагнитные помехи (шум), поэтому магнитный зонд должен обладать высокой чувствительностью (величина полезного сигнала должна в несколько раз превосходить величину электромагнитных помех);

2) в импульсных разрядах магнитное поле быстро изменяется по времени, поэтому магнитный зонд должен иметь хорошую частотную характеристику и высокий отклик;

3) габариты магнитного зонда должны быть маленькими для того, чтобы в плазму не внести существенные возмущения.

Частотная характеристика магнитного зонда, намотанного из n витков и имеющего радиус r, оценивается по формуле [108]:

$$\tau = \frac{L}{R} = \frac{Fn^2r}{R}, \tag{2.9}$$

где $L -$ индуктивность катушки, $R -$ волновое сопротивление кабеля, $F -$ постоянная, зависящая от отношения длины катушки к ее радиусу, $F = 0{,}029$ [109]. При использовании магнитного зонда необходимо рассматривать отношение сигнал/шум. Для получения минимального значения отношения магнитный зонд обычно электростатически экранируется диэлектриком.

2.2.2 Измерение ионного тока насыщения и флуктуаций электронной плотности и температуры в импульсном плазменном потоке

Плазменные потоки в ускорителях обеспечивают высокие плотности энергии. Поэтому, после каждого импульса, электростатический зонд будет подвергаться тепловой нагрузке периодически, что может привести к существенным искажениям результатов. В этом смысле использование тройного электростатического зонда имеет ряд преимуществ.

Рабочий участок цилиндрического тройного электростатического зонда был изготовлен из вольфрамовых проволок. Диаметр каждой проволоки равен $d = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ м (соответственно радиус $r = 0{,}25 \cdot 10^{-3}$ м), длина рабочего участка зонда равна $l = 4{,}2 \cdot 10^{-3}$ м. Расстояние между проволоками составляет $s = 5 \cdot 10^{-3}$ м. Кроме рабочего участка зонды были изолированы керамической трубкой. Внешний вид измерительного зонда показан на рисунке 2.10. Использование таких материалов, как вольфрам и керамика связано с тем, что они выдерживают высокие температуры. Также керамика имеет хорошие изоляционные свойства по сравнению с другими диэлектриками. Отметим, что параметры измерительного зонда подбирались таким образом, чтобы образующиеся около зонда слои объемных зарядов не перекрывались между собой, то есть так, чтобы выполнялось условие $s >> d$ или условие $s/d >> 1$. Более того, уровень давления в разрядной камере низкий, поэтому длина свободного пробега заряженных частиц ($\lambda_e \approx \frac{10^{-1}}{p}, \lambda_i \approx \frac{10^{-2}}{p}$) на несколько порядков превышает размер зонда.



Рисунок 2.10 – Внешний вид измерительного зонда

Остановимся к вопросу образования слоя объемного заряда около зонда. Для этого, прежде всего, определим толщину слоя при температуре $T_e = 100$ эВ и концентрации $n_e = 10^{14}$ см$^{-3}$. В результате получим следующее выражение:

$$r_D = 740 \cdot \sqrt{\frac{T}{n}} = 740 \cdot \sqrt{\frac{100}{10^{14}}} = 7{,}4 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \qquad (2.10)$$

Из (2.10) вытекает, что $r_D \ll r$. На основе этого можно судить об образовании тонкого слоя. В таком случае, ток, текущий на цилиндрический зонд, определяется как:

$$I = j \cdot S_{r_D}, \tag{2.11}$$

где $j -$ плотность тока заряженных частиц, $S_{r_D} -$ площадь тонкого слоя (другим словом эффективная площадь собирающей поверхности электростатического зонда).

Основным фактором, влияющим на достоверность данных, полученных с тройного зонда, является не корректное измерение зондом тока ионного насыщения. Для обеспечения максимальной надежности измерения, тщательно следует рассмотреть данный фактор. Согласно теории Ленгмюра, ток ионного насыщения не зависит от потенциала отрицательного зонда. На самом деле, это не совсем так. С ростом потенциала зонда ток ионного насыщения будет также увеличиваться. Эта зависимость будет линейной:

$$\left[I_{i,\text{нас.}}(\varphi)\right]^2 = [I_i(\varphi_{\text{пл.}})]^2(1 + \beta\Delta\varphi), \tag{2.12}$$

где $\varphi_{\text{пл.}} -$ плавающий потенциал, $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{\text{пл.}} -$ разница между потенциалом зонда и плавающим потенциалом, $\beta -$ характерная величина, зависящая от геометрических параметров зонда, давления и характеристик разряда. Этот эффект объясняется характеристиками слоя положительного объемного заряда в призондовой области. При высоких потенциалах зонда площадь слоя около зонда начинает расширяться. Это объясняется тем, что потенциал зонда может распространяться за пределы слоя объемного заряда и притягивать положительные ионы. Также это может быть связано с процессом ионизации нейтральных атомов в области, где расположен зонд. Поэтому ионизация нейтральных атомов может быть дополнительным источником положительных ионов. Учет данного фактора существенно может уменьшить погрешность зондового измерения [110]. В таком случае величина измеряемого тока зондом является оценочной. Был поставлен следующий эксперимент для прямой проверки наличия этого эффекта: к зондам был приложен постоянная разность потенциалов, в диапазоне $U_{12} =$ 40-180 В. В установленных напряжениях измерялись токи ионного насыщения. Зонд находился внутри разрядной камеры на расстоянии 10 см от электродной системы. На протяжении всего эксперимента напряжение на энергонакопительных конденсаторах и давление в разрядной камере были фиксированными: 3 кВ и 40 мТорр соответственно. Электрические сигналы от тройного зонда регистрировались цифровым четырехканальным осциллографом Lecroy Wavejet 354A. Его частота дискретизации составляет 500 МГц. Тройной зонд соединяется с осциллографом посредством коаксиальных кабелей, имеющих волновое сопротивление 50 Ом.

Полученные в эксперименте с зонда осциллограммы тока обрабатывались в программе «Origin» и была построена зависимость ионного тока насыщения от напряжения на зонде, как представлено ниже на рисунке 2.11.

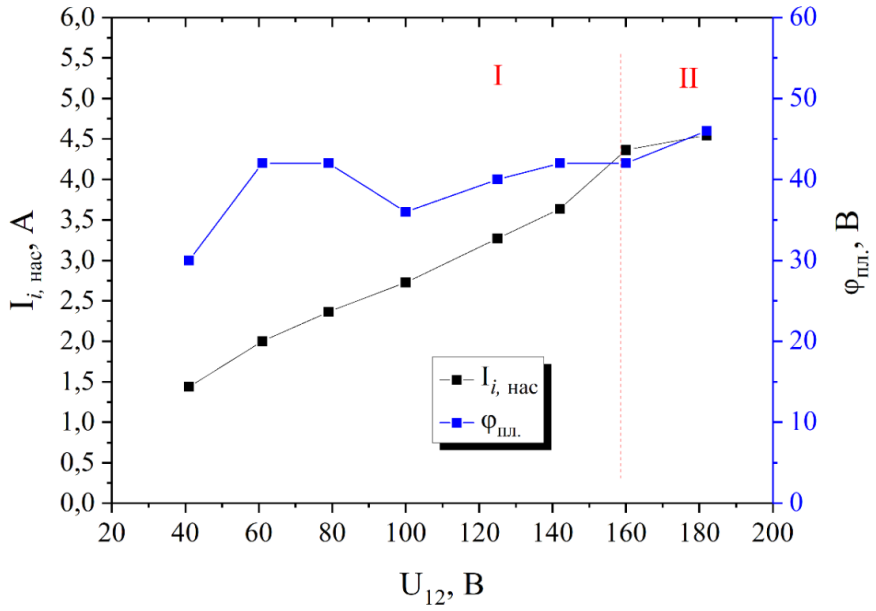


Рисунок 2.11 – Зависимость ионного тока насыщения
и плавающего потенциала от напряжения на зонде

Как видно из рисунка 2.11, при напряжениях на зонде U_{12} = 40-160 В, ионный ток насыщения $I_{i,\ нас}$ растет линейно (участок I). Исходя из этого, можно заметить, что насыщения ионного тока не происходит. Поэтому определение плотности электронов в данном участке вольтамперной характеристики не приводит к разумной точности измерения.

Одной из причин увеличения ионного тока насыщения, может, является не установившееся стационарное состояние слоя объемного заряда положительных ионов в призондовой области отрицательно заряженного зонда. Вследствие имеющегося различия между скоростями электронов и ионов, для установления стационарного состояния слоя объемного заряда, необходимо выполнение критерия Бома. Согласно критерию Бома, направленная скорость положительных ионов должна превышать тепловую скорость электронов. Следовательно, приложенное к зонду напряжение U_{12} должно быть на порядок больше величины kT_e/e. В нашем случае ионный ток начинает нассыщаться от величины напряжение смещение 160-180 В (рисунок 2.11, участок II). Последующее увеличение напряжения привело к значительному возмущению плазмы и, следовательно, искажению зондовых сигналов, как и было описано в работе [111]. Наблюдаемый в эксперименте насыщение ионного тока дает полное основание говорить, что увеличение эффективной площади зонда вследствие увеличения в окрестности зонда слоя объемного заряда ионов не происходит. Это значительно уменьшает погрешность измерения. Очевидно, в

таком случае в надежности использования метода тройного электростатического зонда нет сомнений. Зонд, который не подключен к внешнему источнику напряжения, в плазме будет находится под плавающим потенциалом $\varphi_{\text{пл.}}$. Этот изолированный проводник заряжается отрицательно, ввиду того, что подвижность электронов много больше чем ионов ($\upsilon_e \gg \upsilon_i$). Электронные и ионные потоки к данному зонду равны, следовательно общий ток равен нулю. $\varphi_{\text{пл.}}$ измерялся осциллографом. С увеличением величины напряжения U_{12}, значение этого потенциала практически остается неизменной (остается постоянным в пределах 40-45 В). Последующее увеличение напряжения выше 180 В привел к искажению зондовых сигналов. В связи с этим в эксперименте возникали технические трудности обработки осциллограмм токов и плавающих потенциалов. Для исключения данной проблемы измерения зондом проводились при невысоком напряжении, то есть при $U_{12} = 80$ В (которое составляет 50 % от напряжения 160 В, при котором наблюдается насыщение тока ионов). На всем протяжении эксперимента для рассчета плотности и температуры электронов в потоке плазмы данное напряжение оставалось фиксированным. В этом случае рассчитанные значения плотности и температуры электронов значительно ниже абсолютных значений, примерно на два порядка. Для получения аксиального распределения плотности и температуры электронов в плазменном потоке, был использован линейный актуатор (рисунок 2.10). Он позволил переместить зонд вдоль оси вакуумной камеры. Измерения проводиись на произвольно выбранных расстояниях от среза электродной системы z_1 = 11 см, z_2 = 22 см, и z_3 = 33 см соответственно. Постоянная разность потенциалов на электростатический зонд, равная по величине $U_{12} = 80$ В, была установлена с помощью автономного блока питания (рисунок 2.12).

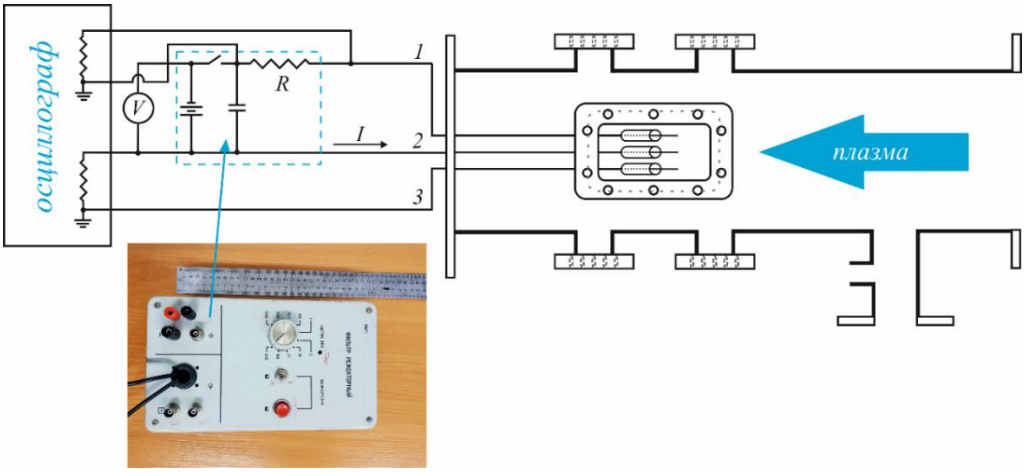
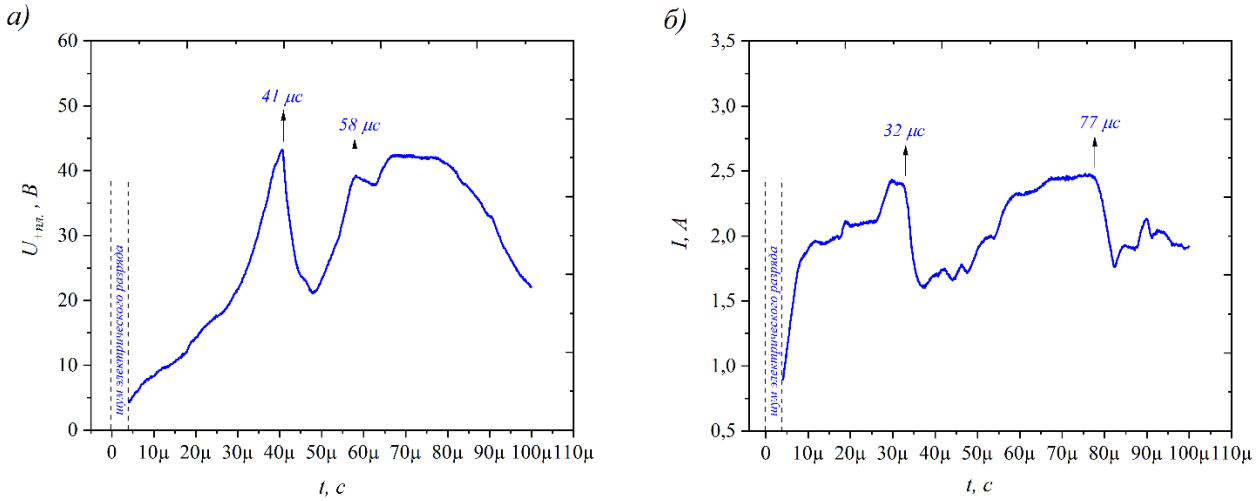


Рисунок 2.12 – Принципиальная схема тройного электростатического зонда

Автономность блока питания обеспечивает гальваническую развязку между зондом и внешней цепью ускорителя. Таким способом удалось

устранить электромагитные высокочастотные помехи, создаваемые высоковольтными импульсными сигналами и которые не связаны с изменением тока на зонде. Также для устранения высокочастотных колебаний, создаваемых плазменной перемычкой (в момент запуска плазменного ускорителя), была использована интегральная цепочка с пропускающей способностью 13 кГц.

На рисунке 2.13 показаны типичные осциллограммы ионного тока и напряжения между плавающим и положительно заряженным электродами на расстоянии 11 см.



а - ионный ток; б - напряжения между
плавающим и положительно заряженным электродами

Рисунок 2.13 – Осциллограммы сигналов тройного электростатического зонда

Следует отметить, что в течение первых четырех микросекунд после начала разряда, на осциллограммах не отражены значения тока и напряжения, что обусловлено наличием электромагнитных помех, вызванных электрическим разрядом. Далее ионный ток и напряжение между плавающим и положительно заряженным электродами монотонно увеличиваются. Через некоторое время на обоих графиках появляются провалы. Исходя из данных социллограмм, были построены зависимости температуры, и плотности электронов в плазменном потоке от времени. Результаты представлены на рисунках 2.14-2.16.

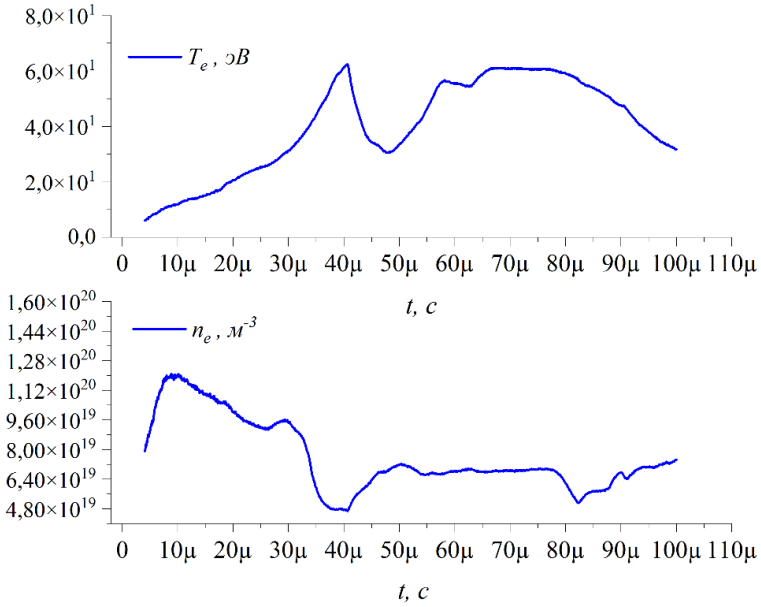


Рисунок 2.14 – Зависимость плотности и температуры электронов в плазменном потоке от времени. Расстояние между электродной системой и зондом – 11 см

На полученных графиках (рисунок 2.14) можно выделить несколько характерных особенностей. В начале импульса плотность электронов монотонно увеличивается, что, очевидно связано с приходом в зондовую область переднего фронта плазменного потока. На участке t ~ 10-30 мкс плотность электронов имеет спадающую зависимость. Это может быть обусловлено приближением хвостовой части плазменного потока. Плотность электронов на хвосте потока будет меньше так как происходит затухание колебаний разрядного тока в течение одного полупериода. Также на графике плотности электронов наблюдаются провалы, характеризующиеся резким падением значения плотности электронов. Это указывает на срыв плазменного потока (шнура) с последующим отделением плазменного сгустка от электродов. Плотность электронов падает до минимума в 41 микросекунду, что говорит об уходе из зондовой области отделившегося от электродов плазменного сгустка. Снижение плотности электронов приводит к росту температуры электронов, что обусловлено увеличением кинетической энергии электронов. Точке минимум значения плотности соответствует максимум значение температуры электронов. Таким образом выявлено, что в отделившемся плазменном потоке движение электронов происходит практически без столкновения. Далее на участке t ~ 41-48 мкс плотность электронов снова монотонно увеличивается, при этом температура электронов уменьшается до минимума значения, что связано с потерей энергии электронов. К увеличению плотности электронов приводит вторичный плазменный поток, формирующийся вслед за первичным плазменным потоком. На участке t ~ 48-77 мкс особых флуктуации плотности не наблюдается. Однако в районе 77 мкс сново возникает провал на графиках плотности электронов, что также может быть обусловлено отрывом плазменного сгустка от электродов. Такие особенности также наблюдаются на

осциллограммах плотности и температуры электронов, полученных на расстояниях 22 см и 33 см от среза электродной системы (рисунки 2.15 и 2.16).

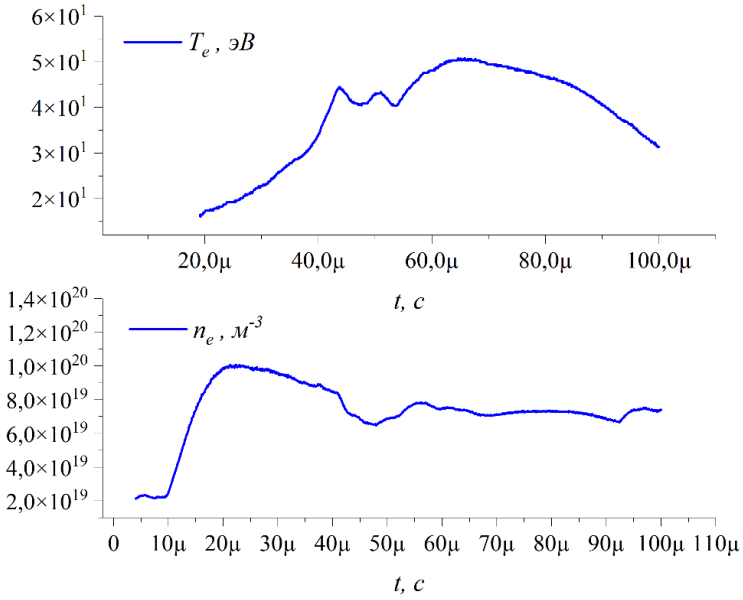


Рисунок 2.15 – Зависимость плотности и температуры электронов в плазменном потоке от времени. Расстояние между электродной системой и зондом – 22 см

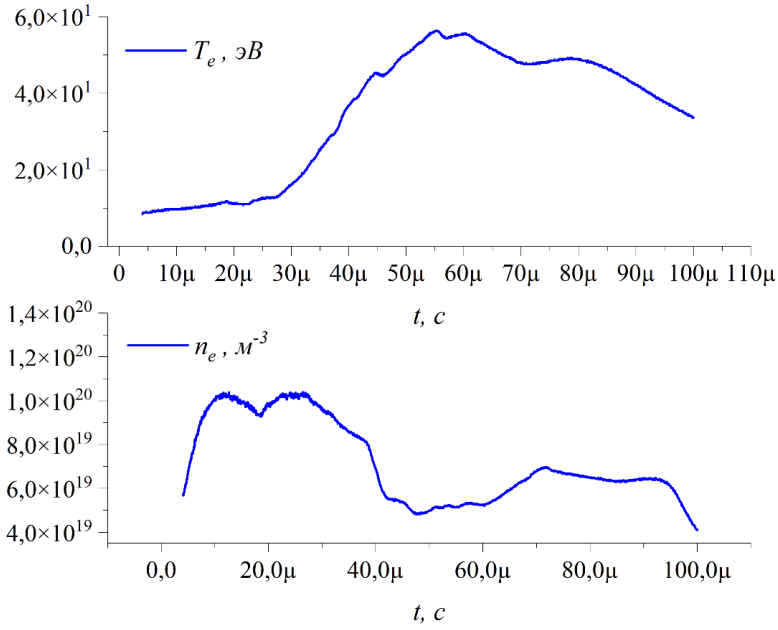


Рисунок 2.16 – Зависимость плотности и температуры электронов в плазменном потоке от времени. Расстояние между электродной системой и зондом – 33 см

Срыв (расслоение) плазменного потока было зарегестрировано с помощью высокоскоростной камерой Phantom VEO710S [112]. Результаты представлены на рисунке 2.17.



а) б)

в) г)

а - 13,2 мкс; б - 19,8 мкс; в - 26,4; г - 72,6 мкс

Рисунок 2.17 – Фотокадры первичного потока (а, б) и
и вторичного потока (в, г). Скорость сьемки 150000 к/с

Камера была установлена на штативе. Съемка динамики процессов, происходящих в канале плазменного ускорителя, осуществлялась при скорости съемки 150000 кадров в секунду. Съемка производилась в направлении, перпендикулярном оси вакуумной камеры.

Поскольку камера фиксирует только свечение плазмы она не может дать полную информацию о пространственной структуре плазменного потока. По мере движения плазмы его свечение меняется, как это видно на полученных фотокадрах (рисунки 2.17а-2.17г). Через 13,2 мкс после появления плазменной перемычки в межэлектродном пространстве камерой было зафиксировано яркое плазменное свечение, что обусловлено достижением плазменного потока области обзора камеры. С течением некоторого времени плазменное свечение резко уменьшается. В этот момент происходит срыв плазменного потока. Возможно, затухание разрядного тока и неравновесные приэлектродные процессы (например, эрозия поверхности электродов, образование области пространственных зарядов) приводят к срыву плазменного потока. Как следует из рисунка 2.17в следом за первичным плазменным потоком в область обзора приходит вторичный поток. Однако его свечение относительно слабее чем свечение первичного потока. Между первичным и вторичным потоками также имеется различие в продолжительности. Вторичный поток более растянут по времени. Таким образом, с помощью высокоскоростной камеры, фиксирующей свечение плазмы, было подтверждено достоверность интерпретации результатов, полученных зондом с тремя электродами.

На рисунке 2.18 показано изменение параметров плазмы с увеличением расстояния. Было замечено, что с увеличением расстояния средние значения плотности и температуры электронов уменьшаются. Средняя плотность и

температура электронов уменьшается до $7{,}36 \cdot 10^{-19}$ м$^{-3}$ на расстоянии 22 см и до $7{,}18 \cdot 10^{-19}$ м$^{-3}$ на расстоянии 33 см. Также температура электронов уменьшается от 40,55 эВ до 38,38 эВ на расстоянии 22 см и до 35,07 эВ на расстоянии 33 см. Таким образом, выявлено, что средние значения плотности и температуры электронов имеют тенденцию к уменьшению по мере увеличения расстояния, несмотря на флуктуацию данных параметров в зондовой области в течение всего времени импульса.

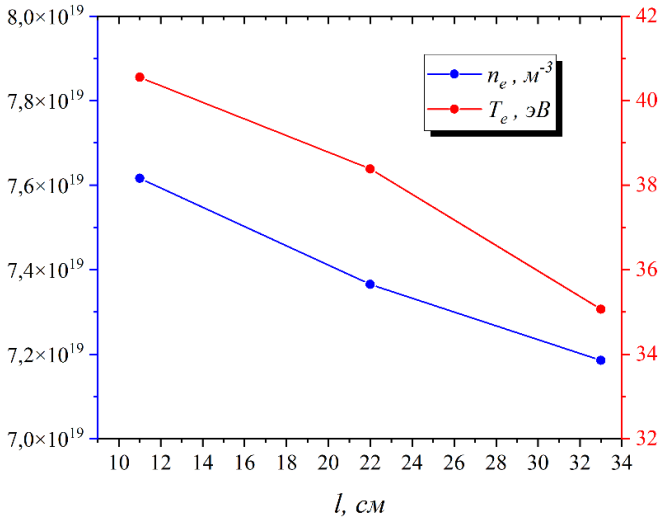


Рисунок 2.18 – Зависимость параметров плазмы от расстояния

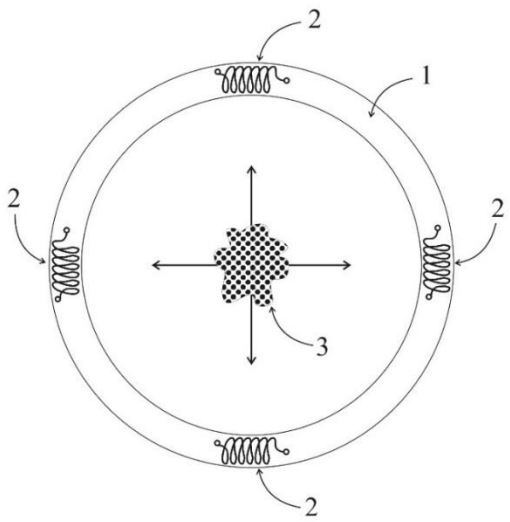
Погрешность зондового измерения определяется толщиной слоя около зонда (эффективной площадью зонда). С ростом потенциала зонда толщина данного слоя увеличивается. Анализ этих погрешностей оценивает максимальную неопределенность измерений температуры и плотности электронов трехзондовым методом. Согласно теории, погрешности определения плотности и температуры электронов не превышает 60 % и 30 % [113]. Для сглаживания высокочастотного электромагнитного шума между зондом и осциллографом был использован фильтр, установленный на частоту разряда. Погрешности измерения, возникающие в результате сглаживания сигналов, не превышают 5 %. Таким образом, было показано, что с помощью метода тройного электростатического зонда можно определить не только средние значения температуры и плотности электронов, но и наблюдать изменение плотности и температуры электронов по времени. Выявлено, что эти параметры флуктуируют в зондовой области, что свидетельствует о нестационарном потоке плазмы. Таким образом полученные результаты могут обеспечить развитие методов локальной диагностики импульсных плазменных потоков применительно к диагностике пристеночной плазмы токамаков, где значения плотности и температуры плазмы не высокие $3 \cdot 10^{18}$-$5 \cdot 10^{18}$ м$^{-3}$ и T_e = 30 эВ [114].

2.2.3 Измерение пространственного и временного распределения магнитного поля импульсного плазменного потока

Поскольку физические процессы в пристеночной области обусловлены кинетическим (силовым) воздействием плазмы на материалы первой стенки, то при моделировании, важно обратить внимание на получение высоконцентрированных потоков плазмы [115, 116]. В то же время, осевая и азимутальная неоднородности плазменного потока приводят к тому, что уменьшается эффективность обработки кандидатных материалов первой стенки. А это показывает, что пространственная структура плазмы в импульсных ускорителях сложная. Поэтому это необходимо учитывать. Структурные особенности импульсного плазменного потока отражаются в топологии его собственного магнитного поля. Для исследования пространственной структуры (конфигурации) плазменного потока был разработан четырехзондовый метод измерения азимутального магнитного поля плазменного шнура [76]. Этот метод включает четыре магнитных зонда, распределенных по азимутальным углам 0^0, 90^0, 180^0, 270^0 (рисунок 2.19). Параметры зондов, следующие: количество витков: 7, диаметр с учетом медной проволоки: 2,29 мм. Магнитные зонды расположены в одной защитной оболочке из диэлектрика и экранированы материалом из ферромагнетика. Также их перевитые концы были завернуты фольгой. Это позволяло устранить влияние нежелательных электромагнитных полей, вызванных токовой перемычкой в межэлектродном пространстве.

Полученные сигналы с магнитных зондов поступали к входу пассивной интегральной цепочки, поэтому на выходе цепочки их величины являются пропорциональными интегралу по времени сигналов на входе. Оптимальная время интегрирования цепочки определялась экспериментально путем подбора параметров резистора и конденсатора. и составила $\tau = RC \sim 12$ мкс. Для регистрации выходных сигналов был использован цифровой осциллограф.

Магнитные зонды распологались на расстоянии 23 см от электродной системы. Параметры катушек подбирались так, чтобы они были очень чувствительны к импульсным быстрым колебаниям магнитного поля и имели хорошый отклик по времени. Это было выполнено рассчитыванием постоянной времени L/R_0 ($L -$ индуктивности катушек, $R_0 -$ сопротивление коаксиального кабеля), определяющей верхнюю границу частотной характеристики магнитных зондов. Ее значение должно быть очень маленьким для того, чтобы существенно не снизить чувствительность зондов к быстрым колебаниям магнитного поля. Это можно объяснить тем, что токи, самоиндуцируемые в катушках не служили помехой к прохождению магнитного поля плазменного шнура.



1 - защитная оболочка (экран); 2 - магнитные зонды;
3 - фронт импульсного плазменного потока [76]

Рисунок 2.19 – Измерительная система для
получения пространственного и временного распределения
азимутального магнитного поля импульсного плазменного потока

Был проведен расчёт индуктивностей однослойных магнитных зондов по известной формуле:

$$L = \frac{39{,}4 \cdot r^2 \cdot N^2}{9r + 10l}, \tag{2.13}$$

где r и $l -$ соответственно, радиус и длина зонда в метрах, $N -$ число витков. Расчетные значения индуктивностей магнитных зондов составляют $L \approx 0{,}12$ мкГн. В таком случае постоянная времени $L/R_0 \approx 0{,}12$ мкГн/50 Ом составляет 2,4 нс. При эффективной площади магнитных зондов, равных $S_{\text{эфф}} = n \cdot S \approx 7 \cdot 4{,}12 \cdot 10^{-6} \approx 28{,}84 \cdot 10^{-6}$ м^2, чувствительность магнитного зонда определяется как:

$$\frac{U_{\text{вых}}}{B} = \frac{S_{\text{эфф}}}{RC} = \frac{28{,}84 \cdot 10^{-6}}{12 \cdot 10^{-6}} = 2{,}4 \ \frac{\text{В}}{\text{Тл}}, \tag{2.14}$$

Для калибровки магнитных зондов были сделаны следующие процедуры. Зонд и эталонный магнитный датчик Холла «49Е852Х» помещены в центр многослойной катушки. При пропускании через катушку тока, в центральной области катушки создается высокой степени однородное магнитное поле. Схема калибровочного стенда приведена на рисунке 2.20.

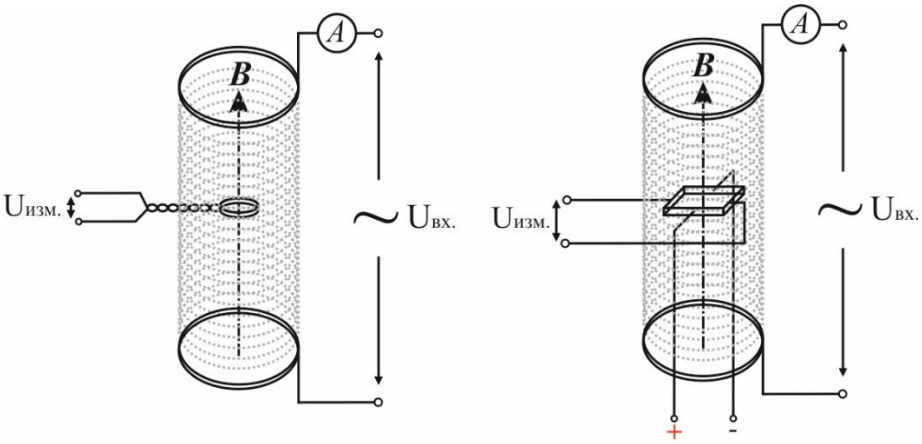
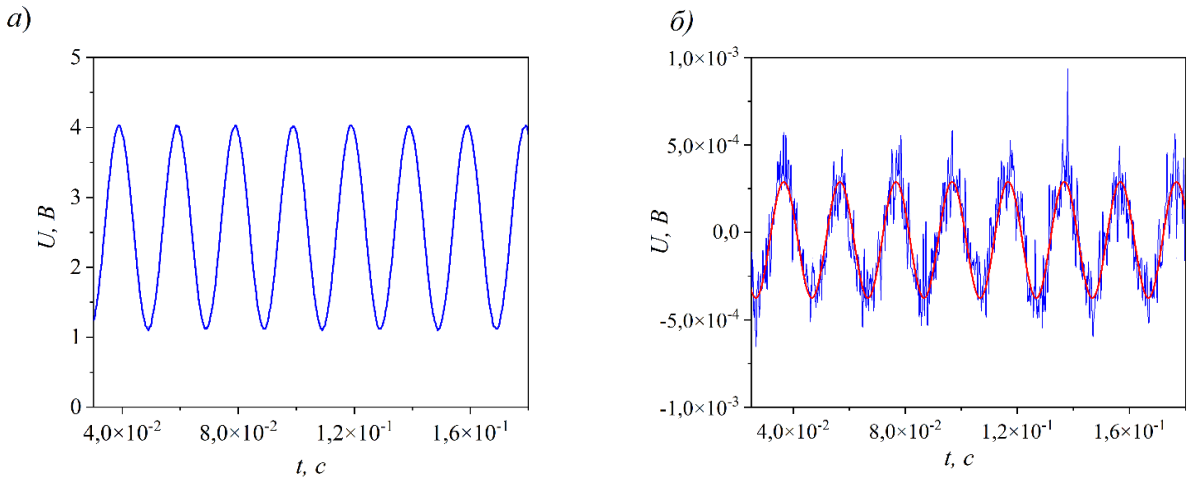


Рисунок 2.20 – Схема стенда для калибровки магнитных зондов

Ток в многослойной катушке измеряется токоизмерительным клещом. На рисунке 2.21 приведены осциллограммы напряжения на зонде и на эталонном магнитном датчике Холла.



а - с магнитного зонда; б - с эталонного магнитного датчика Холла

Рисунок 2.21 – Осциллограммы сигналов

Связь между индукцией магнитного поля в центре катушки и электродвижущей силы на перевитых концах зонда дается формулой:

$$\varepsilon_0 = NS\omega B_0, \qquad (2.15)$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота тока.

Следует отметить, что формы сигналов с магнитных зондов и эталонного магнитного датчика Холла качественно хорошо совпадают. При токе в катушке 5 А, индукция магнитного поля, определенная по передаточной характеристике магнитного датчика Холла (рисунок 2.22), составляет 0,1 Тл.

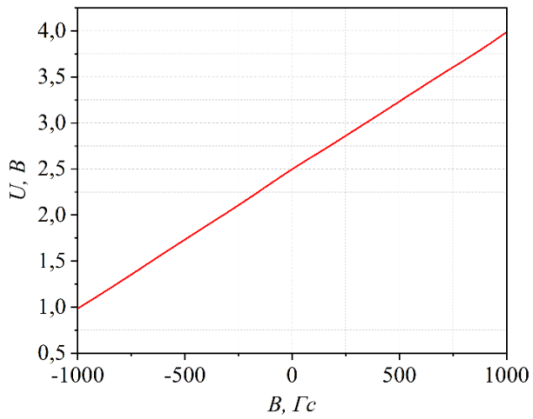
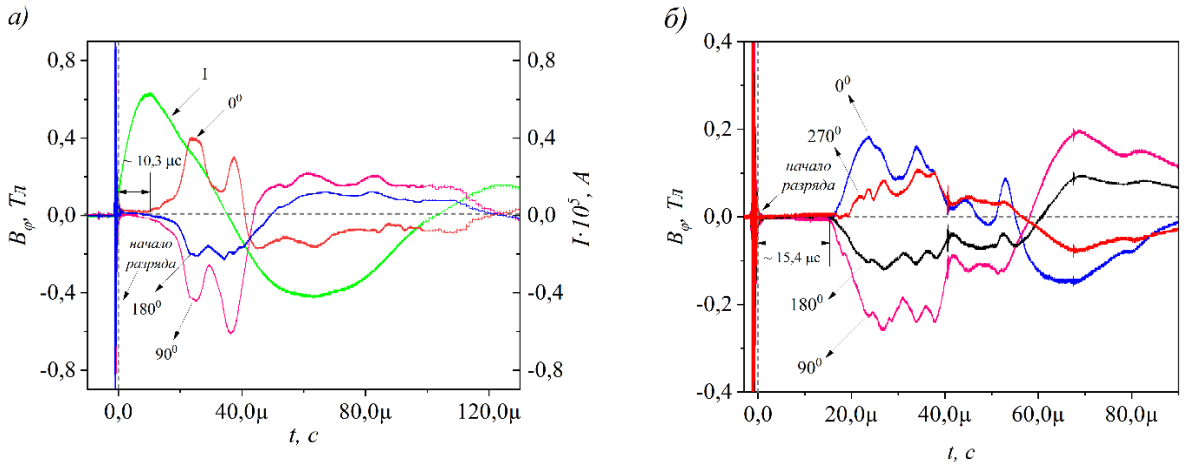


Рисунок 2.22 – Калибровочная кривая эталонного магнитного датчика Холла

Индукция магнитного поля, рассчитанная по формуле (2.15), составляет 0,09 Тл. Таким образом, с учетом погрешности измерения магнитного датчика «49E852X», представленной в его технической документации, чувствительность (реакция) магнитных зондов к магнитному полю составляет не более 11% [79]. Для измерения азимутальной компоненты магнитного поля B_φ импульсного плазменного потока, как показано на рисунке 2.21, магнитные зонды были расположены в азимутальных углах: $\varphi_1 = 0^0$, $\varphi_2 = 90^0$, $\varphi_3 = 180^0$ и $\varphi_4 = 270^0$. На рисунках 2.25 и 2.24 показаны результаты измерения $B_\varphi(\varphi)$. Анализ показывает, что форма, амплитуда, и фаза сигналов с магнитных зондов, расположенных на одинаковом расстоянии от электродной системы z = 23 см и радиусе r = 7 см, но в различных азимутальных углах отличаются. Как следует из рисунков 2.25 и 2.24, сигналы на магнитных зондах появляются за время Δt ~ 10,3-15,4 мкс, после появления сигнала разрядного тока на поясе Роговского. Исходя из этого, можно оценить количественно среднюю скорость течения импульсного плазменного потока [117]. В предположении того, что образование плазменной перемычки начинается с поверхности изолятора в зазоре между электродами, средняя скорость потока можно определить следующим образом: (23 см + 35 см)/Δt. Таким образом, средняя скорость потока составляет $\upsilon_{\text{ср}} = 47$ км/с, и это величина скорости является оценочным.

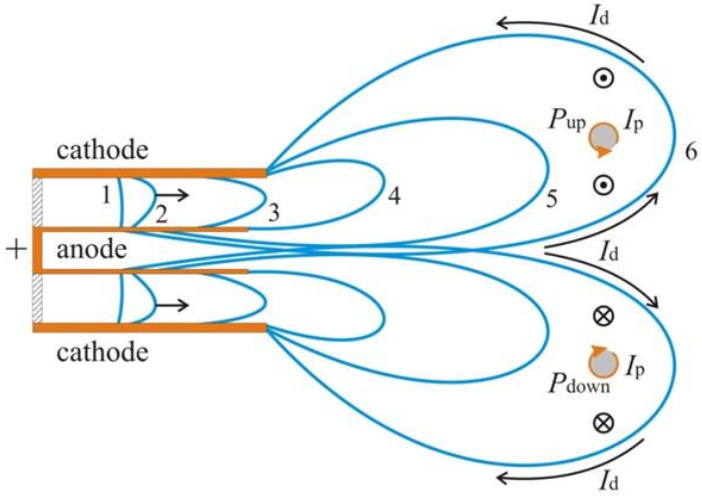


а - сигналы с магнитных зондов и пояса Роговского;
б - сигналы с магнитных зондов

Рисунок 2.23 – Распределение азимутального магнитного поля импульсного плазменного потока. Давление плазмообразующего газа 40 мТорр, напряжение на энергонакопительных конденсаторах 4 кВ

Обмотки всех измерительных катушек соответствовали ходу часовой стрелки, как правило, для согласования полярностей полученных зондовых сигналов с направлением магнитного поля плазменного шнура. Тем не менее, в ряде случаев были обнаружены сигналы с отрицательной полярностью, например, при азимутальных углах 90^0 и 180^0 (рисунок 2.23), что соответствует обратному направлению магнитного поля плазменного шнура. Но если судить, что истекающий из ускорителя поток плазмы имеет иедальную цилиндрическую структуру (конфигурацию), то в таком случае полярности сигналов не должны существенно отличаться. При этом эксперименты показывают, что это представление неоднозначное. В соответствии с полученными осциллограммами на рисунке 2.23, структура плазменного шнура на выходе из ускорителя больше всего представляет вытянутую замкнутую петлю. Как проиллюстрировано на рисунке 2.24, в окрестности зондов, расположенных в 0^0 и 180^0 углах, замкнутые токовые петли порождают магнитные поля, направления которых определены и показаны на рисунке 2.24. Видно, что направления этих полей противоположны, поэтому как следует из осциллограммы на риусnке 2.23, зондовые сигналы получаются разной полярности. Такое можно аналогично наблюдать и в окрестности зондов, расположенных в 90^0 и 270^0 углах. В то же время, через некоторое время полярности зондовых сигналов меняются, что обусловлено переполюсовкой электродов, то есть, когда катод по отношению к аноду принимает положительную полярность. Кроме того, наблюдаемые максимумы и минимумы в сигналах (рисунки 2.23а и 2.23б) с магнитных зондов указывают на возможный излом (распад) токовой петли. Было проведено сопоставление данного утверждения со сведениями о распределении магнитного поля по

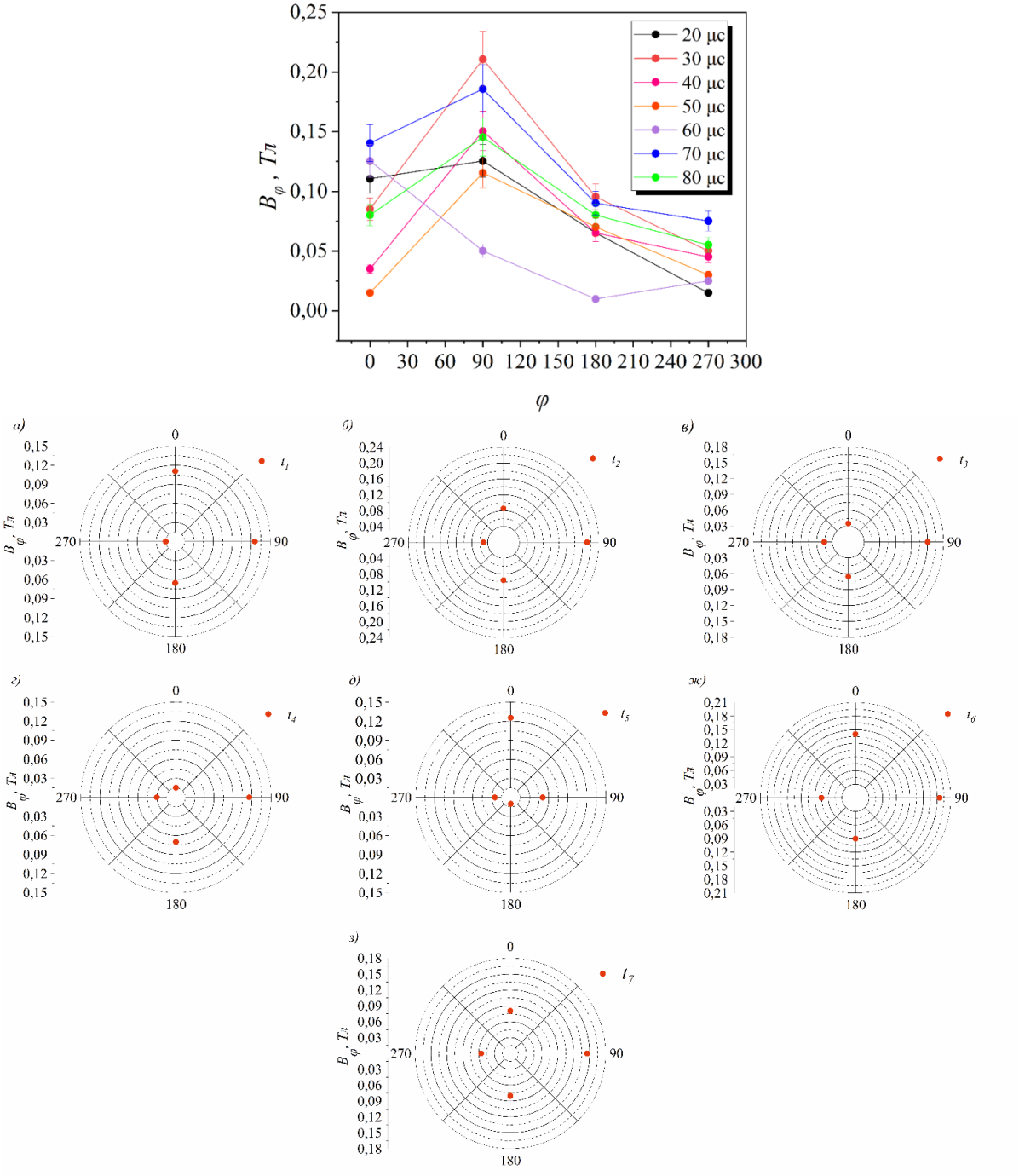
азимутальным углам для различных значений времени (рисунок 2.23). Из рисунка 2.23 видно, что магнитное поле, создаваемое плазменным потоком, распределено не симметрично по азимутальным углам (в полярных координатах 2.23а-2.23з).



1 - плазменная перемычка; 2, 3 - стягивание плазменной перемычки под действием силы Ампера; 4,5,6 - образованная на выходе из ускорителя замкнутая токовая петля

Рисунок 2.24 – Иллюстрация пространственный конфигурации импульсного плазменного потока

Обнаружено, что в большинстве случаев, при угле 90^0, для одного экспериментального профиля наблюдается максимум магнитной индукции ~ 0,12 Тл (t_1). Наблюдаемая область максимума отклоняется от своего начального положения по истечению времени. Через 10 мкс, то есть в момент времени t_2, значение максимума магнитной индукции резко увеличивается до величины ~ 0,21 Тл. Отметим, что максимальное усиление поля происходит в момент, когда разрядный ток достигает максимального значения (рисунок 2.25а). Поэтому максимальное увеличение поля соответствует области наибольшей амплитуды флуктуаций тока разрядной цепи. С истечением времени ток, проходящий в разрядной цепи, постепенно уменьшается до нуля (приблизительно через ~ 35 мкс после зажигания разряда). Также из кривых, полученных в моменты времени t_3, t_4, t_5, можно в действительности видеть, что магнитная индукция существенно уменьшается от 0,21 Тл до 0,15-0,05 Тл (рисунок 2.25в-2.25д).



а - 20 мкс; б - 30 мкс; в - 40 мкс; г - 50 мкс; д - 60 мкс; ж - 70 мкс; з - 80 мкс

Рисунок 2.25 – Распределение азимутального магнитного поля импульсного плазменного потока в зависимости от времени и углов

На осциллограммах магнитных зондов можно заметить несколько характеристических пиков (рисунок 2.25), что отличает их от осциллограммы разрядного тока. В первой половине периода разряда, на зарегестрированных осциллограммах были обнаружены два таких пика (рисунок 2.25). Одним из следствий этого, по всей вероятности, может быть разрыв петли либо, отрыв от

электродной системы. При этом энергия магнитного поля преобразуется в энергию направленных движении струй плазмы (плазмоидов). Максимальное значение индукции магнитного поля во второй половине периода разряда достигает 0,18 Тл при угле 90^0 и соответсвует моменту времени t_6 (рисунок 2.25ж). Оно мало по сравнению со значением индукции магнитного поля, полученного в первой половине периода разряда. Это свидетельствует о том, что накопленная в колебательной цепи энергия может частично теряться, поскольку сама цепь в действительности является затухающим. Через 10 мкс (соответсвует моменту времени t_7 на рисунке 2.25з) индукция магнитного поля уменьшается до 0,14 Тл. Аналогичное поведение индукции магнитного поля наблюдается и при угле 180^0. Следует обратить внимание на то, что временные зависимости индукции магнитного поля, полученные при 0^0 и 270^0 углах своеобразны (рисунок 2.25а-2.25з). В первой половине периода значение индукции магнитного поля при 270^0 угле убывает и не достигает даже 0,05 Тл. В таком случае можно наблюдать азимутальную неоднородность структуры плазменного шнура. По всей вероятности, это обусловлено распределением плазменной перемычки не равномерно по всему контуру коаксиальной электродной системы изначально, когда на электроды было подано высокое пробивное напряжение. На это могут влиять различные факторы. В целом это может быть связано с тем, что поверхности электродов могут быть не ровными и не гладкими (впадины, шероховатости), что в свою очередь приводит к нарушению однородности (искажению) электрического поля в межэлектродном пространстве. К тому же ионы малоподвижны, поэтому их объемный заряд также может существенно внести свой вклад в искажение поля. Анализ осциллограмм, полученных зондами в 0^0 и 90^0 углах, показывает, что плазменная перемычка была сосредоточена больше всего в верхнем и правом секторах электродной системы, так как в окрестности этих зондов наблюдались самые высокие значения индукции магнитного поля. Эти секторы являются наиболее активными зонами электродной системы, где ускоряются частицы. Со временем индукция магнитного поля в окрестности зонда, расположенной в 90^0 угле увеличивается, а в оксрестности зонда, расположенной в 0^0 угле напротив уменьшается. Это можно объяснить следующим образом: основной разрядный ток протекает по плазменной перемычке. Тем не менее, большая его часть потечет по плазменной перемычке обладающей наибольшей проводимостью и наименьшим сопротивлением. В этом случае проводимость плазменной перемычки в правом секторе больше, чем в остальных секторах электродной системы. Из рисунков 2.25ж и 2.25з видно, что азимутальная структура плазменного шнура более однородна во второй половине периода разряда. Несмотря на это наблюдаются небольшое смещение индукции магнитного поля в 90^0 угле. Таким образом, процессы, происходящие в канале плазменного ускорителя, отражаются на осциллограммах магнитных зондов. Для сужения плазменного шнура и во избежание прямого контакта плазмы с зондами была использована кварцевая цилиндрическая диэлектрическая трубка. Плазма ускорялась только внутри данной трубки. Измерения выполнялись повторно. В

этом случае внешний вид осциллограмм, полученных зондами выглядит следующим образом (рисунок 2.26):

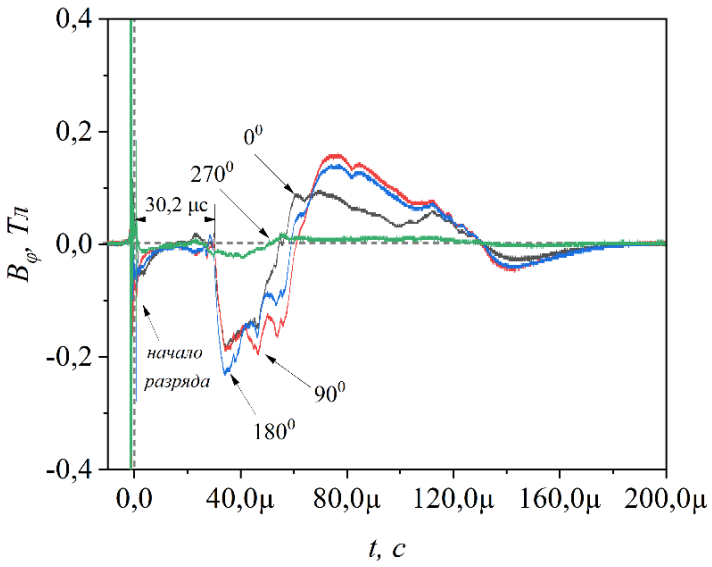
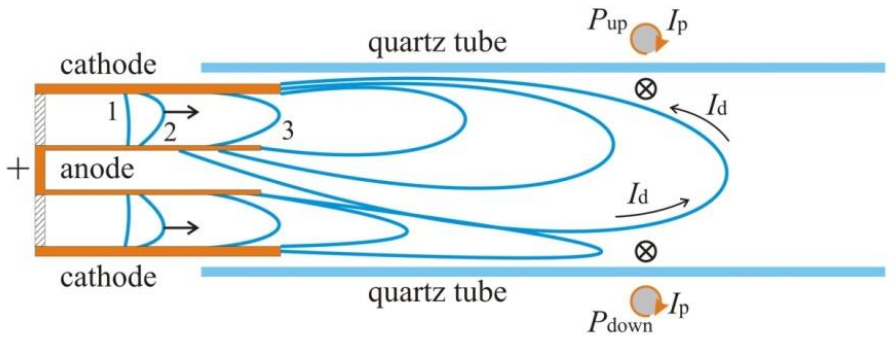


Рисунок 2.26 – Распределение азимутального магнитного поля импульсного плазменного потока. Давление плазмообразующего газа 20 мТорр, напряжение на энергонакопительных конденсаторах 3 кВ

Из рисунка 2.26 видно, что в данном измерении полярности сигналов магнитных зондов одинаковы. Объяснение этому дано на рисунке 2.27.



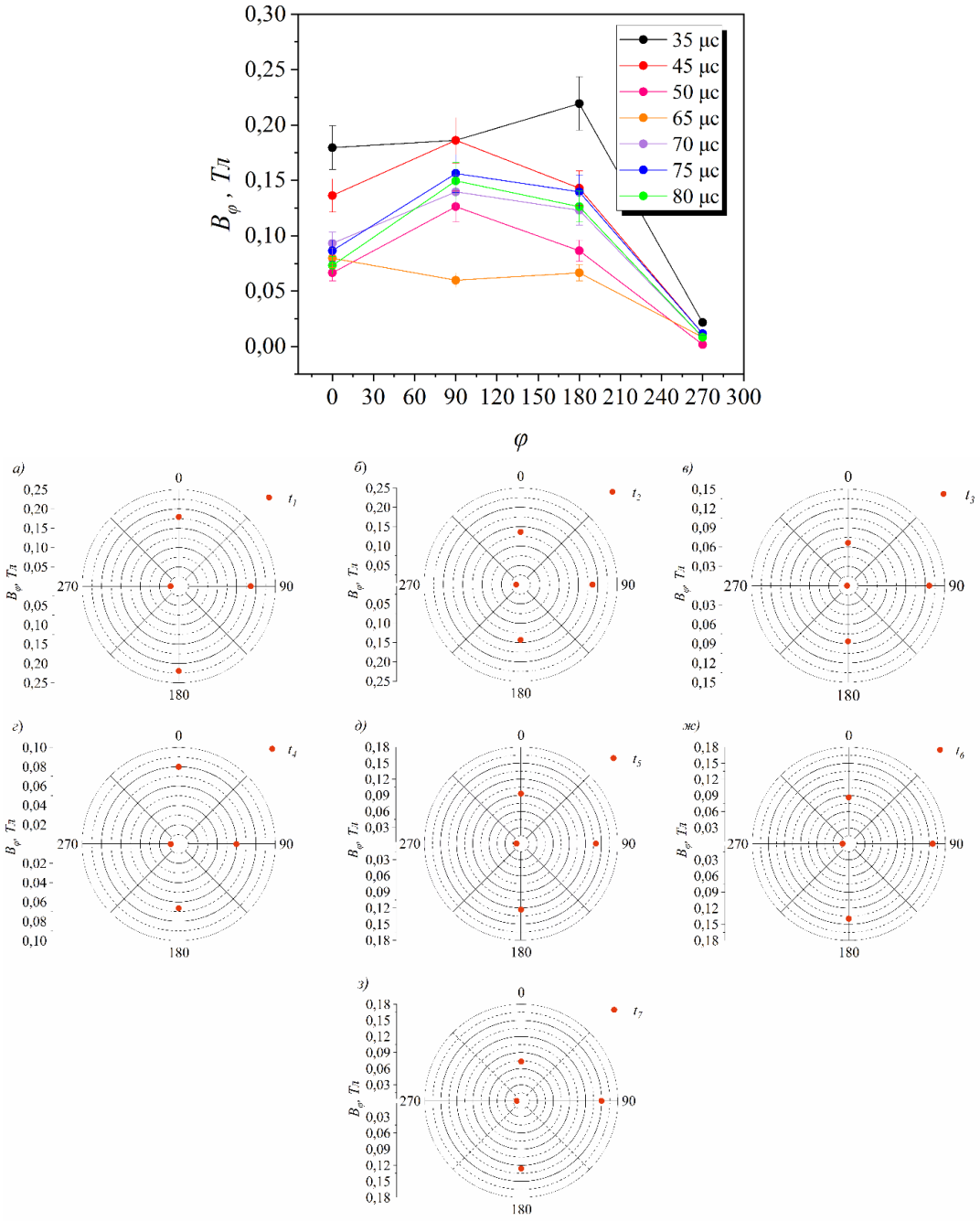
1 - плазменная перемычка; 2, 3 - стягивание плазменной перемычки под действием силы Ампера

Рисунок 2.27 – Иллюстрация пространственный конфигурации импульсного плазменного потока

При заключении плазменного шнура в кварцевую трубку петли суживаются и ток циркулирует только внутри трубки. В таком случае направление индукции магнитного поля плазменного шнура определено так,

как показано на рисунке 2.27. Теперь на основе этих результатов и представлений, построим экспериментальные профили азимутального магнитного поля в зависимости от азимутальных углов и времени для более наглядного представления изменения поля (рисунок 2.28). Отсчет времени начинается с момента зажигания разряда. Из рисунков 2.28а-2.28з видно, что использование цилиндрической трубки позволило получить сравнительно однородный плазменный поток (индукция магнитного поля изменяется во времени не существенно). Однако, как показано на рисунке 2.28, находящийся в азимутальном угле 270^0 магнитный зонд регистрирует очень низкие величины индукции азимутальной компоненты магнитного поля. Во время экспериментов данный зонд был менее чувствителен к магнитному полю, причина того не установлена. Однако порядок колебания сигнала от этого зонда совпадает с остальными. Наибольшее значение индукции поля ~ 0,21 Тл было зарегистрировано в момент времени t_1 после начало разряда зондом, находящимся в азимутальном угле 180^0. В это время магнитные зонды, находящиеся в азимутальных углах 0^0, 90^0 регистрировали величину индукции поля ~ 0,18 Тл и ~ 0,19 Тл, соответственно. В целом видно, что полученные значения отличаются от наибольшего значения индукции магнитного поля незначительно. В то же время, по сравнению с рисунком 2.23, измерения магнитной индукции были проведены при низких значениях давления плазмообразующего газа 20 мТорр и напряжения на энергонакопительных конденсаторах 3 кВ. При этом, полученные значения индукции поля плазменного потока внутри цилиндрической трубки (рисунок 2.28) по величине похожи на значения индукции поля, измеренные при высоком напряжении на энергонакопительных конденсаторах и давлении плазмообразующего газа (рисунок 2.23). Согласно нашим представлениям, внутри цилиндрической трубки, огранивающей плазму, происходит сгущение замкнутых токовых петлей, то есть токи сосредоточены только в объеме трубки. Заметим, что с истечением времени, величины индукции поля уменьшаются в среднем до значения (соответствуют моментам времени $t_2 - t_4$ ~ 0,05 Тл (кризис тока). В моменты времени $t_5 - t_7$ величина индукции поля снова увеличивается, поскольку в это время конденсаторная батарея перезаряжается за счет энергии, запасенной в индуктивной цепи.

Разработка и использование системы измерения [118], состоящей из четырех зондов, позволили экспериментально оценить азимутальную симметрию импульсного плазменного потока на выходе из электродной системы. При определенных условиях (к примеру, при ограничении плазмы цилиндрической диэлектрической трубкой) поток плазмы был более стационарным. В ряде случаев на экспериментальных профилях азимутальной компоненты магнитного поля наблюдаются флуктуации. Сохранение азимутальной симметрии плазменных потоков в плазменных ускорителях крайне необходимо для эффективной обработки поверхности материалов.



а - 35 мкс; б - 45 мкс; в - 50 мкс; г - 65 мкс; д - 70 мкс; ж - 75 мкс; з - 80 мкс

Рисунок 2.28 – Распределение азимутального магнитного поля импульсного плазменного потока в зависимости от времени и углов

Использование множества зондов в одной измерительной системе может дать больше качественной информации и может обеспечить построение ясной картины распределения магнитного поля импульсного плазменного потока по различным азимутальным углам. Однако в экспериментах такое измерение ограничено возможностями используемого осциллографа.

2.3 Оптико-эмиссионный спектроскопический метод диагностики плазмы применительно к пристеночной области термоядерных реакторов

В настоящей главе описаны методы оптико-эмиссионной диагностики импульсной плазмы. Приводятся результаты определения плотности электронов в импульсном плазменном потоке.

2.3.1 Описание метода

Оптико-эмиссионный спектральный метод диагностики, движущейся и пространственно неоднородной плазмы является широко используемым методом [119-121], позволяющим определить такие важные параметры как состав плазмы (ионов, примесей), плотности и температуры заряженных частиц [122]. Физическая основа этого метода заключается в следующем: в результате перехода электрона между основным и возбужденным состояниями в поле атома или иона, плазма испускает электромагнитное излучение. Параметры плазмы идентифицируются измерением интенсивности и анализом формы спектральных линий этого излучения. Основные преимущества оптико-эмиссионной спектральной диагностики плазмы – это отсутствие возмущения плазмы и дистанционная диагностика (бесконтактная диагностика) [123, 124].

Спектр излучения плазмы напрямую связан с атомными процессами, такими процессами, как столкновение атомов с частицами и излучением. Поэтому при использовании данного метода, приходится полагаться на определенные модели плазмы. Существуют следующие наиболее известные модели плазмы: ПТР, ЛТР, стационарная и нестационарная корональная, столкновительно-излучательная модель и т.д. Для точного описания природы плазмы необходимо выбрать из этих моделей наиболее подходящую. В случае модели локального термодинамического равновесия (ЛТР) считается, что в плазме в основном доминируют столкновительные процессы. Таким образом, в атоме электроны на энергетических уровнях имеют распределение Больцмана [125]. В этой работе ограничимся такими моделями, где взаимодействием плазмы с излучением можно пренебречь. В таком случае температуру электронов можно определить по отношению интенсивностей двух эмиссионных спектральных линий, принадлежащих одному и тому же известному элементу.

Интенсивность излучения при переходе электронов из возбужденного состояния в промежуточные или основное состояние с энергией E_i определяется формулой:

$$I = N_e A_{ei} h\nu_{ei} = N_0 \frac{g_e}{g_0} exp\left(-\frac{E_e}{kT_e}\right) h\nu_{ei} A_{ei}, \quad (2.16)$$

где $h-$ постоянная Планка, $\nu_{ei}-$ частота кванта света, $A_{ei}-$ вероятность перехода. Температура электронов рассчитывается по отношению

интенсивностей двух спектральных линий I_1 и I_2, принадлежащих одному и тому же элементу по известной формуле (2.17):

$$T_e = \frac{E_1 - E_2}{k} \cdot \frac{1}{ln\left(\frac{\lambda_2 A_1 g_1 I_2}{\lambda_1 A_2 g_2 I_1}\right)}, \quad (2.17)$$

где $E_1 - E_2$ – разность энергии верхних энергетических уровней двух рассматриваемых спектральных линий, λ_1 и λ_2 – длины волны соответствующих линий. Основными критериями выбора спектральных линий для данного метода являются разница длин волн 30-40 нм, отсутствие принадлежности к одному мультиплету, спонтанные переходы должны быть известными. Плотность электронов можно определить по профилю этих линий. В плазме профили спектральных линий атомов определяются в основном взаимодействием этих атомов с окружающими, возмущающими плазменными частицами (электронами, ионами, нейтральными частицами). Любое воздействие на излучающий атом способствует изменению формы спектральных линий атома (приводит к сдвигу и уширению). Эти изменения главным образом зависят от сорта частиц и их характера движения. В плазме существует такие эффекты, как эффект Допплера и Штарка. Эти эффекты являются основными механизмами уширения спектральных линий.

Взаимодействие атомов с нейтральными частицами также приводит к уширению спектральных линий (уширение Ван-дер-Ваальса). Уширения Ван-дер-Ваальса имеет место при больших плотностях нейтральных частиц в плазме. Однако концентрация нейтралов в плазме по сравнению с концентрацией заряженных частиц невелика, поэтому их можно не принимать во внимание.

Профили линий водорода, особенно линий бальмеровской серии привлекают большое внимание. Эти линий относительно легко измерить. Среди всех профилей штарковские профили водородных линий имеют большое практическое значение [80, 81, 126-128].

В оптико-эмиссионном спектроскопическом методе диагностики плазмы часто используется профиль водородной линии H_β. Эта линия обладает следующими преимуществами: штарковское уширение практически не зависит от динамики ионов. Кроме того, теоретические штарковские профили линии H_β находятся в хорошем согласии с экспериментальными профилями.

Определение плотности заряженных частиц плазмы сводится к измерению ширины получающегося профиля спектральной линии. Общая теория штарковского уширения спектральных линий в плазме с учетом влияния большого числа заряженных частиц на атом (совместное действие ионов и электронов) хорошо развита. Однако общая теория уширения к практическим задачам не применяется, поскольку это затруднительно. В связи с этим рассматриваются только два ее крайних приближения - квазистатическая и ударная теория.

Квазистатическая теория описывает воздействие на атом статического поля медленно движущихся ионов, тогда как ударная теория описывает воздействие на атом быстро движущихся электронов, сопровождающегося мгновенными столкновениями. Квазистатическая теория вполне удовлетворительно может объяснить уширение линий атома водорода и водороподобных ионов.

Обычно принадлежащие к серии Бальмера спектральные линии водорода используются для измерения электронной плотности. Однако это зачастую может быть проблематично из-за спектрального перекрытия соседних эмиссионных линий.

В таблице 2.2 представлены эмпирические уравнения, связывающие плотность электронов со штарковским уширением водорода $\Delta\lambda_S$ (ширина линии на половине максимума) [129, 130].

В реальности экспериментальные профили линий по сравнению с расчётными линиями являются результатом множества различных эффектов.

Состояние плазмы (плотность электронов) определяется относительно веса каждого эффекта в уширении линии. Поэтому нами должны быть учтены все факторы, влияющие на форму линии. Если это необходимо, то нужно ввести поправки в расчёты. В случае плазмы уширение линии является совокупностью следующих явлений: инструментальное уширение, естественное уширение, допплеровское уширение, резонансное уширение, ван-дер-ваальсово уширение, и штарковское уширение. Недостатком оптико-эмиссионной спектроскопической диагностики плазмы является измерение плотности электронов по большому объему плазмы.

Таблица 2.2 – Уравнения для оценки электронной плотности на основе измеренного штарковского уширения спектральных линий водорода [128, 129]

λ_0	n_e, см$^{-3}$	Уравнение
H_α	$> 5 \cdot 10^{14}$	$n_e = 10^{17} \cdot (\Delta\lambda_S/1{,}098)^{1{,}47135}$ $\Delta\lambda_S$, нм; n_e, см$^{-3}$
H_β	$1{,}5 \cdot 10^{14}$ - $30 \cdot 10^{16}$	$n_e = 10^{16} \cdot (\Delta\lambda_S/0{,}94666)^{1{,}49}$ $\Delta\lambda_S$, нм; n_e, см$^{-3}$
H_γ	$> 10^{14}$	$n_e = 10^{17} \cdot (\Delta\lambda_S/4{,}668)^{1{,}45826}$ $\Delta\lambda_S$, нм; n_e, см$^{-3}$

Для измерения плотности электронов существует другой оптический альтернативный метод диагностики – лазерная интерферометрия. Схема измерения на основе лазерной интерферометрии представлена на рисунке 2.29. Особенность данного метода заключается в том, что измеряется линейная плотность электронов [131, 132]. Линейная плотность определяется фазовым

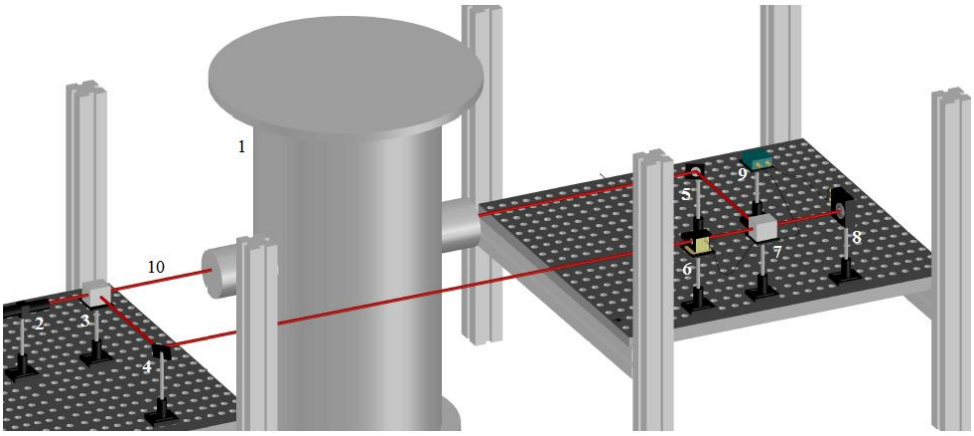
сдвигом (формула 2.18) зондирующей электромагнитной волны при прохождении ее через плазму и зависит от показателя преломления, который связан с неоднородностью электронной плотности в объеме плазмы.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(L_1 - L_2), \tag{2.18}$$

где $\lambda -$ длина волны зондирующей электромагнитной волны, $L -$ длина плазмы. Этот фазовый сдвиг соответствует линейной интегральной плотности электронов плазмы и может быть записан как [133]:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\int (N-1)dl, \tag{2.19}$$

где N – показатель преломления плазмы. Показатель преломления плазмы N становится мнимым, если плотность свободных электронов плазмы превышает критическую плотность электронов для длины волны лазера ($\omega = \omega_{\text{п}}$), что подразумевает отражение падающего лазерного луча.



1 - вакуумная камера; 2 - лазер; 3, 7 - делитель пучка; 4, 5 - отражающие зеркала; 6 - акустооптический модулятор; 8 - фотодетектор; 9 – I/Q демодулятор; 10 – зондирующая электромагнитная волна

Рисунок 2.29 – Схема измерения линейной плотности электронов в плазме методом лазерной интерферометрии

Поскольку плотность плазмы приближается к доле критической плотности, эффекты рефракции и непрозрачности могут существенно ограничить использование данного метода диагностики. Плотность электронов, которую можно исследовать, должна быть намного меньше критической плотности $n_{\text{к}}$, чтобы показатель преломления можно было представить в виде формулы (2.20) [134]:

$$N = 1 - \frac{1}{2}\frac{n_e}{n_к}, \tag{2.20}$$

где $n_к -$ критическая плотность определяется плазменной частотой – частотой собственных продольных колебаний пространственного заряда (ленгмюровские колебания). Ввиду этого, $N - 1$ можно выразить приближенно, как $N - 1 \approx -4{,}48 \cdot 10^{-28}\lambda^2 n_{e.}$ Подставив это выражение в (2.19) получаем следующую формулу для расчета линейной плотности свободных электронов:

$$\int n_e dl = \frac{\Delta\varphi}{8{,}96 \cdot 10^{-28}\pi\lambda}. \tag{2.21}$$

В импульсных установках, наводки высокочастотного электромагнитного поля могут привести к осцилляциям зондирующего излучения, которые в свою очередь, способствуют появлению помех и паразитных интерференций. Поэтому при использовании лазерной интерферометрии плазмы необходимо выполнение работ и мер по устранению данных проблем. Это, в свою очередь, довольно-таки трудоемкий и более затратный процесс.

2.3.2 Калибровка и позиционирование диагностической системы

Оборудование, предназначенное для осуществления оптико-эмиссионной спектроскопической диагностики плазменного потока, состоит из следующих основных узлов: спектрального прибора, оптоволокна, фотоприемника, устройства для обработки полученных эмиссионных спектров [135]. В качестве спектрального прибора был использован монохроматор Acton Series SP-2500i. Монохроматор имее следующие технические характеристики: обратная дисперсия – 0,63 нм/мм, количество штрихов дифракционной решетки на миллиметр – 2400.

Световая волна из плазмы поступает в оптоволокно и направляется на входную щель монохроматора. Спектры с монохроматора регистрируются ПЗС-фотоприемником PCO Sensicam. Этот фотоприемник имеет следующие технические характеристики: разрешение – 1376x1040 пикселей, время экспозиции составляет от 500 нс до 1000 с, спектральный диапазон составляет от 290 нм до 1100 нм. Для обработки и анализа полученных изображений спектров использовалась специальная программа ImageJ. Диагностическая система показана схематично на рисунке 2.30.

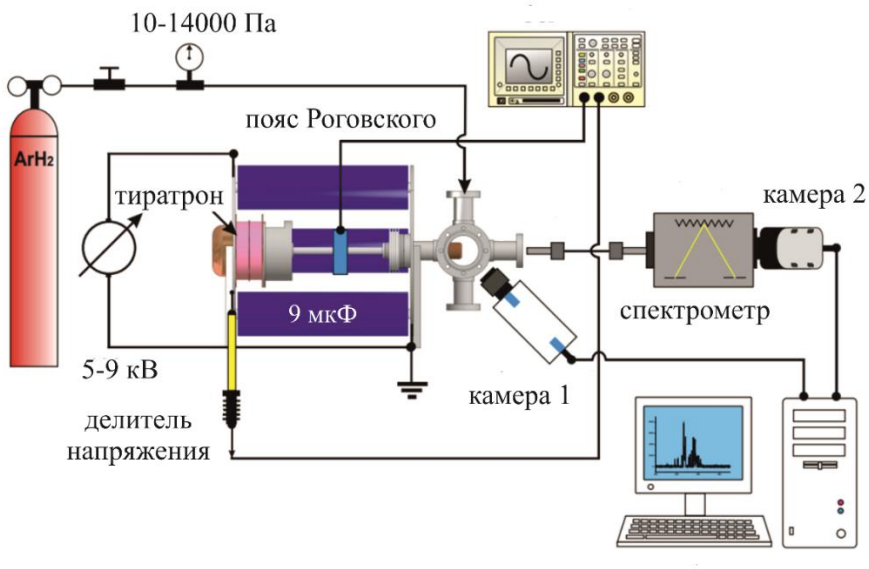


Рисунок 2.30 – Принципиальная схема установки и оборудования для регистрации спектров [126]

Каждый оптический элемент, входящий в диагностическую систему, имеет собственное разрешение. Это может привести к существенному изменению формы спектральной линии. Поэтому при рассчетах плотности электронов методом Штарковского уширения важно принять во внимание иструментальную ширину спектральной линии. Здесь следует отметить, что инструментальное уширение не обусловлено процессами, протекающими в плазме. Его соответсвующий профиль описывается гауссовской функцией. Для определения инструментальную ширину используется различные калибровочные лампы низкого давления. Эти лампы могут обеспечить достаточно точную калибровку. Ртутная лампа использовалась в наших экспериментах. Сам метод определения инструментальной ширины заключается в следующем: измеряется ширина на половине высоты спектральной линии ртутной лампы, для которой прочие механизмы уширения оказывают незначительное влияние и так, чтобы их можно было не учитывать. В качестве калибровочных функций (аппаратных функций) была использована пара известных линий ртутной лампы такие, как 576,95 нм и 579,07 нм. Спектр калибровочной ртутной лампы представлен на рисунке 2.31.

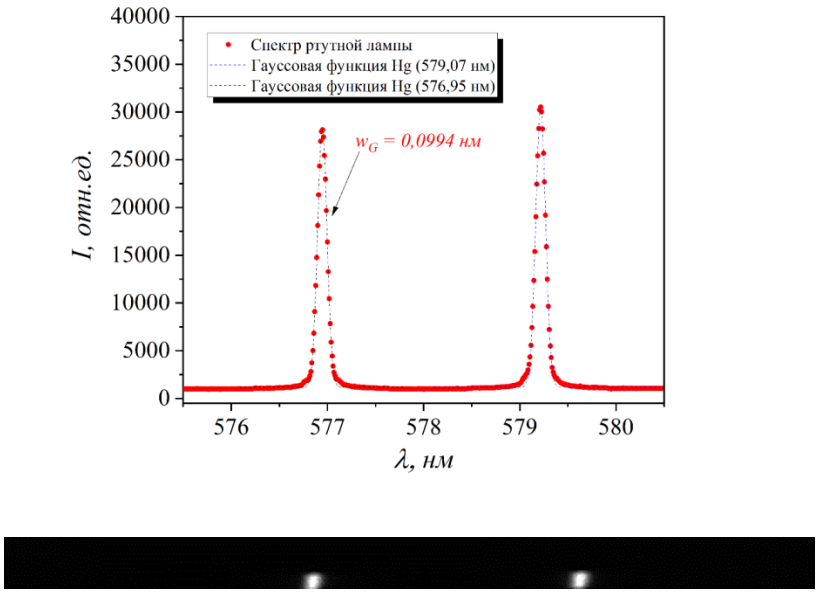


Рисунок 2.31 – Спектр калибровочной ртутной лампы

Как показано на рисунке 2.32 источником плазменного потока является коаксиальный плазменный ускоритель (рисунок 2.32), который находится в исследовательском институте прикладной физики при Франкфуртском университете имени Иоганна Вольфганга Гёте.

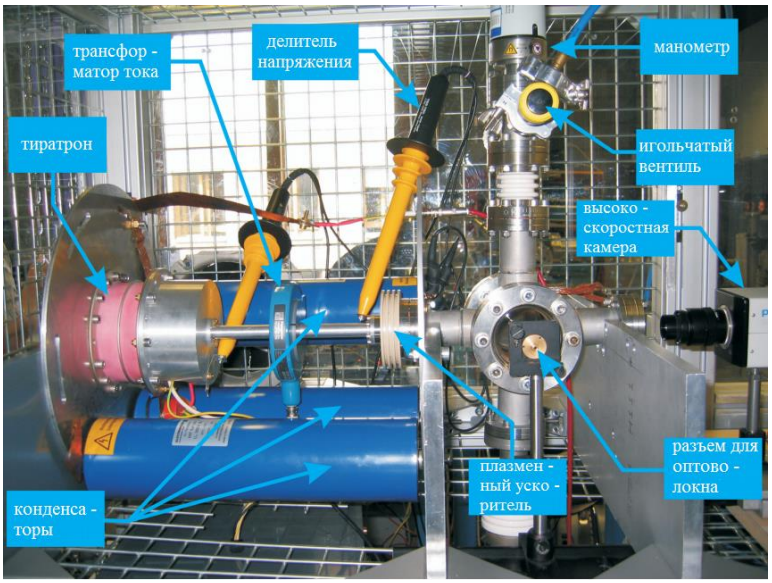


Рисунок 2.32 – Коаксиальный плазменный ускоритель [126]

Данная экспериментальная установка была собрана для научных исследований в GSI (Центр по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца). На этой установке исследуются УФ и ВУФ излучения, возникающие при столкновении электронов. Для этой цели в ускорителях создаются два встречных плазменных пучка. Так как возникновение УФ и ВУФ излучения

связано с электронами, то особое внимание уделяется плотности электронов в плазменном пучке. Экспериментальная установка состоит из следующих блоков: разрядной камеры, электродной системы, блока питания, и вакуумного поста. Электродная система состоит из двух массивных элекродов (анода и катода) с диаметрами 14 мм и 9 мм. Блок питания установки состоит из конденсаторов, высоковольтного источника напряжения, и коммутационного устройства – тиратрона TDI1-200k/25H. Разрядная камера откачивается турбомолекулярным и сухим спиральным насосами. Емкость конденсаторной батареи составляет 27 мкФ, рабочее напряжение – 9 кВ, давление рабочего газа в разрядной камере может находиться в пределах 10-14000 Па (75-105 мТорр). Рабочим газом является смесь газов ArH_2. В рабочем газе процентное содержание водорода низкое (2,8%), что дает хорошую возможность наблюдать уширение спектральной линии и таким образом оценить плотность электронов в плазменном потоке.

Для получения требуемых спектральных линий, путем вращения маховика на спектрографе, устанавливается регистрируемый спектральный диапазон. Характерные спектры плазменного излучения снимаются непосредственно сбоку трубки. Расшифровка полученных спектров производилась с использованием базы данных NIST – Atomic Spectra Database, которая обеспечивает доступ и возможность поиска спектров в широком круге длин волн.

2.3.3 Обсуждение результатов

Спектр оптического излучения плазмы в ускорителе представлен на рисунке 2.33. Видно, что в диапазоне длин волн 480-490 нм наблюдаются две характерные спектральные линии однократно ионизованного аргона – 484,78 нм и 487,99 нм. При этом в данной области спектрального диапазона не обнаружено линий атомарного и трехкратно ионизованного аргона. Кроме того, заметим, что интенсивность линии излучения H_β существенно меньше, чем характерные спектральные линии аргона, оно также перекрывается соседними линиями. Объяснением этому, по-видимому, может быть увеличение частоты столкновения электронов с атомами в плазменном столбе (потоке). В последнем случае задача определения плотности электронов по штарковскому уширению линии становится наиболее затруднительным.

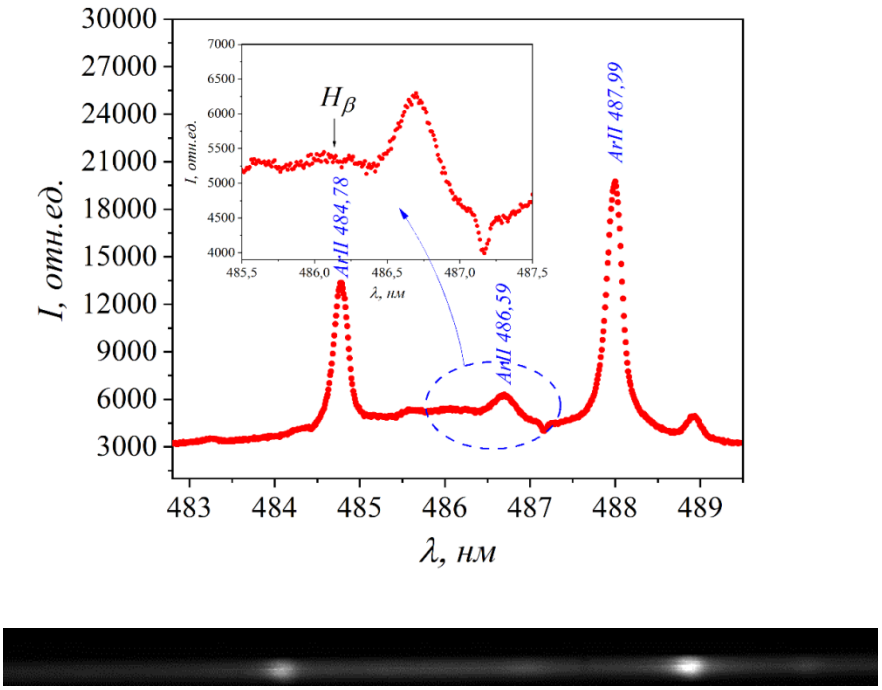
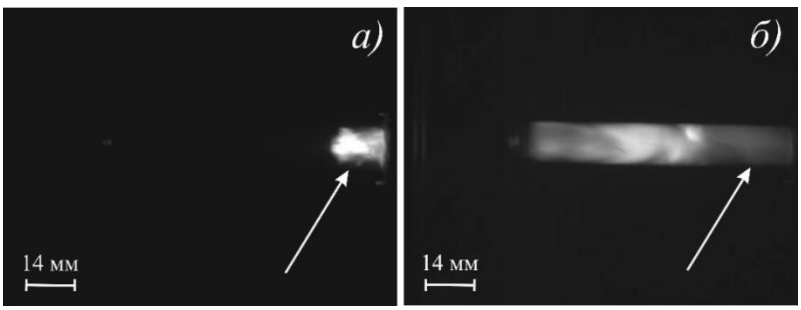


Рисунок 2.33 – Спектр оптического излучения плазмы в смеси газов ArH_2

Для устранения данной проблемы плазмообразующий газ был заменен гелием. Этот подход позволил нам отчетливо отделить линию излучения H_β от соседних характерных линий. В экспериментах напряжение на электродах составляет 4 кВ. Давление плазмообразующего газа в трубке установлено – 700 Па (5,2 Торр) соответственно. Контуры линий H_β регистрировались в двух различных свечениях недалеко от поверхности катода (рисунок 2.34).



а - в передней фронтальной части (6 мкс); б - на хвосте (40 мкс)

Рисунок 2.34 – Свечение плазменного шнура недалеко от поверхности катода. Время экспозиции ПЗС фотоприемника 5 мкс

Следует отметить, что при этом положение оптоволокна оставалось фиксированным. Экспериментальные контуры линий H_β для двух свечений были получены по настройке времени задержки на ПЗС фотоприемнике. Таким образом, удалось следить за величиной электронной концентрации в передней

фронтальной и хвостовой частях плазменного потока. Полученные экспериментальные контуры линий H_β представлены на рисунках 2.35 и 2.36. Как было установлено, экспериментальные контуры линий H_β, зарегистрированные спектрографом не являются истинными контурами этих линий. Для получения истинных контуров H_β необходимо провести аппроксимацию экспериментальных контуров, что является наиболее подходящим методом. Как видно из рисунков 2.35 и 2.36 аппроксимация осуществляется функцией Фойгта. Эта функция учитывает комбинированный вклад различных механизмов уширения и является свёрткой двух распространенных профилей: гауссовского и дисперсионного (лоренцевского).

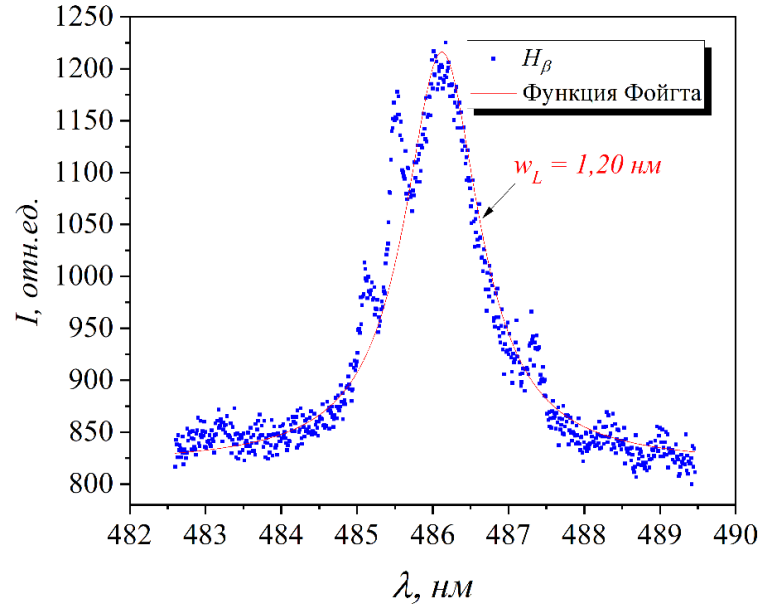




Рисунок 2.35 – Измеренный и аппроксимированный функцией Фойгта профиль линии H_β. Время экспозиции и задержки ПЗС фотоприемника: 2 мкс и 6 мкс

Для построения функций Фойгта на измеренных контурах линий H_β по ординате определяется такая точка, которая соответствует центру данного контура. При естественном уширении ширина линий на половине максимума составляет порядка 0,1 пм, поэтому при определении плотности электронов его вклад не учитывается. Гауссовский профиль получается за счет доплеровского и инструментального механизмов уширения. Тогда как штарковское, ван-дер-вальсовское, и резонансные механизмы уширения дают лоренцевский профиль. В измерениях плотности электронов резонансное уширение также не принимается во внимание, потому что концентрация атомов водорода в трубке довольно низкая. Доплеровское уширение возникает при тепловом хаотическом

движении излучающих частиц и определяется температурой газа. Следует иметь в виду, что для точного определения плотности электронов в плазменном потоке, необходимо получить истинный контур H_β, поэтому в экспериментальных контурах линий рассматривается только лоренцевская часть профиля. В связи с этим производится поправка на инструментальное уширение с помощью аппаратной функции, описанной в разделе 2.3.2.

Для выделения лоренцевой части профиля из измеренного профиля H_β в этой работе был применен метод деконволюции. Процесс деконволюции был произведён с помощью программы Origin Lab на основе встроенной функции Voigt (x, y_0, x_c, A, w_G, w_L). После измерения ширины линии H_β на половине максимума ($\Delta\lambda_S$) по ее лоренцевскому профилю, дальнейшей задачей было определение плотности электронов. Оценка плотности электронов n_e производилась по следующей формуле, данной в разделе 2.3.1 (получена из таблицы 2.2).

$$n_e = 10^{16} \cdot (\Delta\lambda_S / 0{,}94666)^{1{,}49}. \qquad (2.22)$$

Согласно проведенному расчету, максимальное значение плотности электронов n_e в плазменном потоке вблизи системы электродов составляет порядка $1{,}42 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. После чего плотность электронов уменьшается до значения $0{,}40 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Это связано с процессом квазипериодического выноса плазмы из ускорительного канала. Более того, по мере удаления плазменного потока из ускорительного канала плазма частично рассеивается в пространстве. В этом случае, как видно из рисунка 2.34б, свечение на хвосте плазменного столба слабеет. Это говорит о том, что нарушается осевая симметрия плазменного потока. В связи с тем, что штарковское уширение напрямую зависит от концентрации электронов в потоке, уменьшение плотности электронов существенно сказывается на измеренной ширине на половине максимума спектральной линии H_β (рисунок 2.36). Флуктуация электронной плотности свидетельствует о нестационарности потока плазмы. Распределение параметров плазменного потока определяется его сложной пространственной конфигурацией.

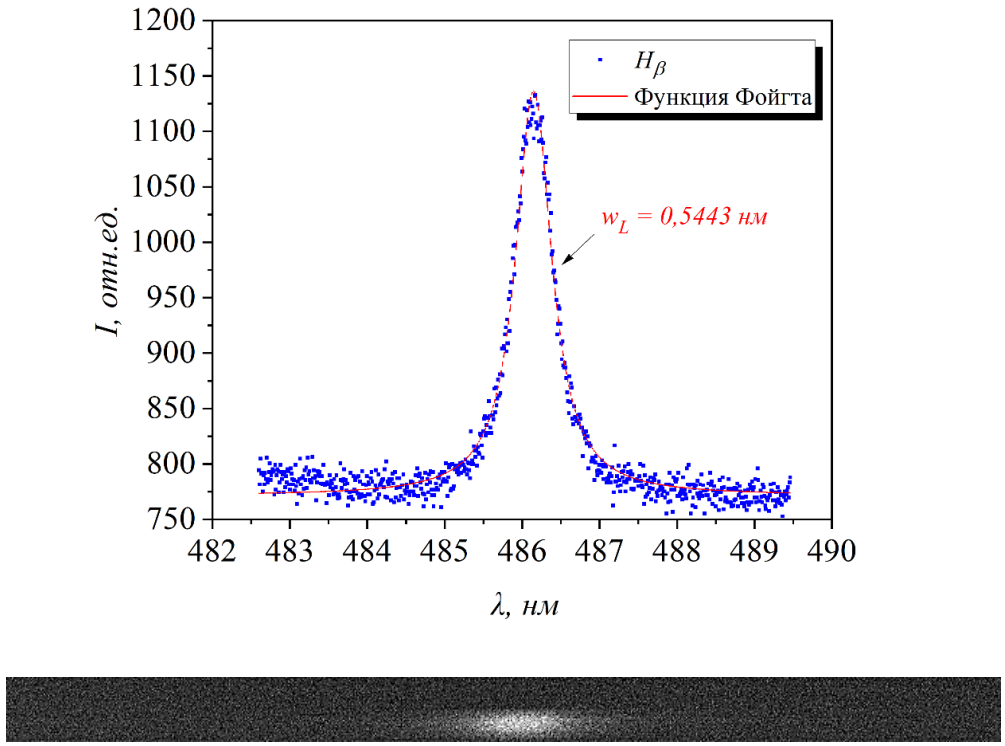


Рисунок 2.36 – Измеренный и аппроксимированный функцией Фойгта профиль линии H_β. Время экспозиции и задержки ПЗС фотоприемника: 2 мкс и 40 мкс

Наблюдаемый эффект нарушения осевой симметрии плазменного столба играет отрицательную роль, поскольку это уменьшает эффективное сечение столкновения двух встречных плазменных пучков. Одним из решений данной проблемы является стабилизация плазмы внешним магнитным полем. Таким образом, несмотря на сложную пространственную конфигурацию плазменного потока, методом оптико-эмиссионной спектроскопической диагностики можно получить данные об осевой симметрии плазменного потока на основе результатов измерений плотности электронов в нескольких плазменных слоях, выделенных вдоль линии наблюдения.

3 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА С ПОВЕРХНОСТЬЮ КАНДИДАТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В настоящей главе описаны эксперименты по облучению кандидатных материалов первой стенки ТЯР импульсным плазменным потоком. Приводятся основные результаты анализа поверхностных и структурных свойств обращенных к плазме поверхностей. Рассматривается влияние продуктов эрозии (мишенной пыли) на соседние поверхности. Результаты, приведенные в настоящей главе, опубликованы в научных трудах [136, 137].

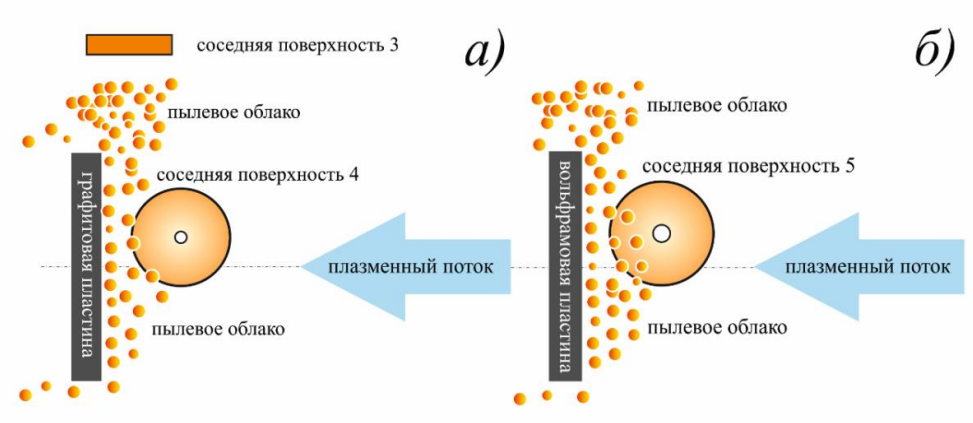
3.1 Описание экспериментов по облучению кандидатных материалов первой стенки ТЯР

Согласно поставленным задачам, в качестве кандидатных материалов были выбраны реакторный графит марки АРВ и коммерчески доступный, горячекатаный поликристаллический вольфрам (CR-W). Перед облучением образцы данных материалов, изготовленные в виде пластины 15 мм × 15 мм, толщиной 2 мм, подверглась тщательной механической шлифовке и полировке до зеркальной поверхности. Полировка вольфрама осуществлялась в двух этапах: первый этап – механическая полировка с помощью специальных полировочных бумаг SiC (размеры зерен 600-2500P), второй этап – полировка электрохимическим путем в слабом растворителе KOH. Образцы гальванически изолированы от окружающей конструкции. Однако, при контакте с плазмой, они гальванически соединяются с заземлённым корпусом разрядной камеры посредством плазменных зарядов. В таком случае, можно считать их заземленными. Пластины были установлены на расстоянии 24 см от среза электродной системы. Угол между нормалью к поверхности пластин и осью ускорителя составляет 90 градусов, как показано на рисунке 3.1.

Пластины облучались при следующих параметрах: напряжение на энергонакопительных конденсаторах составляет 4 кВ, давление плазмообразующего газа в разрядной камере составляет 40 мТорр. В режиме реального времени взаимодействие импульсного плазменного потока с поверхностью пластин записывался на высокоскоростную камеру Phantom VEO710S при установленной частоте кадров 10000 к/с.

Исследование морфологии поверхности пластин до и после облучения проводилось с помощью сканирующего электронного микроскопа Quanta 3D 200i. Анализ элементного состава пластин до и после облучения производился с помощью EDS анализа. Для исследования структуры приповерхностного слоя пластин до и после облучения был проведен рентгеноструктурный анализ с использованием рентгеновского спектрометра Rigaku MiniFlex 600 [138]. Параметры рентгеновского спектрометра, следующие: ускоряющее напряжениие составляет 40 кВ, величина тока 15 мА, диапазон сканирования пластин варьируется в пределах 3-140 градусов, шаг сканирования составляет 0,02 градусов. Для измерения температуры поверхности пластин в течение времени плазменного воздействия был использован косвенный метод

измерения, который основан на применение проводникового терморезистора (болометра) [139, 140].



а - реакторный графит; б - вольфрам

Рисунок 3.1 – Схема облучения образцов кандидатных материалов

Принцип измерения температуры поверхности заключается в следующем: болометр был установлен в том же месте, где были расположены облучаемые пластины. Активной рабочей областью болометра является танталовая пластина с толщиной 40 мкм. Площадь рабочей области составляет $2.4 \cdot 10^{-7}$ м^2, начальное сопротивление тантала равно 0.6 Ом. К танталовой пластине последовательно подключены резистор (шунт) с сопротивлением 116.4 Ом и источник постоянного напряжения 6,13 В. Изменение падения напряжения на концах резистора регистрируется осциллографом. При взаимодействии с плазменным потоком танталовая пластина сильно нагревается и, следовательно, ее сопротивление увеличивается. Увеличение сопротивления танталовой пластины приводит к увеличению в ней падения напряжения. Таким образом, в это время, падение напряжения на последовательно соединенном резисторе также уменьшится на ту же величину что и на танталовой пластине. В таком случае, используя стандартные формулы, и проводя математические расчеты, мы определяем изменение сопротивления болометра в течение всего длительности плазменного импульса. Таким образом, на основании следующей формулы можно получить зависимость температуры болометра от времени, как это показано на рисунке 3.2.

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{R_2 - R_1}{\alpha \cdot R_1}, \tag{3.1}$$

где T_1, R_1 – начальные значения температуры и сопротивления танталовой пластины, T_2, R_2 – соответственно, значения температуры и сопротивления,

после взаимодейсвия танталовой пластины с импульсным плазменным потоком, $\alpha = 0{,}0031\ К^{-1}$ –температурный коэффициент тантала.

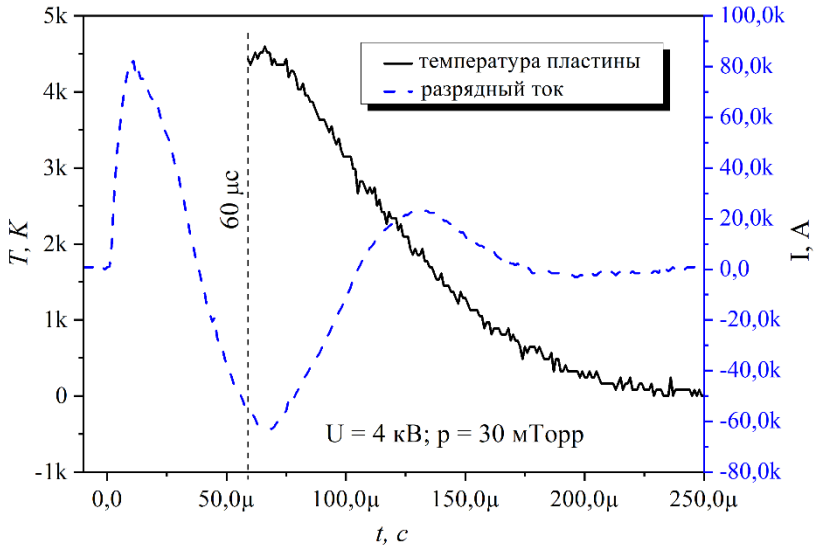


Рисунок 3.2 – Температура болометра, измеренная в течение всего времени взаимодействия танталовой пластины с импульсным плазменным потоком. Кривая, заштрихованная пунктиром соответствует осциллограмме разрядного тока

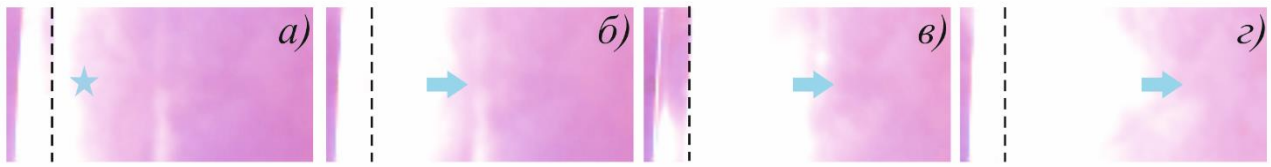
Как видно из рисунка 3.2, в начальные моменты времени (< 60 μc) нам не удалось определить температуру болометра, так как при зажигании плазменной пермычки в начале разряда появляются сильные электромагнитные помехи (также это может быть связано с полем плазменных зарядов). Танталовая пластина достаточно тонкая, поэтому после мгновенного нагревания импульсным плазменным потоком, с истечением времени она также быстро остывает. Быстрое остужение танталовой пластины происходит по массивным токовыводам, через которых уносится тепло. Таким образом, по проведенным оценкам, при плазменном воздействии поверхность пластин может также сильно нагреваться, и температура поверхности может достигать до $4500\ К$ (рисунок 3.2).

3.2 Процессы эрозии обращенных к плазме поверхностей

Пластины облучались несколькими сериями плазменных импульсов. После каждой серии облучения образцы вынимались из разрядной камеры и исследовались на сканирующем электронном микроскопе и на рентгеновском спектрометре. Типичные фотографии взаимодействия плазменного потока с графитовой пластиной показаны на рисунке 3.3. Показано, что при нормальном падении плазменного потока наблюдается торможение на поверхности твердой мишени (рисунок 3.3а). В результате торможения над поверхностью пластины формируется приповерхностный слой плазмы. Удельная энергия падающего потока полностью сконцентрирована в этом слое. Поэтому, значительная часть

энергии потока интегрируется на поверхность через данный слой. В результате сильного нагрева поверхности до порога температуры сублимации поверхность пластины начинает испаряться. Данный процесс аналогичен процессу абляции. Таким образом, в слой плазмы, находящейся возле поверхности, поступают продукты испаряемого материала [141, 142].

Помимо этого, в результате сильного теплового излучения поверхности твердой мишени, приповерхностный плазменный слой расширяется в обратном направлении движению плазменного потока (рисунки 3.3б-3.3г).



а - 0 мкс; б - 2,63 мкс; в - 5,26 мкс; г - 7,89 мкс

Рисунок 3.3 – Торможение плазменного потока на поверхности твердой мишени (графитовой пластины). Пунктирной линией обозначена поверхность графитовой пластины, обращенной к плазменному потоку. Масштаб данных рисунков составляет 14 мм

СЭМ фотографии, полученные после облучения, показывают наличие макроскопической эрозии поверхности пластин. Для макроскопической эрозии достаточно небольшая удельная энергия потока по сравнению с энергией, затрачиваемой на испарение вещества. Как показано на рисунках 3.4 и 3.5, макроскопическая эрозия сопровождается выбросом капель, а также твердых осколков [136, 143].

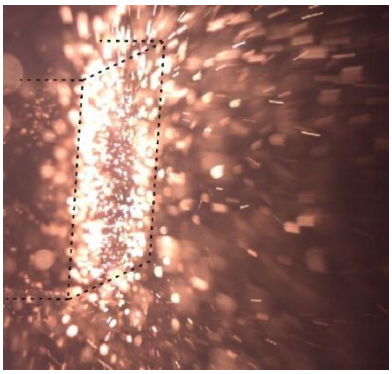
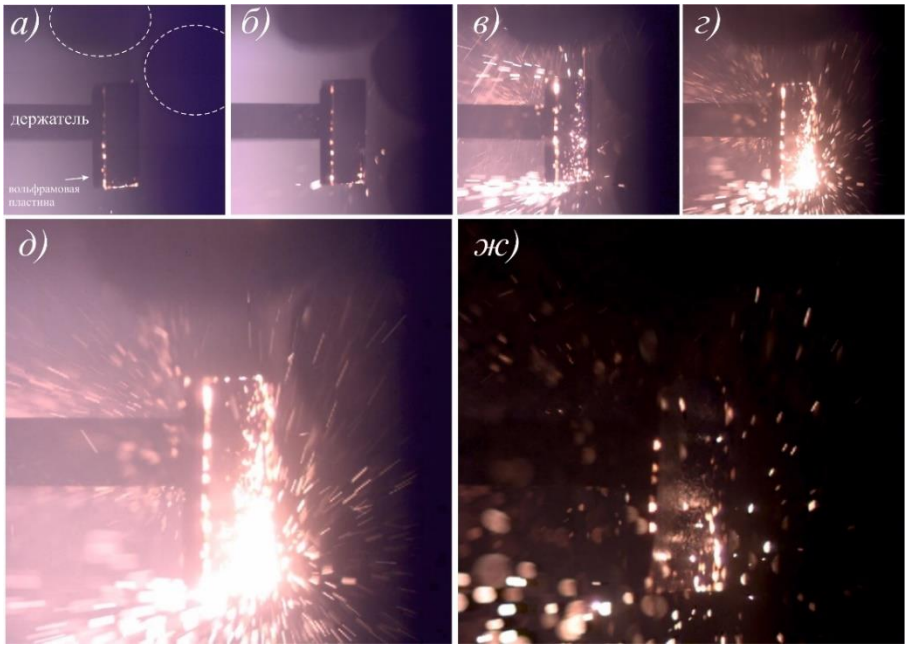


Рисунок 3.4 – Выброс капель при макроскопической эрозии графитовой пластины после воздействия одного плазменного импульса

Рассмотрим характеристики макроскопической эрозии в зависимости от материала. Как видно из рисунка 3.4, графит уже на ранних стадиях облучения

показывает тенденцию к высокому уровню выбросу пыли (как упоминается выше, выбросу капель и твердых осколков), приводящего к значительной потере массы материала. На ранних стадиях низкий уровень выброса пыли наблюдается на поверхности вольфрамовой пластины (рисунок 3.5а). К примеру, приблизительно 200 пылевых частиц выбрасываются из поверхности вольфрамовой пластины (данная оценка получена на основании рисунка 3.5г) после облучения 38 импульсами, в то время как из поверхности графитовой пластины выбрасываются всего лишь 350 пылевых частиц (данная оценка была проведена на основании рисунка 3.4) в первом же плазменном импульсе. В результате увеличения количества импульсов (или дозы облучения) на поверхности вольфрамовой пластины выброс пыли становится более выраженным (рисунок 3.5в и 3.5г).



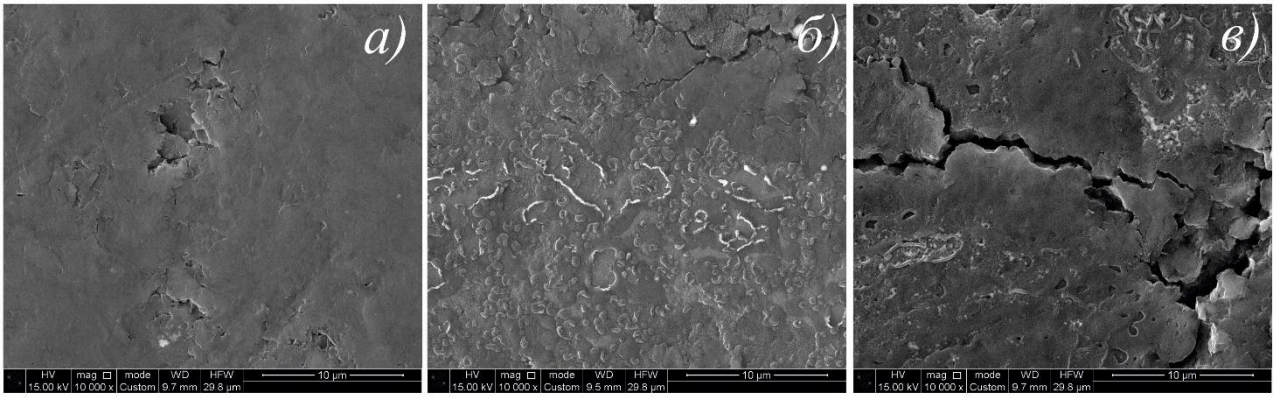
а - 9 импульсов; б -18 импульсов; в - 25 импульсов; г - 38 импульсов; д - кадр, соответствующий моменту времени 0,6 мс; е - кадр, соответствующий моменту времени 1,6 мс

Рисунок 3.5 – Выброс капель при макроскопической эрозии вольфрамовой пластины после облучения несколькими сериями плазменного импульса. Направление плазменного потока на рисунке справа налево. Белыми пунктирными кружками обозначены контуры пылесборников. Частота кадров высокоскоростной камеры составляет 10000 к/с

Из анализа ярких треков движения пылевых частиц на двух последовательных фотокадрах (рисунки 3.5д и 3.5ж) следует, что в момент времени 0,6 мс средняя скорость пылевых частиц, выброшенных из поверхности вольфрамовой пластины, достигает 170 м/с (рисунок 3.5д). А в момент времени 1,6 мс средняя скорость пылевых частиц достигает 50 м/с.

Прежде всего, это может говорить о том, что в самом начале времени после взаимодействия пластины с плазменным потоком с твердой поверхности пылевые частицы выбрасываются осколками. А на последующем кадре выброс пылевых частиц обусловлен, по всей вероятности, движением и разбрызгиванием расплавленного поверхностного слоя пластины.

Результаты, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) показаны на рисунках 3.6 и 3.9.



а - исходная; б - 8 импульсов; в - 40 импульсов

Рисунок 3.6 – Морфология поверхности исходной и облученной графитовой пластины при разных количествах импульсов

Из данного рисунка следует, что при меньших количествах плазменных импульсов (8), растрескивания и заметные механические повреждения на поверхности графитовой пластины не обнаружены. Причиной этому, по-видимому, является низкое значение коэффициента теплового расширения данного вида материала. Однако неоднократное плазменное воздействие неизбежно вызывает изменение свойства графитовой пластины и приводит к формированию трещины. Это особенно заметно, например, в случае, когда количество импульсов было увеличено до 40 (рисунок 3.6в). Элементный состав графитовой пластины после облучения показан на рисунке 3.7. Как следует из рисунка 3.7, в элементном составе графитовой пластины кроме углерода содержится кислород, кремний, и другие элементы. Наличие кислорода и кремния возможно связано с начальными условиями получения углеграфита. После облучения, в элементном составе графитовой пластины также были обнаружены такие элементы, как железо, алюминий, хром. Их наличие в составе графитовой пластины связано с испарением конструкционных материалов разрядной камеры и пылесборника во время импульсного разряда.

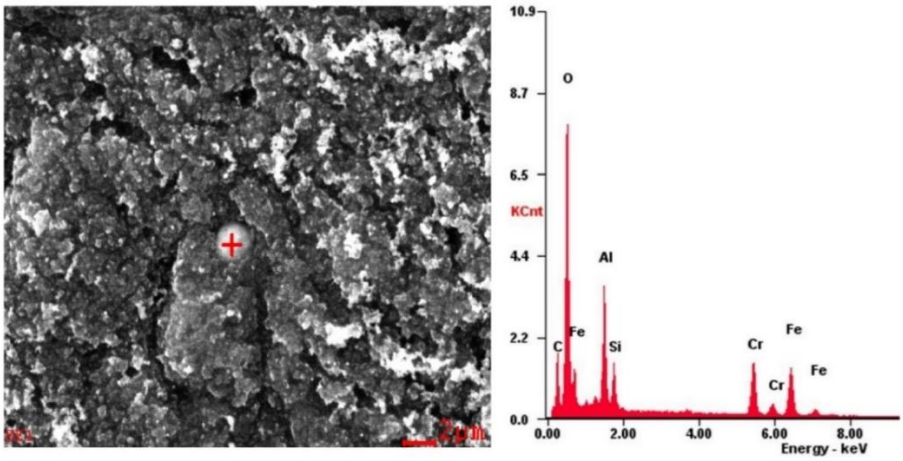
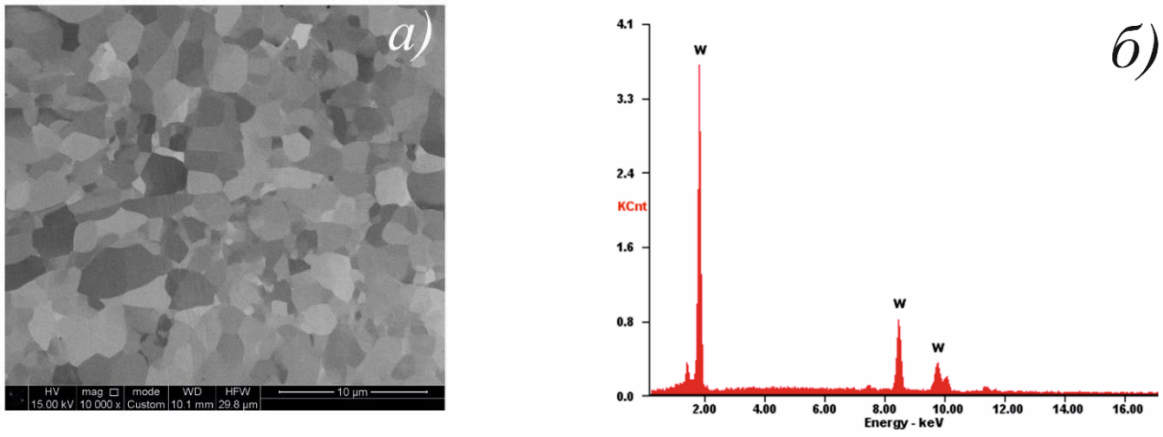


Рисунок 3.7 – Элементный состав графитовой пластины

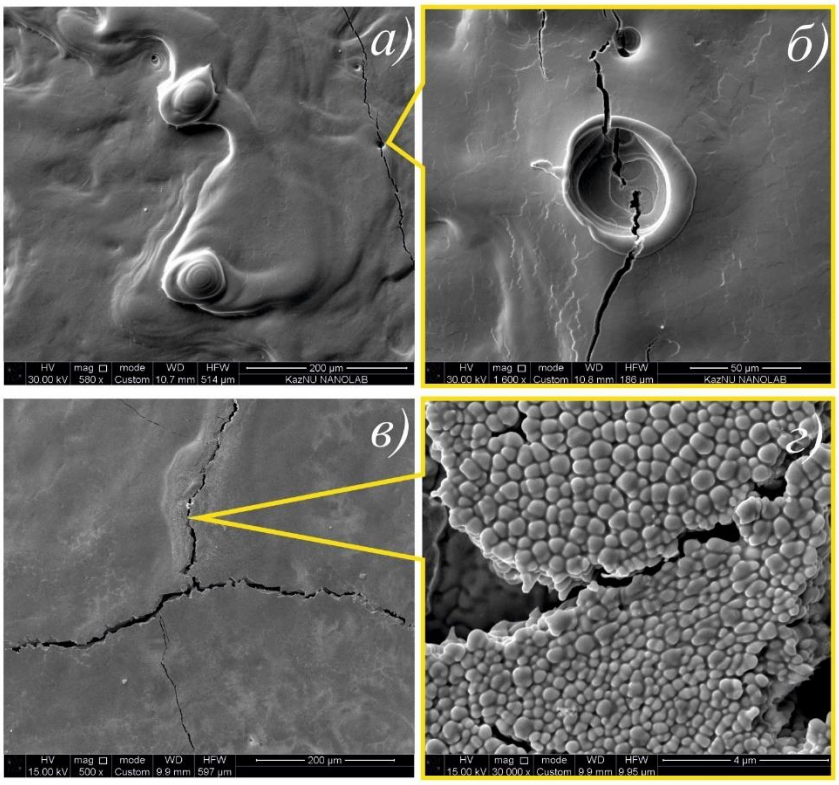
Морфология поверхности вольфрамовой пластины до облучения импульсным плазменным потоком, приведена на рисунке 3.8.



а - поверхность пластины после
двухэтапной шлифовки; б - ее элементный состав

Рисунок 3.8 – Поверхность и элементный
состав исходной вольфрамовой пластины

Морфология поверхности вольфрамовой пластины после облучения показана на рисунке 3.9. Уже при меньшем количестве импульсов (8 импульсов), как показано на рисунках 3.9а и 3.9б, на отдельных участках вольфрамовой пластины кроме трещинообразования наблюдается волнообразный рельеф, который обусловлен расплавлением поверхностного слоя вольфрамовой пластины (рисунок 3.9а).



а, б - 8 импульсов; в, г - 40 импульсов

Рисунок 3.9 – Морфология поверхности
вольфрамовой пластины после облучения плазменным потоком

С увеличением количества импульсов (5х), трещины становились более протяженными и глубокими (рисунок 3.9в). После многократного облучения поверхности вольфрамовой пластины, было обнаружено оплавление заостренных краев развитых трещин и формирование каплевидной структуры (рисунок 3.9г) [83]. Таким образом, данный факт хорошо коррелирует с полученными экспериментальными данными о выбросе каплевидных пылевых частиц из поверхности вольфрамовой пластины.

3.3 Структурные свойства обращенных к плазме поверхностей

Рентгеноструктурный анализ поверхности был проведен до и после облучения пластин импульсным плазменным потоком. Таким образом, это позволило отслеживать изменение структуры материала, в ряде случаев даже измерить термическое напряжение. Полученные дифрактограммы исходных и облученных пластин приведены на рисунке 3.10 и 3.11. Исследуемые дифракционные пики исходной графитовой пластины при углах 2θ – $26{,}2^0$; $42{,}2^0$; 54^0 и $77{,}1^0$ относятся к отражению рентгеновских лучей от кристаллографических плоскостей (002), (100), (004), (110) и хорошо согласуются с идентификационным номером JCPD 01-075-1621.

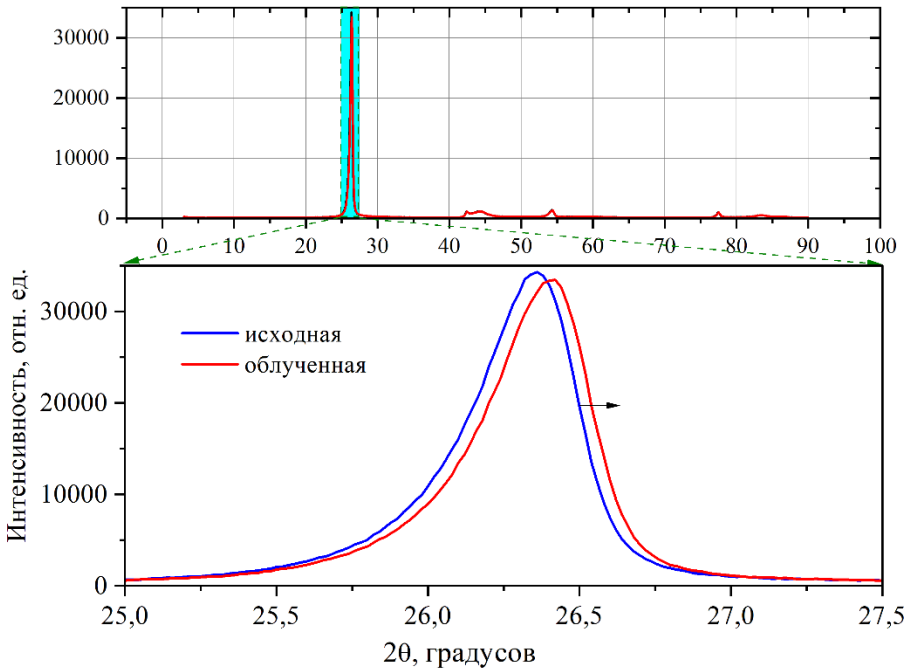


Рисунок 3.10 – Дифрактограммы исходной
и облученной графитовой пластины

Исследуемые дифракционные пики исходной вольфрамовой пластины при углах 2θ – $40{,}2^0$, $58{,}2^0$, $73{,}2^0$, 87^0 относятся к отражению ренгеновских лучей от кристаллографических плоскостей (110), (200), (211), (220) и хорошо согласуются с идентификационным номером JCPD 00-004-0806 [83].

В случае графитовой пластины, подвергшейся воздействию плазменного потока при меньшем количестве импульса (8 импульсов) существенного отличия между дифракционными кривыми исходной и облученной пластины, не наблюдается. Из этого следует, что в данном случае не происходит структурной модификации приповерхностного слоя графитовой пластины. Наряду с вышеупомянутым высказыванием, также не наблюдается заметного трещинообразования на поверхности графитовой пластины. Согласно полученным экспериментальным данным, можно судить о высокой устойчивости графитовой пластины к плазменной нагрузке, следовательно, высокой устойчивости к термическим напряжениям, возникающим в результате теплового расширения материала. Эти представления также исходят из того, что возможной причиной трещинообразования могут быть термические напряжения внутри материала. После 4-кратного увеличения количества импульса, было замечено незначительное смещение ($0{,}03^0$) дифракционных пиков в сторону больших углов относительно исходной графитовой пластины.

Поверхность вольфрамовой пластины также исследовалась в зависимости от количества импульсов (дозы облучения). По сравнению с графитовой пластиной наблюдается однозначное отличие между полученными результатами. Из анализа положения и интенсивности дифракционных пиков вольфрамовой пластины [144], облучённой меньшим количеством импульсов

(13 импульсов), следует, что структура приповерхностного слоя вольфрамовой пластины существенно изменяется (происходит структурная модификация).

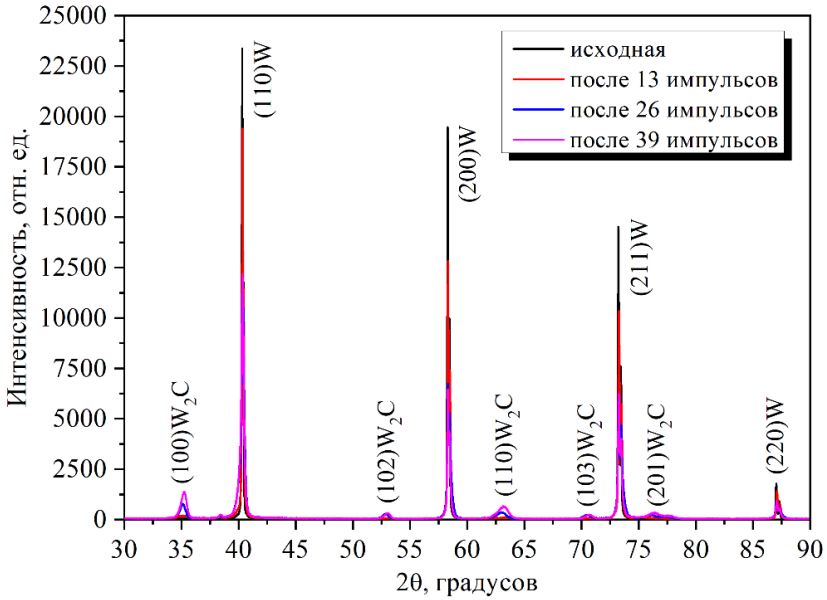
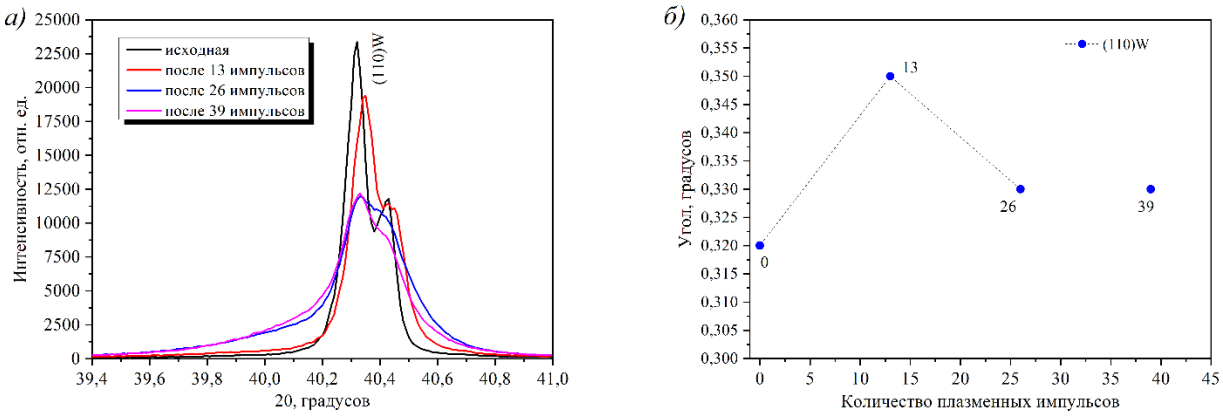


Рисунок 3.11 – Дифрактограммы исходной
и облученной вольфрамовой пластины

Детальный анализ полученных результатов был выполнен в дальнейшем на примере одного из дифракционных пиков, расположенного при $2\theta \sim 40{,}2^0$ (рисунок 3.12а и 3.12б). Как следует из рисунка 3.12а, дифракционный максимум расщепляется на два составляющих (луча): α_1 и α_2, для исходной и облученной вольфрамовой пластины, соответственно. В таком случае, можно свидетельствовать об относительном совершенстве кристаллической структуры образца. Отметим, что уже после 26 и 39 импульсов, составляющие α_1 и α_2 взаимно складываются. Таким образом, можно сделать такой вывод, что при неоднократном воздействии импульсного плазменного потока, происходит деградация приповерхностного слоя, а также образование дефектов в кристаллическом строении материала (нарушение упорядоченности, искажение кристаллической решетки). Интенсивности пиков уменьшаются с увеличенем плазменных импульсов. Кроме того, новые пики появляются на дифрактограмме: (100), (110), (102) (рисунок 3.11). Это указывает на то, что в приповерхностном слое вольфрамовой пластины образуется новая фаза. Согласно индетификационному номеру JCPD 01-071-6323, эта фаза хорошо соответсвует карбиду вольфрама (W_2C), имеющего гексагональное кристаллическое строение [145, 146]. Причиной, приводящей к появлению новой фазы, является перемешивание материалов из углерода и вольфрама на поверхности пластины.



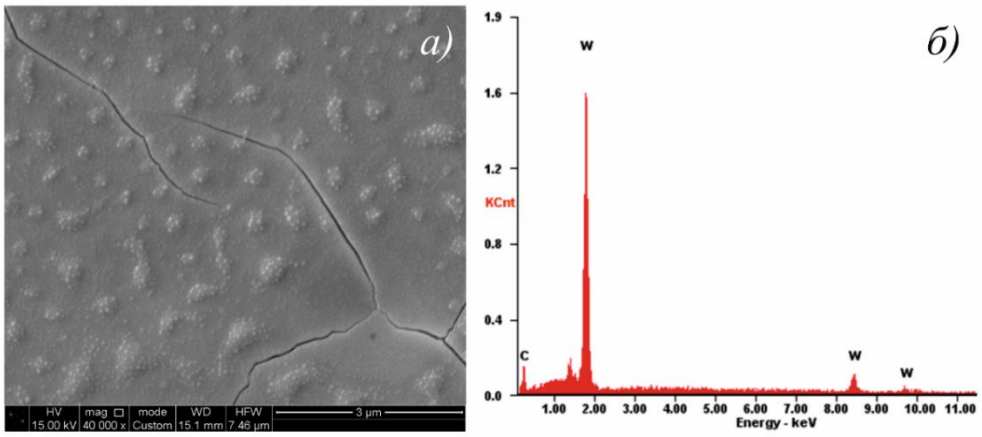
а - дифрактограмма, соответствующая отражению рентгеновских лучей от кристаллографической плоскости (110); б - смещение дифракционной линии в зависимости от количества импульсов

Рисунок 3.12 – Кривая дифракционного максимума для исходной и облученной вольфрамовой пластины при угле $2\theta \sim 40{,}2^0$

В работе [147] вольфрамовая стенка облучалась потоками CH_x^+ и $C_2H_x^+$ ионов. После этого, на поверхности стенки сформировался WC слой. Кроме того, было обнаружено, что примесь углерода может приводить к возникновению блистеров. В действительности после плазменного воздействия, как показано на рисунке 3.13, на поверхности вольфрамовой пластины были обнаружены выпуклости с характерными размерами 30-40 нм, похожих свиду на блистеры (рисунок 3.13а). После чего был проведен EDS анализ поверхности с выпуклостями. В результате этого в элементном составе поверхности кроме вольфрама был также обнаружен углерод (рисунок 3.13б). По всей вероятности, инжекция примесей углерода в разрядную камеру связано с попаданием в камеру капель масла во время работы масляных насосов. Отметим, что увеличение плазменных импульсов приводит к смещению положения дифракционных пиков W_2C, что говорит о том, что после неоднократного плазменного воздействия кристаллическая решетка W_2C может тоже деформироваться, как и вольфрамовая пластина.

Наряду с уменьшением интенсивности дифракционных пиков вместе с тем увеличивается их ширина на половине высоты, что связано, по-видимму, рекристализацией вольфрамовой пластины. Как видно из рисунка 3.12, положение пиков сдвигается в сторону больших углов 2θ после облучения пластины 13 импульсами. В то же время увеличение количества импульсов до 26 и 39 приводит к сдвигу дифракционных пиков в сторону меньших углов. Наблюдаемый сдвиг пиков от исходного положения, по-видимому, связан с эффектом пластической деформации. Быстрый нагрев тонкого слоя поверхности пластины способствует ее расширению. Однако холодная сторона пластины всячески препятствует этому. В этом случае внутри пластины

появляются термонапряжения. Термонапряжения, обусловленные нагревом материала, являются сжимающими, а термонапряжения, обусловленные конвекционным охлаждением материала, являются растягивающими [148, 149]. Так как процесс взаимодействия плазмы с поверхностью протекает за очень короткий промежуток времени, они не могут полностью скомпенсировать друг друга.



а – микрофотография; б – элементный состав

Рисунок 3.13 – приповерхностного слоя вольфрамовой пластины после воздействия импульсного плаазменного потока

При пластической деформации наблюдается ухудшение свойств вольфрама, например, ухудшение микротвердости [150]. По сдвигу самого интенсивного дифракционного пика вольфрамовой пластины (110) была произведена количественная оценка величины сжимающего термонапряжения, как представлено в работе [150], которая составляет σ ~ 1,5 ГПа. Эта оценка является приближенной.

3.4 Образование материальной пыли при облучении кандидатных материалов первой стенки ТЯР

При эрозии обращенных к плазме поверхностей образуется значительное количество пыли. Поэтому, помимо материала, исследование свойств пыли имеет также особое значение. Основными характеристиками пылинок являются их состав и размер. Для идентификации данных характеристик первая задача состояла в улавливании пылевых частиц. В работе сбор пылевых частиц осуществлялся с помощью пылесборника и специальных пылеулавливающих соседних поверхностей. Пылесборник представляет собой цилиндрический алюминиевый сосуд. Ко дну и боковым стенкам данного сосуда прикрепляются специальные липкие ленты. Для сбора большего количества пыли с помощью пылесборника, вольфрамовая и графитовая пластины были установлены под

наклоном к падающему потоку плазмы. При этом угол между осью ускорителя и нормалью к поверхности пластин составляет 45 градусов (рисунок 3.14).

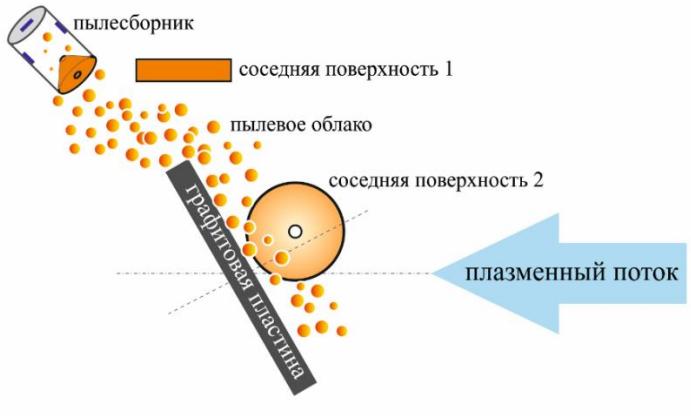
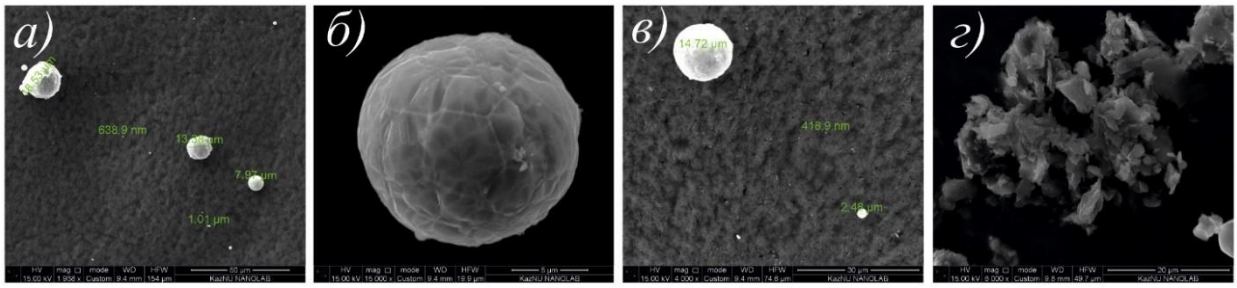


Рисунок 3.14 – Схема эксперимента для сбора пылевых частиц

Именно за счет наклонного положения образца можно было собрать большое количество пыли, поскольку при наклонном падении, отражения плазменного потока на поверхности происходит не полностью, часть его обтекает по поверхности и таким образом, увлекает за собой пылевые частицы. На основе электронно силовой микроскопии и EDS анализа были исследованы морфология, размер и элементный состав пылинок [151, 152]. Микрофотографии пылевых частиц, соответствующих продуктам эрозии графитовой пластины, представлены на рисунке 3.15.



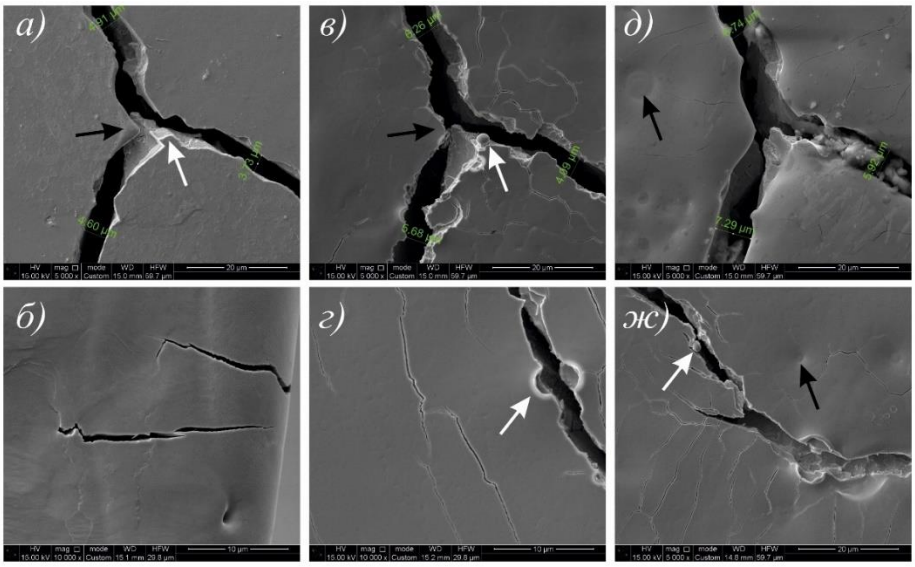
а - сферические металлические пылевые частицы;
б - крупный пылевой агломерат в форме цветной капусты

Рисунок 3.15 – Микрофотографии продуктов эрозии графитовой пластины

Основную часть пыли графитовой пластины составили крупные пылевые агломераты с размерами несколько десятков микрон (~ 40 мкм, рисунок 3.15г). По внешней форме они похожи на цветную капусту. Такие крупные пылевые агломераты состояли из нескольких отдельных пылевых частиц (осколков). С виду осколки подобны чешуям с заостренными краями. Очевидно, судя по таким внешним признакам, эти частицы были образованы в результате

хрупкого разрушения (дробления) поверхности графитовой пластины. Формы и размеры пылевых частиц могут дать объемную информацию о механизмах пылеобразования в материалах. Проведенные исследования [153] выделили следующие основные механизмы пылеобразования в материалах: физическое и химическое распыление, конденсация перенасыщенного пара, плазменно-дуговая эрозия и другие. Из полученных результатов следует, что в случае графитовой пластины в большей степени доминирует макроскопическая эрозия. Также механизм плазменно-дуговой эрозии не исключается, так как в плазме, в зависимости от свойств материала (например, в зависимости от коэффициента вторичной эмиссии), облучаемые образцы могут накапливать заряд или находится под плавающим потенциалом. Кроме того, накопленные на поверхности заряды могут уходить по заземленному корпусу разрядной камеры. Поэтому не исключается наведение плазменных токов на поверхность. Следует отметить, что в пылесборнике кроме графитовых пылевых агломератов, были обнаружены металлические сферические пылевые частицы, состоящие из железа, меди, и алюминия. Также, в элементном составе этих частиц присутствовали и другие примеси: углерод, хром, кремний, кислород. В отношении вольфрамовой пыли, конечной целью исследования было выявление прямых следствий, приводящих к возникновению пылевых частиц вольфрама. Как было упомянуто выше формы и размеры пылевых частиц могут дать объемную информацию о механизмах пылеобразования в материалах. В отличие от экспериментов по улавливанию пылевых частиц графита с помощью пылесборника и дополнительных пылеулавливающих поверхностей, улавливание пыли, выброшенных из поверхности вольфрамовой пластины, было затруднительно. Но, несмотря на это, получены некоторые интересные данные о механизмах пылеобразования из поверхности вольфрамовой мишени. В одних из самых первых сериях воздействия импульсного плазменного потока (9 и 18 импульсов), в основном, эрозия и выход пыли наблюдаются на заостренных краях вольфрамовой пластины (рисунок 3.5а и 3.5б). Отметим, что при этом выход пыли из поверхности не происходит. После чего количество импульсов увеличивался до 25 и 38 импульсов. Только в последнем случае наблюдается выход пыли из поверхности пластины. Для анализа полученного результата, образцы после каждой серии импульсов вынимались из разрядной камеры и исследовались на сканирующем электронном микроскопе. На рисунке 3.16 показаны полученные микрофотографии поверхности вольфрамовой пластины после облучения в зависимости от количества импульсов (дозы облучения). При 13 импульсах воздействия на поверхности вольфрамовой пластины образуются крупные и мелкие трещины (рисунки 3.16г и 3.16б). Размер крупных трещин может доходить до 10 мкм, а мелких до 25 нм. Регулярное трещинообразование как показывают результаты работ [154] начинается уже при нагрузке 0,8 МДж/м^2. Трещинообразование обусловлено охрупчиванием поверхности вольфрамовой пластины после облучения плазменным потоком. В области, где были образованы крупные трещины при последующих сериях импульсов, можно видеть, как острые края трещин

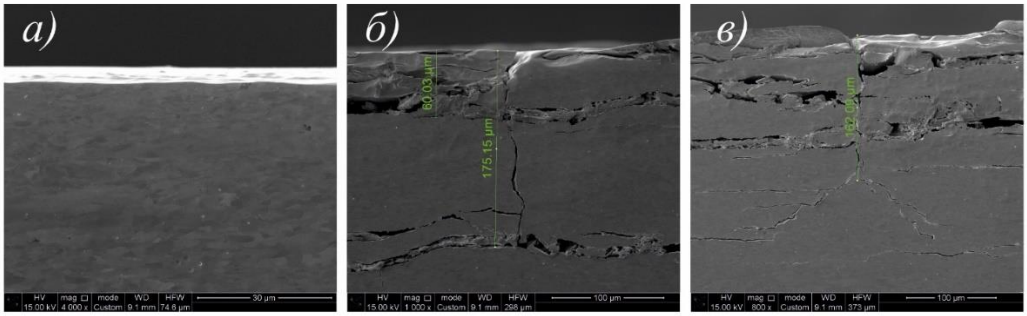
(указано стрелкой на рисунке 3.16а) расплавляются (теплопроводность падает на локальных участках вблизи трещин, в этом случае поглощенная энергия потока идет на нагрев острых краев трещин, а не распространяется по объему материала) и превращаются в пылевую частицу с диаметром приблизительно ~ 2 мкм (указано стрелкой на рисунке 3.16в). В последующих микрофотографиях, как это показано на рисунке 3.16д, можно заметить, что образованная на поверхности пылевая частица отрывается от нее и, по-видимому, поступает в объем плазмы [83].



а, б -13 импульсов;
в, г - 26 импульсов; д, ж - 39 импульсов

Рисунок 3.16 – Микрофотографии поверхности вольфрамовой пластины после облучения импульсным плазменным потоком

Трещины распространяются не только на поверхности, но и можно заметить, продольные и поперечные сети трещин (рисунок 3.17) [155]. Таким образом, исходя из этого, можно говорить, что источником вольфрамовых пылевых частиц могут являться образование сети трещин на поверхности. Модельная установка [156], обладающая схожими характеристиками хорошо подходит для сравнения приведенных данных. Следует отметить, что в обоих устройствах поверхностные изменения вольфрамовой мишени при облучении аналогичны и только незначительно отличаются. В литературах анализировались различные механизмы возникновения сети трещин на поверхности вольфрамовой мишени. Во всех случаях сети трещин обнаруживались при энергетических нагрузках выше порога плавления. Как правило, порог плавления вольфрамовой мишени находится на уровне 0,75 МДж/м^2 [157].



а - исходная пластина; б, в - 39 импульсов

Рисунок 3.17 – Микрофотографии
поперечного сечения вольфрамовой пластины

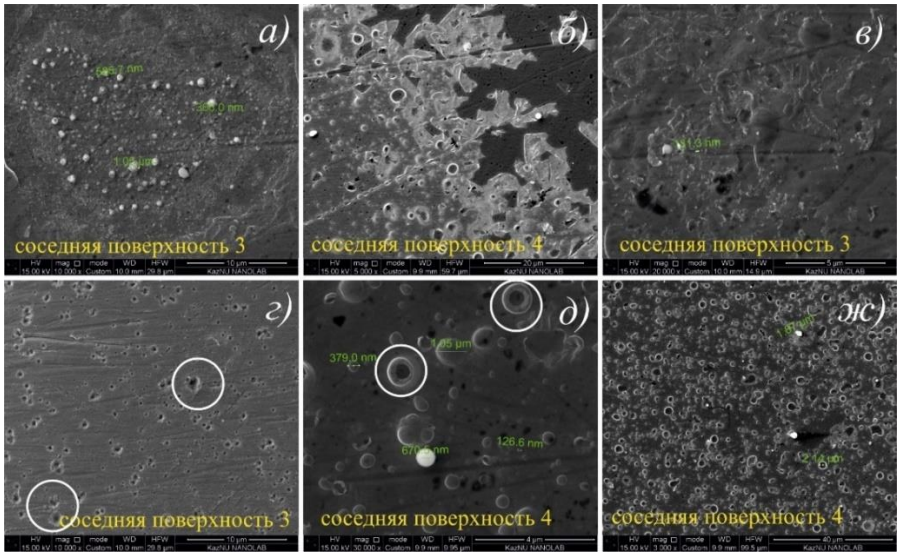
Выяснилось, что динамика образования трещин на поверхности вольфрама в различных модельных установках похожи. Она определяется только условиями облучения, то есть поверхностной тепловой нагрузкой, а не характеристиками бомбардирующих частиц (энергией и распределением этих частиц в плазме) [157]. Во всяком модельном установке (токамак, квазистационарный плазменный ускоритель, импульсный плазменный ускоритель, электронные пушки, линейные плазменные генераторы) при тепловой нагрузке, достигающей порога плавления, вольфрам переходит в состояние от пластичности к хрупкому. Переход в состояние от пластичности к хрупкому обусловлено повышением температуры вольфрамовой мишени и ее затвердением после охлаждения. Как видно, длительность плазменного воздействия также играет существенную роль в возникновении трещин на поверхности вольфрама. При коротких длительностях плазменного импульса затвердение происходит очень-очень быстро, что может привести к большему количеству сети трещин. Короткие плазменные импульсы в большей степени характерны для импульсных плазменных ускорителей и для устройств плазменного фокуса. Горячее облако пыли твердой мишени оказывает кинетическое воздействие на поверхность соседних материалов (в нашем случае ими служат дополнительные пылеулавливающие поверхности). Эти материалы установлены вблизи исследуемых кандидатных материалов, как показано на рисунках 3.1 и 3.14. После облучения кандидатных материалов, был проведен анализ дополнительных соседних пылеулавливающих поверхностей. В результате анализа на соседних поверхностях были обнаружены дефекты: осаждение пыли (рисунки 3.18а, 3.19а и 3.19б), шелушение поверхности (рисунки 3.18б и 3.19в), следы на поверхности, оставленные снарядовыми пылевыми частицами при бомбардировке соседних поверхностей (рисунки 3.18в и 3.19г) [158, 159].



а - осаждение пылевых частиц;
б - шелушение поверхности; в - следы пылевых частиц-снарядов

Рисунок 3.18 – Микрофотографии соседних
поверхностей, установленных рядом с графитовой пластиной

Скорость снарядовых пылевых частиц могут достигать 427 м/с, как обсуждалось в нашей предыдущей работе.



а, б - осаждение графитовых пылевых частиц и образование пленки; в - поверхностное шелушение; г - следы от графитовых пылевых частиц-снарядов; д, ж - волдыри и кратеры

Рисунок 3.19 – Микрофотографии соседних
поверхностей, установленных рядом с графитовой пластиной

Также были обнаружены волдыри и кратеры (рисунки 3.19д и 3.19ж), по-видимому, обусловленные осаждением пылевых частиц.

3.5 Эффекты предварительного нагрева на процессы эрозии

Как сообщается в работах [148, 149] при ударно-тепловом воздействии плазмы, поведение кандидатного материала, такого, как вольфрам зависит от его температуры. Сжимающие и ратягивающие напряжения, возникающие в материале при комнатной температуре, приводят к существенному трещинообразованию. При температурах, превышающих пластично-хрупкий переход, как показывают результаты работ, трещинообразование практически не наблюдается. Основываясь на этих представлениях, был проведен следующий эксперимент: при тех же условиях, как описано в разделе 3.1, вольфрамовая пластина облучается несколькими сериями плазменных импульсов. Кроме того, вольфрамовая пластина предварительно нагревается до температуры 550 ^{0}C ± 5%. Нагревательная система, представленная на рисунке 3.20, состоит из следующих основных элементов: танталовой пластины толщиной 40 мкм, держателя, и токовыводов. Танталовая пластина присоединяется к токовыводам через крепежные винты. Образец, вольфрамовая пластина, крепится на держателе. Для измерения температуры используются термопары.

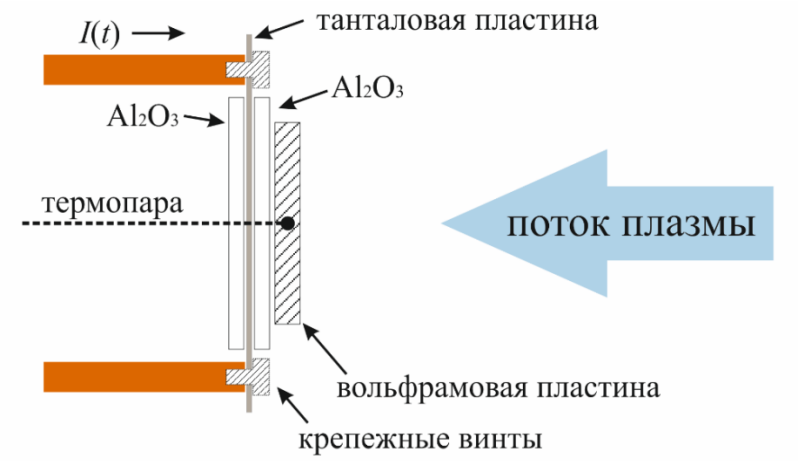
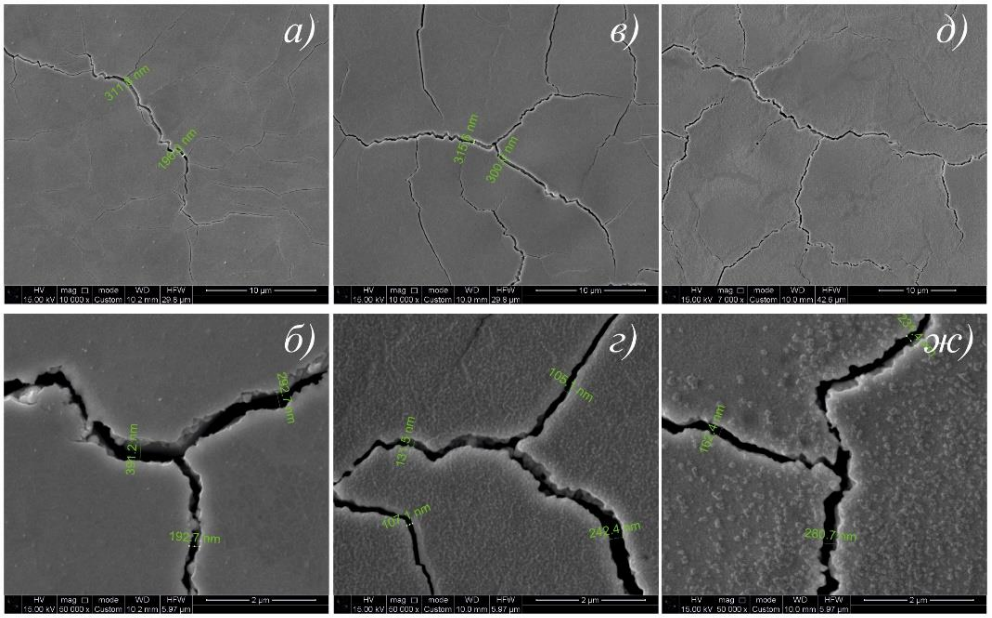


Рисунок 3.20 – Схема нагревательной системы

Вольфрамовая пластина также проходит двухэтапную шлифовку. Поверхность вольфрамовой пластины после двухэтапной шлифовки и ее исходный элементный состав показаны на рисунке 3.8.

После каждой серии воздействия импульсным плазменным потоком, вольфрамовая пластины вынималась из разрядной камеры и исследовалась на сканирующем электронном микроскопе и рентгеновском спеткрометре. Результаты показаны на рисунках 3.21, 3.22, 3.23, 3.24, 3.25, и 3.26. Трещины, обнаруженные в разделе 3.4, имели ширину около 7-10 мкм. Предварительный нагрев, как это показано на рисунке 3.21, позволил существенно уменьшить ширину трещин до 315 нм. При увеличении количества импульсов от 13 до 26 и 39, существенного изменения ширины трещин не наблюдается. По сравнению с результатами, описанными в разделе 3.4, с увеличением количества импульсов

до 26 (рисунки 3.21в и 3.21г) и 39 (рисунки 3.21д и 3.21ж), трещины на поверхности вольфрамовой пластины меняли ориентацию и видоизменялись в процессе распространения по поверхности, что может быть обусловлено перераспределением напряжений в вольфрамовой пластине.

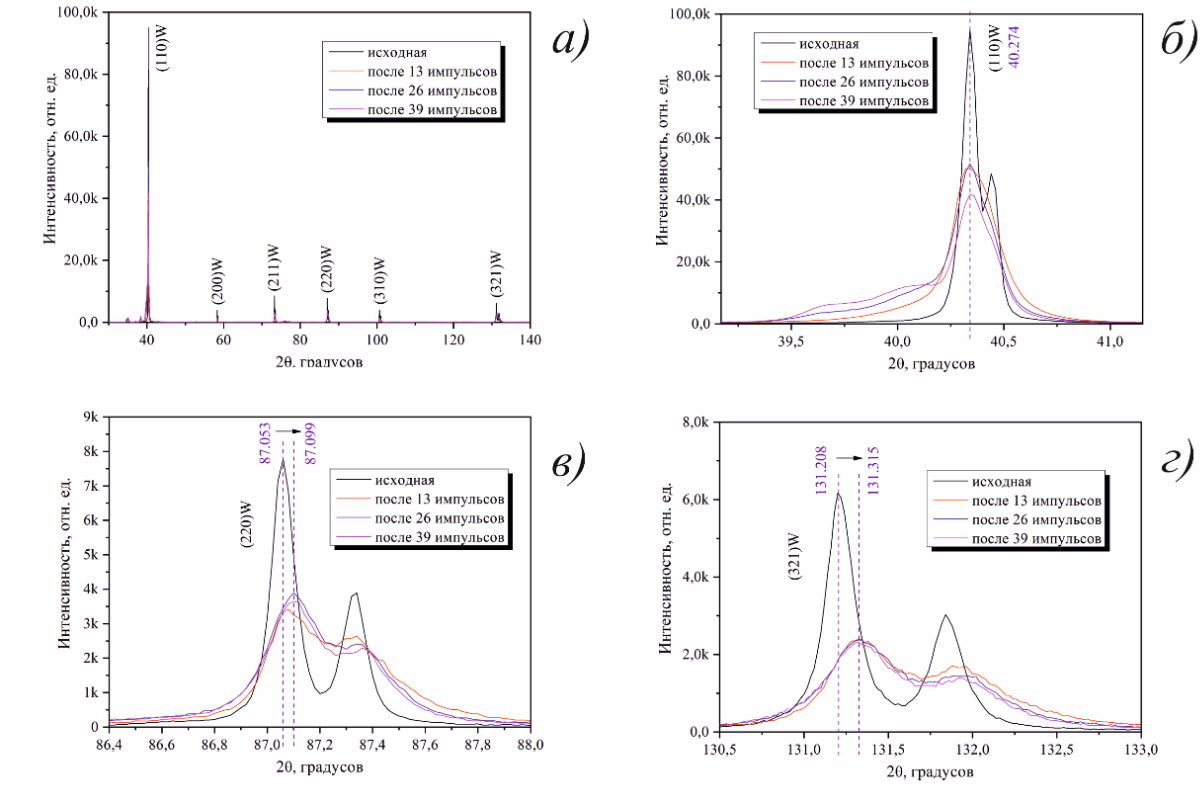


а, б - 13 импульсов; в, г - 26 импульсов; д, ж - 9 импульсов

Рисунок 3.21 – Поверхность вольфрамовой пластины
после облучения импульсным плазменным потоком

Основной причиной растрескивания (трещинообразования) поверхности вольфрамовой пластины является термические напряжения, возникающие в результате ударно-теплового воздействия плазмы. При воздействии импульсным плазменным потоком происходит импульсный нагрев поверхности вольфрамовой пластины. В таком случае термические напряжения в основном локализованы в приповерхностном слое пластины. Дифрактограммы исходной и облученной вольфрамовой пластины, полученные на рентгеновском спектрометре, представлены на рисунках 3.22а-3.22г. На основании полученных дифрактограмм, были определены линейные размеры кристаллической решетки исходной и облученной вольфрамовой пластины и составляют 0,08235 нм и 0,08232 нм, соответственно. В таком случае, соответствующее значение $\Delta d/d$ составляет 0,000364. Используя эти данные, рассчитана величина сжимающего напряжения, которая составляет 0,1256 ГПа. Для достижения максимальной точности расчёты выполнялись в прецизионной области углов ($\theta > 60^0$). Как следует из рисунка 3.22, уширение дифракционных линии после воздействия импульсным плазменным потоком свидетельствует о высокой концентрации дислокаций в приповерхностном слое вольфрамовой пластины (рисунки 3.22б-3.22г). Увеличение количества

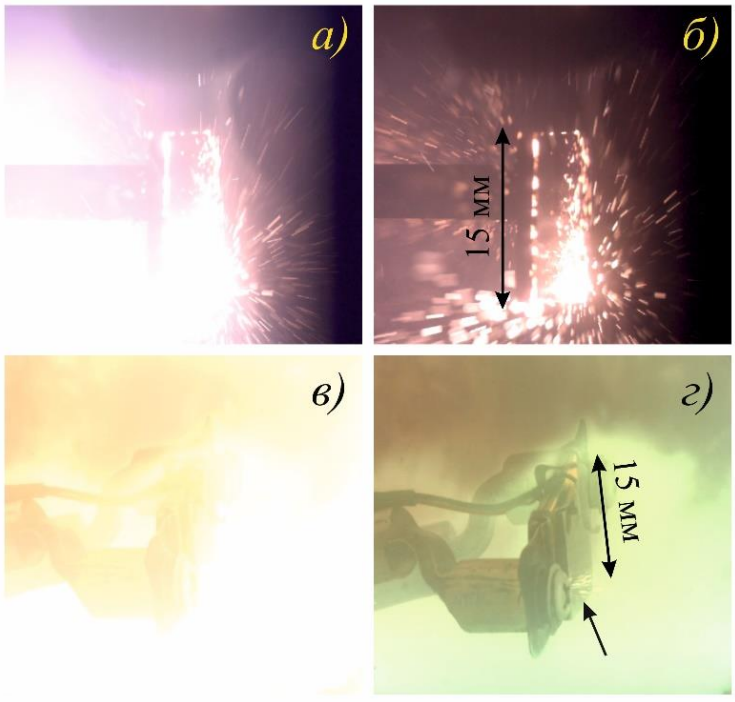
импульсов от 13 до 26 и 39, как видно из рисунка 3.23, не приводит к существенному изменению термических напряжений, то есть наблюдается полная релаксация.



а - весь спектральный диапазон;
б - 2θ = 40,274; в - 2θ = 87,053; г - 2θ = 131,208

Рисунок 3.22 – Результаты рентгеновской дифракции

Из полученных нами результатов следует, что трещинообразования можно избежать, предварительно нагревая вольфрамовую пластину, так как предварительный нагрев позволяет контролировать температурный градиент на поверхности при воздействии импульсным плазменным потоком. Как было описано в разделе 3.4, источником вольфрамовых пылевых частиц служили большие протяженные трещины. В связи с тем, что предварительный нагрев приводит только к образованию мелких трещин, на поверхности вольфрамовой пластины не обнаружено значительного пылеобразования. Для сравнения результатов, стоит обратить внимание на данные рисунка 3.23.

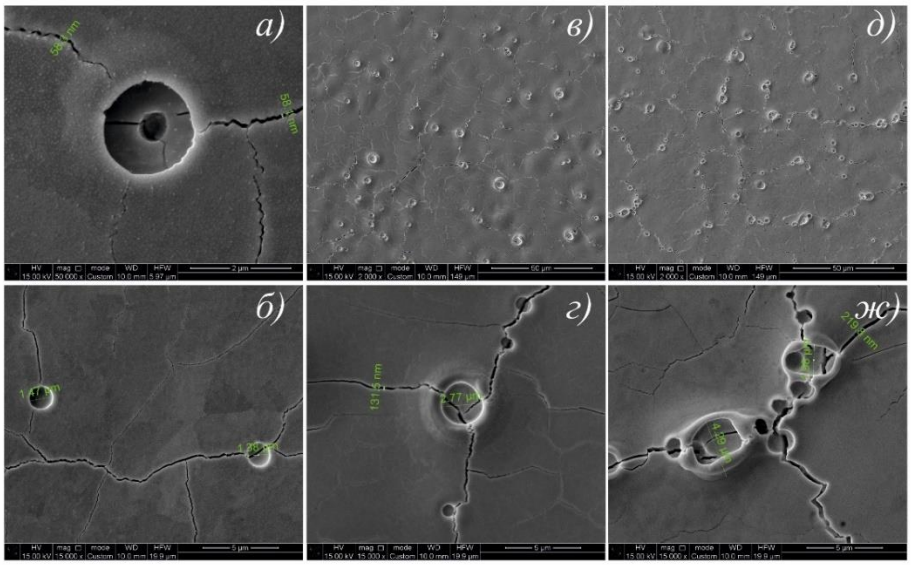


а, в - вовремя взимодействия вольфрамовой пластины с импульсным плазменным потоком; б, г - после взимодействия

Рисунок 3.23 – Фотокадры взаимодействия импульсного плазменного потока с вольфрамовой пластиной. Ускорение плазмы справа налево

Несмотря на то, что предварительный нагрев вольфрамовой пластины приводил к положительному результату, тем не менее в экспериментах на ее поверхности обнаруживались трещины [137]. В связи с тем, что дугообразование [160, 161] на краях трещин может привести к значительному повышению локальной температуры поверхности, взрывная электронная эмиссия может быть вызвано в результате этого [162]. На основании данного утверждения можем дать качественное объяснение образованию таких дефектов, как кратеры (рисунок 3.24). Обычно дуговые кратеры имеют форму похожую на полусферу.

После воздействия импульсного плазменного потока 13 импульсами, по результатам СЭМ анализа можно видеть, как круглые светлые пятнышки с разными диаметрами интегрировали на поверхность вольфрамовой пластины (рисунок 3.25). Был проведен EDS анализ состава пятнышек. Таким образом, в пятнышках были обнаружены примеси никеля (рисунок 3.26г). Элементный состав исходной поверхности соответствует рисунку 3.26в. Попадание примеси никеля на поверхность может привести к шероховатости. Их источниками являются крепежные винты, использующиеся для соединения элементов нагревательной системы. Крепежные винты, расположенные около пластины, при взаимодействии с плазменным потоком, в значительной степени перегреваются и распыляются.

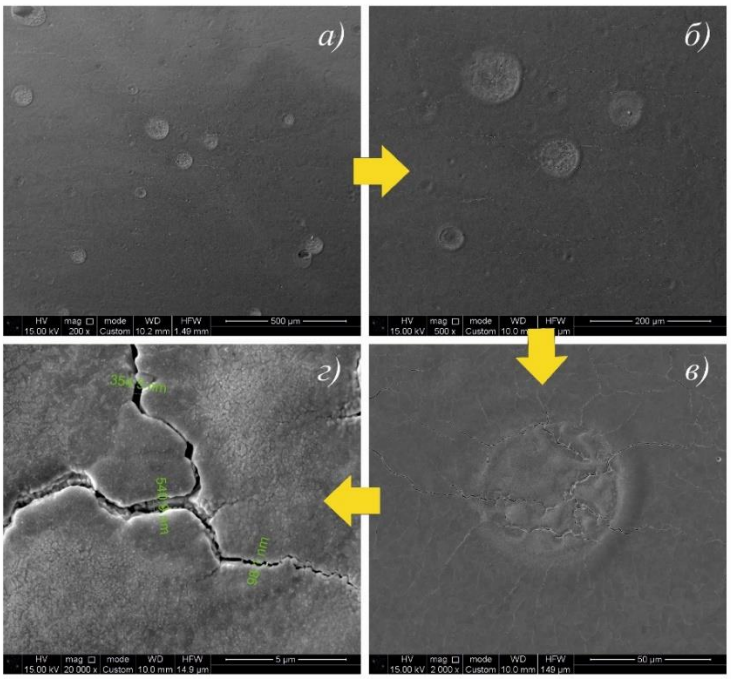


а, б - 13 импульсов;
в, г - 26 импульсов; д, ж - 39 импульсов

Рисунок 3.24 – Дуговые кратеры на поверхности
вольфрамовой пластины при различных импульсах

Пятнышки видоизменяются после каждой серии плазменного воздействия. Для примера, обратим внимание на рисунки 3.25в, 3.26а, 3.26б после 13, 26, и 39 импульсов. Трещины, обнаруженные на участках поверхности, где образуются светлые пятнышки, значительно шире. Это означает, что скопление никелевых пылевых капель на поверхности вольфрамовой пластины могут в значительной мере способствовоать увеличению ширины трещин. Во-вторых, в пятнышках могут образоваться выпуклости (блистеры). Как уже сообщалось в работах [163-165], примеси, осажденные на поверхности, в значительной степени могут усиливать процесс блистеринга. При термическом воздействии на пленку, образующейся при осаждennии примесей, на границе между тонкой пленкой и поверхностью материала может выстраится водород. При этом происходит накопление газовых молекул водорода, что приводит к формированию блистеров (рисунок 3.26а, указаны белыми стрелками). После 26 импульсов, за счет повышения температуры локальных дефектных участков поверхности крышки блистеров открываются и отслаиваются (рисунок 3.26а, указаны черными стрелками).

По результатам, полученным в данном разделе диссертационной работы, приводятся следующие рекомендации:



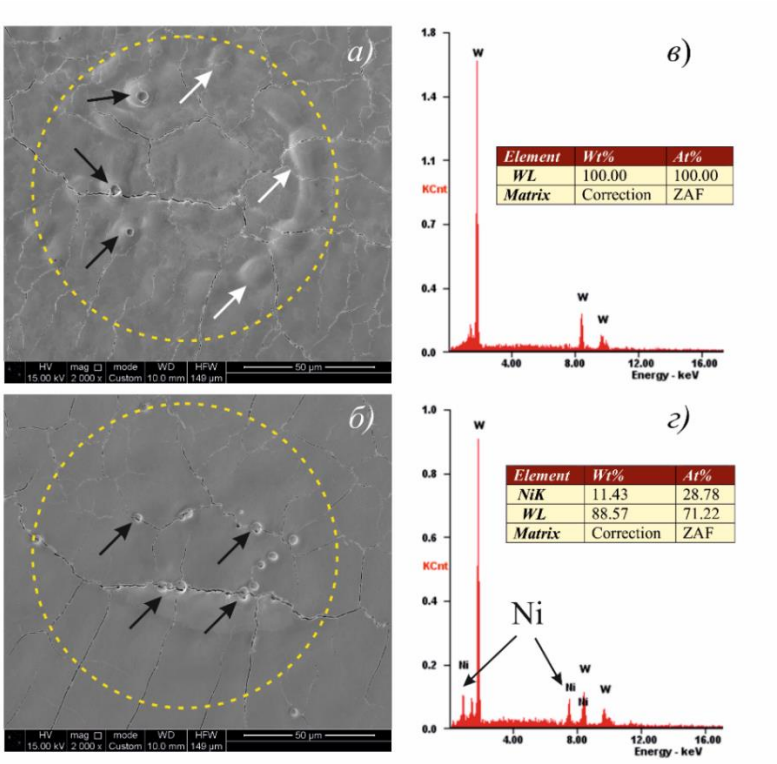
а - 100; б – 40; в - 10; г –1 кратное увеличение

Рисунок 3.25 – Поверхность вольфрамовой пластины после 13 импульсов

Результаты испытания показали достаточно высокую устойчивость графита к плазменным нагрузкам. Однако к основным недостаткам этого материала можно отнести высокие показатели макроскопической эрозии и выхода пыли, что может в значительной степени ограничить применение его в качестве материалов первой стенки. В связи с этим рекомендуется применять композиционные материалы на основе углерода (наполненных порошком лития, к примеру). Новые композиционные материалы на основе углерода (например, композиты из углеродного волокна) уже рассматриваются и открывают новые возможности в качестве кандидатных материалов ИТЭР. Однако мало исследований по взаимодействию данных материалов с термоядерной плазмой. В этой связи практический интерес к плазменным ускорителям не потерялась.

Материалы, имеющие высокую пористость и трещины на поверхности, более подвержены к пылеобразованию. Следует отметить, что композиты на основе углерода должны иметь плотную, высококачественную (с заданным коэффициентом воспроизводства трития) структуру и непористую поверхность (без трещинообразования). Это требует дополнительных исследований.

Вольфрам является самым перспективным материалом для обращенных к плазме внутрикамерных компонентов благодаря своей высокой пороговой энергии распыления и низкому удержанию трития. Однако при взаимодействии с энергичными (~0,8 МДж/м^2) плазменными потоками поверхностный слой вольфрама будет быстро нагреваться (за короткий промежуток времени 100-200 мкс). После, в результате охлаждения, на поверхности образуются трещины.



а - 26 импульсов; б - 26 импульсов; в, г - элементный состав исходной и облученной вольфрамовой пластины

Рисунок 3.26 – Поверхность вольфрамовой пластины светлыми пятнышками

Как показывают результаты, эти трещины являются источником вольфрамовых пылевых частиц. С увеличением количества импульсов ожидается значительное количество пыли в объеме плазмы [166].

Таким образом, во-первых, следует избегать появления трещин. Как правило, трещины возникают при охлаждении поверхности до «пороговой» температуры после сильного нагрева. Следовательно, необходимо контролировать температуру поверхности термоядерных установок, сконструированных на основе данного типа материала [137].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе представлены результаты диагностики импульсного плазменного потока и процессов в пристеночной плазме в установке PW-7 моделирующей взаимодействие плазмы с первой стенкой термоядерных реакторов.

Приводятся следующие основные результаты:

1. С помощью многоэлектродного зонда получены экспериментальные зависимости плотности и температуры электронов в плазменном потоке от времени и расстояния. Из этих зависимостей было выявлено, что флуктуаций плотности и температуры электронов в области зонда вызваны проходящими в канале плазменного ускорителя процессами. Адекватность интерпретации этих флуктуаций было подтверждено высокоскоростной камерой, фиксирующей свечение плазменного потока. Несмотря на флуктуацию, по мере удаления зонда от электроной системы средние значения плотности и температуры электронов в одном импульсе уменьшаются. На расстояниях 22 см и 33 см температура электронов уменьшается до 38,38 эВ и 35,07 эВ, плотность электронов уменьшается до $7{,}36 \cdot 10^{-19}$ м$^{-3}$ и $7{,}18 \cdot 10^{-19}$ м$^{-3}$.

2. С помощью предложенным автором методом измерения получены пространственно-временные распределения собственного азимутального магнитного поля плазменного потока. Были обнаружены магнитные поля обратной полярности, что указывает на формирование на выходе ускорителя токовой петли. Также замечено азимутальная неоднородность магнитного поля, что говорит о смещении токовой петли. Заключение токовых петель в кварцевую трубку привел к азимутальной однородности магнитного поля и циркулированию тока только внутри этой трубки.

3. Отработан метод оптической спектросопии плазмы на другом плазменном ускорителе, отличающимся параметрами и конфигурацией электродной системы. Рассчитана плотность электронов в плазменном потоке методом штарковского уширения спектральных линий водорода учитывая уширение оптической системой.

4. На моделирующей установке PW-7, в котором достигаются параметры соответсвующие срыву плазмы в ТЯР, экспериментально были исследованы процессы эрозии кандидатных материалов первой стенки и дивертора. Поверхности этих материалов были подвержены нескольким сериям импульсов воздействия плазменного потока. После был проведен анализ поверхности. На основе этого было вывлено разрушение поверхности материалов в результате макроскопической эрозии, сопровождающейся хрупким повреждением и образованием трещин, дуговой эрозии, сопровождающейся формированием кратеров на поверхности. При последующих плазменных воздействиях, эти повреждения привели к интенсивному выбросу пыли из поверхности. Кроме того, было исследовано влияние пылевых частиц на соседние материалы. Для уменьшения трещинообразования на поверхности вольфрам предварительно

нагревался до температуры 550 ^{0}C. Это привело к уменьшению ширины трещин, но не привело к полному исчезновению.

Поставленные в диссертации задачи полностью решены, в частности, решена задача диагностики плазменного потока в импульсных плазменных ускорителях, моделирующих процессы в пристеночной плазме термоядерных энергетических реакторов; изучен процесс взаимодействия импульсного плазменного потока с кандидатными материалами в условиях тепловой нагрузки, соответствующих условиям термоядерных энергетичеких реакторов; изучен процесс пылеобразования; при предварительном нагревании материала был выявлен положительный эффект: уменьшение ширины трещин кандидатных материалов; на основании полученных результатов даны рекомендации по выбору кандидатных материалов.

Полученные результаты в рамках выполнения диссертационной работы **могут быть применены** для термоядерных исследований, в частности, для исследований эрозии кандидатных материалов внутрикамерных компонентов термоядерных энергетических реакторов. Кроме того, предварительный нагрев кандидатного материала может оказаться хорошим решением для устранения нежелательных видов эрозии, как трещины. Полученные результаты способствуют хорошему физическому пониманию процессов в пристеночной области термоядерных энергетических реакторов, и позволит сформировать полезные рекомендации для решения ряда технологических проблем термоядерной энергетики.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Rudakov D.L., Boedo J.A., Moyer R.A., Stangeby P.C., Watkins J.G., Whyte D.G., Zeng L., Brooks N.H., Doerner R.P., Evans T.E. Far SOL transport and main wall plasma interaction in DIII-D // Nucl. Fusion. - 2005. - Vol. 45. - P. 1589.
2. Морозов А.И. Физика и применение плазменных ускорителей. - Минск: Наука и техника, 1974. - 400 с.
3. Арцимович Л.А. Плазменные ускорители. - Москва: Машиностроение, 1973. - 312 с.
4. Жукешов А.М. Особенности ускорения плазмы в коаксиальной пушке при работе со сплошным наполнением // Вестник КазНУ. Серия физическая. - 2012. - Vol. 40, №1. - С. 32-35.
5. Углов В.В. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками. - Минск: БГУ, 2013. - 248 с.
6. Dosbolayev M.K., Raiymkhanov Zh.R., Utegenov A.U., Ramazanov T.S. Impulse Plasma Deposition of Carbon Nanoparticles // Book of Abstracts: XII-th International Conference «Ion Implantation and Other Applications of Ions and Electrons», ION. - Kazimierz Dolny, Poland, 2018. - 82 p.
7. Gatsonis N.A., Lu Y., Blandino J., Demetriou M.A., Paschalidis N. Micropulsed plasma thrusters for attitude control of a low-earth-orbiting cube sat // Journal of Spacecraft and Rockets. - 2016. - Vol. 53. - P. 57-73.
8. Antropov N.N., Bogatyy A.V., Dyakonov G.A., Lyubinskaya N.V., Popov G.A., Semenikhin S.A., Tyutin V.K., Khrustalev M.M., Yakovlev V.N. A New Stage in the Development of Ablative Pulsed Plasma Thrusters at the RIAME // Solar System Research. - 2012. - Vol. 46. - P. 531-541.
9. Стрелков В.С. Физические основы методов диагностики плазмы в токамаке: Учебное пособие. - Москва: МИФИ, 2004. - 88 с.
10. Митришкин Ю.В., Карцев Н.М., Павлова Е.А., Прохорова А.А., Коренева П.С., Патровс М.И. Управление плазмой в токамаках. Ч. 2. Системы магнитного управления плазмой // Проблемы управления. - 2018. - № 2. - С. 2-30.
11. Жизнин С.З., Тимохов В.М. Перспективы международного сотрудничества в развитии термоядерной энергетики. Экономические и экологические аспекты // Энергетическая политика. - 2016. - № 3. - С. 98-108.
12. Fenstermacher M.E., et al. DIII-D research advancing the physics basis for optimizing the tokamak approach to fusion energy // Nucl. Fusion. - 2022. - Vol. 62. - P. 042024.
13. Kikuchi M. The large tokamak JT-60: a history of the fight to achieve the Japanese fusion research mission // Eur. Phys. J. - 2018. - Vol. H43. - P. 551-577.
14. Efthimion P.C., Johnson L.C., Strachan J.D., Synakowski E.J., Zarnstorff M., Adler H., Barnes C., Budny R.V., Jobes F.C., Louglin M., McCune D., Mueller D., Ramsey A.T., Rewoldt G., Roquemore A.L., Tang W.M., Taylor G. Tritium Particle Transport Experiments on TFTR during D-T Operation // Phys. Rev. Lett. - 1995. - Vol. 75. - P. 85-88.

15. Mailloux J., et al. Overview of JET results for optimising ITER operation // Nucl. Fusion. - 2022. - Vol. 62. - P. 042026.

16. Wurzel S.E., Hsu S.C. Progress toward fusion energy breakeven and gain as measured against the Lawson criterion // Physics of Plasmas. - 2022. - Vol. 29. - P. 062103.

17. Tanabe T., Sugiyama K., Coad P., Bekris N., Glugla M., Miya N. Comparison of tritium retention and carbon deposition in JET and JT-60U // Journal of Nuclear Materials. - 2005. - Vol. 345, № 2-3. - P. 89-95.

18. Yuxuan S. The progress and current status of Tokamak: a systematic review // E3S Web of Conferences. - 2021. - Vol. 292. - P. 02067.

19. Park H.K., Choi M.J., Hong S.H., In Y., Jeon Y.M., Ko J.S., Ko W.H., Kwak J.G., Kwon J.M., Lee J. Overview of KSTAR research progress and future plans toward ITER and K-DEMO // Nucl. Fusion. - 2019. - Vol. 59. - P. 112020.

20. Wan B.N., Liang Y., Gong X.Z., Xiang N., Xu G.S., Sun Y., Wang L., Qian J.P., Liu H.Q., Zeng L. Recent advances in EAST physics experiments in support of steady-state operation for ITER and CFETR // Nucl. Fusion. - 2019. - Vol. 59. - P. 112003.

21. Митришкина Ю.В., Коренев П.С., Прохоров А.А., Карцев Н.М., Патровс М.И. Управление плазмой в токамаках. Ч. 1. Проблема управляемого термоядерного синтеза. Токамаки. Компоненты систем управления // Проблемы управления. - 2018. - Вып. 1. - С. 2-20.

22. Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J., Bondeson A., Boozer A.H., Buttery R.J., Garofalo A., Goodman T.P., Granetz R.S., Gribov Y. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions // Nucl. Fusion. - 2007. - Vol. 47. - P. S128.

23. Wynn A., Lipschultz B., Cziegler I., Harrison J., Jaervinen A., Matthews G.F., Schmitz J., Tal B., Brix M., Guillemaut C. Investigation into the formation of the scrape-off layer density shoulder in JET ITER-like wall L-mode and H-mode plasmas // Nucl. Fusion. - 2018. - Vol. 58. - P. 056001.

24. Federici G., Biel W., Gilbert M.R., Kemp R., Taylor N., Wenninger R. European DEMO design strategy and consequences for materials // Nucl. Fusion. - 2017. - Vol. 57. - P. 092002.

25. Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A. Divertor plasma detachment // Physics of Plasmas. - 2016. - Vol. 23. - P. 055602.

26. Хромов Н.А., Векшина Е.О., Гусев В.К., Литуновский Н.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В. Исследование пристеночной плазмы токамака Глобус-М с помощью массива диверторных ленгмюровских зондов // Журнал технической физики. - 2021. - Том 91, Вып. 3. - С. 421-427.

27. Недоспасов А.В. Физика пристеночной плазмы в токамаках // Успехи физических наук. - 1987. - Том 152, Вып. 3. - С. 479-492.

28. Boedo J.A. Edge turbulence and SOL transport in tokamaks // Journal of Nuclear Materials. - 2009. - Vol. 390-391. - P. 29-37.

29. Perillo R., Boedo J.A., Lasnier C.J., Bykov I., Marini C., Watkins J.G. Quantifying heat and particle flux to primary and secondary divertors for various types of edge-localized-modes // Physics of Plasmas. - 2022. - Vol. 29. - P. 052506.

30. Leonard A.W. Edge-localized-modes in tokamaks // Physics of Plasmas. – 2014. - Vol. 21. – P. 090501.

31. Lehnen M., et al. Disruptions in ITER and strategies for their control and mitigation // Journal of Nuclear Materials. - 2015. - Vol. 463. - P. 39-48.

32. Linke J.M. et al. Performance of plasma-facing materials under intense thermal loads in tokamaks and stellarators // Fusion science and technology. - 2004. - Vol. 46. - P. 142-151.

33. Flanagan J.C., et al. Characterising dust in JET with the new ITER-like wall // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2015. - Vol. 57. - P. 014037.

34. Temmerman G. de, et al. Data on erosion and hydrogen fuel retention in Beryllium plasma-facing materials // Nuclear Materials and Energy. - 2021. - Vol. 27. - P. 100994.

35. Rubel M., Widdowson A., Dittrich L., Moon S. Application of Ion Beam Analysis in Studies of First Wall Materials in Controlled Fusion Devices // Physics. - 2022. - Vol. 4, № 1. - P. 37-50.

36. Linke J. High Heat Flux Performance of Plasma Facing Materials and Components under Service Conditions in Future Fusion Reactors // Fusion Science and Technology. - Vol. 49:2T. - P. 455-464.

37. Zinkle S.J. Challenges in Developing Materials for Fusion Technology - Past, Present and Future // Fusion Science and Technology. - 2013. - Vol. 64:2. - P. 65-75.

38. Matthews G.F. Material migration in divertor tokamaks // Journal of Nuclear Materials. - 2005. - Vol. 337-339. - P. 1-9.

39. Hassanein A. Potential design problems for ITER fusion device // Scientific Reports. - 2021. - Vol. 11, № 1. - P. 2069.

40. Sizyuk V., Hassanein A. New proposed ITER divertor design using carbon insert on tungsten to mitigate ELMs and secondary radiation effects on nearby components // Scientifc Reports. - 2022. - Vol. 12. - P. 4698.

41. Würz H., Bazylev B., Landman I., Pestchanyi S., Safronov V. Macroscopic erosion of divertor and first wall armour in future tokamaks // Journal of Nuclear Materials. - 2002. - Vol. 307-311. - P. 60-68.

42. Алимов В.Х., Бобырь Н.П., Спицын А.В., Черкез Д.И. Удержание дейтерия в радиационно-повреждённом вольфраме // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. - 2017. - Том 40, Вып. 4. - С. 25-39.

43. Tanabe T. Пересмотр концепции использования углеродных материалов в качестве обращенных к плазме материалов термоядерного реактора // Физика плазмы. - 2019. - Том 45, № 5. - С. 387-405.

44. Tanabe T. Tritium handling issues in fusion reactor materials // Journal of Nuclear Materials. - 2011. - Vol. 417, Issues 1-3. - P. 545-550.

45. Roth J., Tsitrone E., Loarte A., Loarer Th., Counsell G., Neu R., Philipps V., Brezinsek S., Lehnen M., Coad P., Grisolia Ch., Schmid K., Krieger K., Kallenbach L.B., Doerner R., Causey R., Alimov V., Shu W., Ogorodnikova O.A., Kirschner A., Federici G., Kukushkin A. Recent analysis of key plasma wall

interactions issues for ITER // Journal of Nuclear Materials. - 2009. - Vol. 390-391. - P. 1-9.

46. Grisolia C., Gensdarmes F., Peillon S., Dougniaux G., Bernard E., Autricque A., Pieters G., Rousseau B., Feuillastre S., Garcia-Argote S. Current investigations on tritiated dust and its impact on tokamak safety // Nucl. Fusion. - 2019. - Vol. 59. - P. 086061.

47. Krasheninnikov S.I., Soboleva T.K. Dynamics and transport of dust particles in tokamak edge plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2005. - Vol. 47. - P. A339.

48. Winter J. Dust in fusion devices – a multi-faceted problem connecting high- and low-temperature plasma physics // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2004. - Vol. 46. - P. B583-B592.

49. Ratynskaia S., Vignitchouk L., Tolias P. Modelling of dust generation, transport and remobilization in full-metal fusion reactors // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2022. - Vol. 64. - P. 044004.

50. Цытович В.Н., Винтер Дж. Пыль в установках управляемого термоядерного синтеза // Успехи физических наук. - 1998. - Том 168, № 8. - С. 899-907.

51. Michau A., Lombardi G., Arnas C., Colina Delacqua L., Redolfi M., Bonnin X., Hassouni K. Modelling of dust grain formation in a low-temperature plasma reactor used for simulating parasitic discharges expected under tokamak divertor domes // Plasma Sources Sci. Technol. - 2010. - Vol. 19. - P. 034023.

52. Boufendi L. Dust Particle Growth and Application in Low Temperature Plasmas // AIP Conference Proceedings. - 2008. - Vol. 1047. - P. 80.

53. Orazbayev S.A., Henault M., Ramazanov T.S., Boufendi L. Influence of gas temperature on nucleation and growth of dust nanoparticles in RF plasma // IEEE Transactions on Plasma Science. - 2019. - Vol. 47, № 7. - P. 3069-3073.

54. Mishra S.K., Misra Sh., Sodha M.S. Kinetics of dust particles around the scrape off layer in fusion devices // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2014. - Vol. 56. – P. 055005.

55. Bastykova N.Kh., Golyatina R.I., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Maiorov S.A. Investigation of the Evolution of Be, Ni, Mo, and W Dust Grains in Fusion Plasma // Plasma Physics Reports. - 2021. - Vol. 47. - P. 92-95.

56. Martin J.D., Coppins M., Counsell G.F. Motion and lifetime of dust grains in a tokamak plasma // Journal of Nuclear Materials. - 2005. - Vol. 337-339. - P. 114-118.

57. Rubel M., et al. Dust generation in tokamaks: Overview of beryllium and tungsten dust characterisation in JET with the ITER-like wall // Fusion Engineering and Design. - 2018. - Vol. 136. - P. 579-586.

58. Simons L., Cowley C., Fuller P., Bykov I., Rudakov D., Andrew Y., Coppins M. Modelling dust transport in DIII-D with DTOKS-Upgrade // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2021. - Vol. 63. - P. 045002.

59. Tolias P., Ratynskaia S., Shalpegin A., Vignitchouk L., Brochard F., De Angeli M., van der Meiden H. Experimental validation of the analytical model for

tungsten dust - wall mechanical impacts incorporated in the MIGRAINe dust dynamics code // Nuclear Materials and Energy. - 2017. - Vol. 000. - P. 1-6.

60. Krasheninnikov S.I., Smirnov R.D., Rudakov D.L. Dust in magnetic fusion devices // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2011. - Vol. 53. - P. 083001.

61. Vali B., Laas T., Paju J., Shirokova V., Paduch M., Gribkov V.A., Demina E.V., Pimenov V.N., Makhlaj V.A., Antonov M. The experimental and theoretical investigations of damage development and distribution in double-forged tungsten under plasma irradiation-initiated extreme heat loads // Nukleonika. - 2016. - Vol. 61, № 2. - P. 169-177.

62. Ganesh V., Dorow-Gerspach D., Matejicek J., Vilemova M., Bram M., Linsmeier C. High Heat Flux Testing of Graded W-Steel Joining Concepts for the First Wall // Energies. - 2023. - Vol. 16, № 9. - P. 3664.

63. Roedig M., Kupriyanov I., Linke J., Liu X., Wang Zh. Simulation of transient heat loads on high heat flux materials and components // Journal of Nuclear Materials. - 2011. - Vol. 417. - P. 761-764.

64. Yuan Y., Du J., Wirtz M., Luo G.-N., Lu G.-H., Liu W. Surface damage and structure evolution of recrystallized tungsten exposed to ELM-like transient loads // Nucl. Fusion. - 2016. - Vol. 56. - P. 036021.

65. De Temmerman G., van den Berg M.A., Scholten J., Lof A., van der Meiden H.J., van Eck H.J.N., Morgan T.W., de Kruijf T.M., Zeijlmans van Emmichoven P.A., Zielinski J.J. High heat flux capabilities of the Magnum-PSI linear plasma device // Fusion Engineering and Design. - 2013. - Vol. 88, № 6-8. - P. 483-487.

66. De Temmerman G., Zielinski J.J., van Diepen S., Marot L., Price M. ELM simulation experiments on Pilot-PSI using simultaneous high flux plasma and transient heat/particle source // Nucl. Fusion. - 2011. - Vol. 51. - P. 073008.

67. Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М. Разбрызгивание вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. - 2009. - Вып. 2. - С. 52-61.

68. Махлай В.А. Динамика плазменных потоков, генерируемых КСПУ Х-50, при транспортировке во внешнем магнитном поле // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения. - 2010. - № 4. - С. 94-99.

69. Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л., Сафронов В.М., Житлухин А.М., Коваленко Д.В. Эрозия металлов при воздействии интенсивных потоков плазмы // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. - 2012. - Вып. 4. - С. 23-33.

70. Zhukeshov A.M., Moldabekov Zh.M., Ibraev B.M., Amrenova A.U., Gabdullina A.T. Plasma Diagnostics on Pulse Plasma-Focus Generators and Their Features as Alternative Fusion Reactors // Fusion Science and Technology. - 2021. - Vol. 77, № 5. - P. 359-365.

71. Chen F.F. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2nd ed. - New York: Springer, 2006. - 346 p.

72. Dosbolayev M.K., Tazhen A.B., Utegenov A.U. Plasma diagnostics. - Almaty: Qazaq University, 2020. - 54 p.

73. Досболаев М.Қ., Тәжен Ә.Б. Плазманы зерттеу әдістері. - Алматы: Қазақ Университеті, 2018. - 74 б.

74. Tazhen A., Dosbolayev M., Ramazanov T. Investigation of self-generated magnetic field and dynamics of a pulsed plasma flow // Plasma Sci. Technol. - 2022. - Vol. 24. - P. 055403.

75. Tazhen A., Dosbolayev M., Raiymkhanov Zh., Ramazanov T. Generation and Diagnostics of Pulse Plasma Flows // Plasma Physics Reports. - 2020. - Vol. 46, № 4. - P. 465-471.

76. Tazhen A.B., Dosbolayev M.K., Igibaev Zh.B., Utegenov A.U., Ramazanov T.S. Investigation of the plasma column evolution and dynamics in the PW-7 plasma accelerator // Physical sciences and technology. - 2023. - Vol. 10, № 1. - P. 42-49.

77. Tazhen A.B., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S. Pulsed plasma flow diagnostics // Recent Contributions to Physics. - 2022. - Vol. 81, № 2. - P. 35-39.

78. Dosbolayev M.K., Tazhen A.B., Ramazanov T.S. Investigation and diagnostics of plasma flows in a pulsed plasma accelerator for experimental modelling of processes in tokamaks // Eurasian Journal of Physics and Functional Materials. - 2021. - Vol. 5, № 4. - P. 198-210.

79. Tazhen A.B., Dosbolayev M.K. Measuring the self-generated magnetic field and the velocity of plasma flow in a pulsed plasma accelerator // Recent Contributions to Physics. - 2021. - Vol. 77, № 2. - P. 30-39.

80. Тажен А.Б., Thilo A., Jacoby J., Досболаев М.К., Рамазанов Т.С. Спектральная диагностика импульсного плазменного потока методом штарковского уширения линии H_β // Вестник КазНИТУ. - 2020. - № 3. - С. 153-158.

81. Тәжен Ә.Б., Нұрболат Қ., Досболаев М.Қ. Импульсті плазма ағынына спектроскопиялық диагностика жасау // Журнал ПЭОС - 2018. - Том 2, № 20. - Б. 45-51.

82. Тажен А.Б., Райымханов Ж.Р., Досболаев М.Қ., Рамазанов Т.С. Получение и диагностика импульсных плазменных потоков // Успехи прикладной физики. - 2019. - Том 7, № 5. - С. 463-471.

83. Dosbolayev M.K., Tazhen A.B., Ramazanov T.S., Ussenov Y.A. Investigation of dust formation during changes in the structural and surface properties of plasma-irradiated materials // Nuclear Materials and Energy. - 2022. - Vol. 33. - P. 101300.

84. Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Tazhen A.B., Ramazanov T.S. Investigation of dust formation in fusion reactors by pulsed plasma accelerator // Laser and Particle Beams. - 2017. - № 4. - P. 741-749.

85. Утегенов А.У., Тажен А.Б., Райымханов Ж.Р, Қамбаров Ә.А. Тепловая эрозия графитовой мишени под воздействием интенсивного импульсного плазменного потока // Вестник КазНУ им. аль-Фараби. Серия физическая. - 2018. - Том 67, № 4. - С. 1-6.

86. Zhukeshov A. Plasma diagnostics in a pulsed accelerator used for material processing // Journal of Physics: Conference Series. - 2007. - Vol. 63, № 1. - P. 012014.

87. Gibbon P. Introduction to Plasma Physics // Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration. - 2016. - Vol. 1. - P. 51-65.

88. Martinez-Fuentes M., Ortiz-Uribe H., Castillo-Mejıa F., Nieto-Perez M. Dynamics of the expansion discharge originated by a dense plasma focus // J. Phys.: Conf. Series. - 2012. - Vol. 370, № 1. - P. 012059.

89. Eckman R., Byrne L., Gatsonis N.A., Pencil E. Triple Langmuir probe measurements in the plume of a pulsed plasma thruster // J. Propuls. Power. - 2001. - Vol. 17, № 4. - P. 762-771.

90. Bhattarai Sh., Nath Mishra L. Theoretical Study of Spherical Langmuir Probe in Maxwellian Plasma // International Journal of Physics. - 2017. - Vol. 5, № 3. - P. 73-81.

91. Darian D., Marholm S., Mortensen M., Miloch W.J. Theory and simulations of spherical and cylindrical Langmuir probes in nonMaxwellian plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2019. - Vol. 61. - P. 085025.

92. Хаддлстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. - Москва: Мир, 1967. - 516 с.

93. Chen F.F. Electric Probes in «Plasma Diagnostic Techniques». - New York: Academic Press, 1965. - 200 p.

94. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. - Москва: Атомиздат, 1969. – 293 с.

95. Swift J.D., Schwar M.J.R. Electrical Probes for Plasma Diagnostics. - New York: Elsevier, 1969. - 334 p.

96. Tang E., Zhao L., Liu M., Han Y. Research on discharge effect of solar array with power supply subjected to hypervelocity impact // AIP Advances. - 2018. - Vol. 8. - P. 105206.

97. Borthakur S., Talukdar N., Neog N.K., Borthakur T.K. Study of plasma parameters in a pulsed plasma accelerator using triple Langmuir probe // Physics of Plasmas. - 2018. - Vol. 25. - P. 013532.

98. Ершов А.П. Метод электрических зондов Ленгмюра. - Москва: Физический факультет МГУ, 2007. - 26 с.

99. Demidov V.I., Ratynskaia S.V., Rypdal K. Electric probes for plasmas: The link between theory and instrument // Review of Scientific Instruments. - 2002. - Vol. 73, № 10. - P. 3409-3439.

100. Hutchinson I.H. Principles of Plasma Diagnostics: Second Edition // Plasma Phys. Control. Fusion. - 2002. - Vol. 44. - P. 2603.

101. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы. Спектроскопия, лазеры, зонды. - Москва: Мир, 1971. - 126 с.

102. Lovberg R.H. The use of magnetic probes in plasma diagnostics // Annals of Physics. - 1959. - Vol. 8, № 3. - P. 311-324.

103. Nawaz A., Lau M., Herdrich G., Auweter-Kurtz M. Investigation of the Magnetic Field in a Pulsed Plasma Thruster // AIAA Journal. - 2008. - Vol. 46, № 11. - P. 2881-2889.

104. Saw S.H., Akel M., Lee P.C.K., Ong S.T., Mohamad S.N. Magnetic Probe Measurements in INTI Plasma Focus to Determine Dependence of Axial Speed with Pressure in Neon // Journal of Fusion Energy. - 2012. - Vol. 31, № 5. - P. 411-417.

105. Тәжен Ә.Б., Досболаев М.Қ. Магниттік зонд көмегімен импульсті плазма ағынының өздік магниттік өрісін зерттеу // Сборник тезисов: Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». - Алматы, Казахстан, 2021. - 407 с.

106. Тәжен Ә.Б., Райымханов Ж.Р. Импульстік плазма ағынына комплексті диагностика жасау // Сборник тезисов: Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». - Алматы, Казахстан, 2019. – 393 с.

107. Tazhen A.B., Dosbolayev M.K., Raiymkhanov Zh.R., Ramazanov T.S. Diagnostics of pulsed plasma in the accelerator IPU 30 // Book of Abstracts: IX-th International Conference «Plasma Physics and Technology», PPPT-9. - Minsk, Belarus, 2018. - P. 304-307.

108. Bhuyan H., Mohanty S.R., Neog N.K., Bujarbarua S., Rou R.K. Magnetic probe measurements of current sheet dynamics in a coaxial plasma accelerator // Meas. Sci. Technol. - 2003. - Vol. 14. - P. 1769-1776.

109. Lindero-Hernandez M. Design and construction of a single-axis, low-frequency magnetic probe (B-dot probe) calibrated with a LC var Helmholtz resonant circuit // Revista Mexicana de Fısica. - 2019. - Vol. 65, № 5. - P. 560-565.

110. Theiler C., Furno I., Kuenlin A., Marmillod Ph., Fasoli A. Practical solutions for reliable triple probe measurements in magnetized plasmas // Review of Scientific Instruments. - 2011. - Vol. 82. - P. 013504.

111. Mackel F., Kempkes P., Stein H., Tenfelde J., Soltwisch H. Electrostatic probe measurements in a pulsed-power plasma and comparison with interferometry // Meas. Sci. Technol. - 2011. - Vol. 22. - P. 055705.

112. Тажен А.Б., Райымханов Ж.Р., Досболаев М.Қ., Рамазанов Т.С. Исследование динамики плазменного потока в импульсном плазменном ускорителе // Сборник научных трудов: VI Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии», ЛаПлаз. - Москва, Россия, 2020. - С. 185-186.

113. Gagne M., Gatsonis N.A., Blandino J., Ziemer J.K. Analysis of Triple Langmuir Probe Measurements in the Near-Exit Region of a Gas-Fed Pulsed Plasma Thruster // AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. - Los Angeles, USA, 1999. - P. 1-10.

114. Mirnov S.V. Tokamak evolution and view to future // Nucl. Fusion. - 2019. - Vol. 59. - P. 015001.

115. Rabinski M., Chodun R., Nowakowska-Langier K., Zdunek K. Computational modelling of discharges within the impulse plasma deposition accelerator with a gas valve. // Physica Scripta. - 2014. - Vol. T161. - P. 014049.

116. Underwood T.C., Subramaniam V., Riedel W.M., Raja L.L., Cappelli M.A. Effects of flow collisionality on ELM replication in plasma guns. // Fusion Engineering and Design. - 2019. - Vol. 144. - P. 97-106.

117. Тажен А.Б., Досболаев М.Қ., Рамазанов Т.С. Исследование магнитного поля плазменного потока в импульсном плазменном ускорителе // Сборник научных трудов: VII Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии», ЛаПлаз. - Москва, Россия, 2021. - С. 271-272.

118. Пат. 35200 РК. Способ измерения пространственно-временного распределения магнитного поля импульсного плазменного потока и устройство для его осуществления / Досболаев М.Қ., Тәжен Ә.Б., Рамазанов Т.С.; опубл. 03.12.2021. - 2 с: ил.

119. Skladnik-Sadowska E., Danko S.A., Kwiatkowski R., Sadowski M.J., Zaloga D.R. Optical emission spectroscopy of deuterium and helium plasma jets emitted from plasma focus discharges at the PF-1000U facility // Physics of Plasmas. - 2016. - Vol. 23. - P. 122902.

120. Пащина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф. Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Дозвуковой режим истечения// ТВТ. – 2016. - Том 54, № 4. - С. 513-528.

121. Hong J., Kwon G.Ch., Cho G., Shin H.M., Choi E.H. Measurement of Electron Temperature and Density Using Stark Broadening of the Coaxial Focused Plasma for Extreme Ultraviolet Lithography // IEEE Transactions on Plasma Science. - 2010. - Vol. 38, № 5. - P. 1111-1117.

122. Hans R. Griem. Principles of Plasma Spectroscopy. - Великобритания: Cambridge University Press, 1997. - P. 366.

123. Дороднов А.М., Козлов Н.П. Диагностика плазмы. - Москва: Ротапринт МВТУ, 1971. - 111 с.

124. Райымханов Ж.Р., Досболаев М.Қ., Тажен А.Б., Пшиков М.Е. Спектральная диагностика импульсного плазменного потока // Сборник научных трудов: VI Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии», ЛаПлаз. - Москва, Россия, 2020. - С. 187-188.

125. Петров Д.В., Карловец Е.В. Лабораторный практикум. - Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2018. - 40 с.

126. Wiechula J., Hock C., Iberler M., Manegold T., Schönlein A., Jacoby J. Experimental characterization of a coaxial plasma accelerator for a colliding plasma experiment // Physics of Plasmas. - 2015. - Vol. 22. - P. 043516.

127. Meenakshi Raja Rao P., Saraswathy P., Krishnamurty G., Rout R.K., Auluck S.K.H., Shyam A., Kulkarni I.V., Oza D.H. Line broadening studies in low energy plasma focus // J. Phys. - 1989. - Vol. 32, № 5. - P. 627-639.

128. Ahmed A., Singha S., Borthakur S., Neog N.K., Borthakur T.K., Ghosh J. Characteristics of plasma stream evolution in a pulsed plasma accelerator // Physics of Plasmas. - 2021. - Vol. 28. - P. 023109.

129. Nikiforov A.Yu., Leys Ch., Gonzalez M.A., Walsh J.L. Electron density measurement in atmospheric pressure plasma jets: Stark broadening of hydrogenated

and non-hydrogenated lines // Plasma Sources Sci. Technol. - 2015. - Vol. 24. - P. 034001.

130. Griem H.R., Kolb A.C., Shen K.Y. Stark Broadening of Hydrogen Lines in a Plasma // Phys. Rev. - 1959. - Vol. 116, № 1. - P. 4-16.

131. Kuznetsov A.P. Quadrature laser interferometry in the pulsed plasma diagnostic // J. Phys.: Conf. Ser. - 2016. - Vol. 666. - P. 012017.

132. Christ P., Cistakov K., Iberler M., Laghchioua L., Mann D., Rosmej O., Savin S., Jacoby J. Measurement of the free electron line density in a spherical theta-pinch plasma target by single wavelength interferometry // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2021. - Vol. 54. - P. 285203.

133. Brandi F., Gizzi L.A. Optical diagnostics for density measurement in high-quality laser-plasma electron accelerators // High Power Laser Science and Engineering. - 2019. - Vol. 7, № e26. - P. 1-11.

134. Lisitsyn I.V., Kohno S., Katsuki S., Akiyama H. Effect of laser beam deflection on the accuracy of interferometer measurements // Review of Scientific Instruments. - 1998. - Vol. 69, № 4. - P. 1584-1586.

135. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии, Учебное пособие по курсу прикладной спектроскопии для студентов университетов и других высших учебных заведений. - М: Наука, 1972. - 375 с.

136. Dosbolayev M., Raiymkhanov Zh., Tazhen A., Ramazanov T., Experimental investigation of the properties of plasma-dust formations on pulsed plasma accelerator // IEEE Trans. Plasma Sci. - 2019. - Vol. 47. - P. 3047-3051.

137. Dosbolayev M.K., Tazhen A.B., Kholmirzayev A.N., Ussenov Ye.A., Ramazanov T.S. Studies of the formation and distribution of cracks and various defects on the heated tungsten plate surface during pulsed plasma flux impact // Nuclear Materials and Energy. - 2023. - Vol. 37, № 101540. - P. 1-9.

138. Тәжен Ә.Б., Райымханов Ж.Р. Экспериментальное исследование теплового и радиационного воздействия импульсной плазмы на вольфрам // Сборник тезисов: Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». - Алматы, Казахстан, 2021. - 406 с.

139. Тәжен Ә.Б., Сүлейменова А.Х. Сым тектес калориметрге калибровка жасау // Сборник тезисов: Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». - Алматы, Казахстан, 2018. - 270 с.

140. Киреенко А.В., Мурахтин С.В. Проволочный калориметр для измерения энергосодержания мощных атомарных пучков // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. - 2008. - Вып. 1. - С. 26-30.

141. Tazhen A., Dosbolayev M., Rayimkhanov Zh., Ramazanov T. Interaction of Pulsed Plasma with the Surface of the Material and Dust Formation // Book of Abstracts: 21st International Conference on Surface Modification of Materials by Ion Beams, SMMIB. - Tomsk, Russia, 2019. - P 1-25.

142. Dosbolayev M.K., Raiymkhanov Zh.R., Tazhen A.B., Utegenov A.U., Ramazanov T.S. Experimental Investigation of the Properties of Plasma-Dust

Formations on Pulsed Plasma Accelerator // Book of Abstracts: 15th Dusty Plasma Workshop. - USA, Baltimore, 2018. - 59 p.

143. Райымханов Ж.Р., Тәжен Ә.Б. Исследование свойств плазменно-пылевых образований в импульсном плазменном ускорителе // Сборник тезисов: Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». - Алматы, Казахстан, 2019. - 386 с.

144. Tazhen A.B., Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S. Study of material erosion and dust formation after interaction of plasma flux with the surface of tungsten // Book of Abstracts: 19th International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation, CSCPIER. - Moscow, Russia, 2023. - 88 p.

145. Miniyazov A.Z., Skakov M.K., Tulenbergenov T.R., Sokolov I.A., Zhanbolatova G.K., Bukina O.S., Kozhahmetov Ye.A. Investigation of tungsten surface carbidization under plasma irradiation // J. Phys.: Conf. Ser. - 2021. - Vol. 2064. - P. 012053.

146. Shymanskia V.I., Uglova V.V., Cherendaa N.N., Pigasovaa V.S., Astashynskic V.M., Kuzmitskic A.M. Structure and phase composition of tungsten alloys modified by compression plasma flows and high-intense pulsed ion beam impacts // Appl. Surf. Sci. - 2019. - Vol. 491. - P. 43-52.

147. Ueda Y., Shimada T., Nishikawa M. Impacts of carbon impurities in hydrogen plasmas on tungsten blistering // Nucl. Fusion. - 2004. - Vol. 44. - P. 62-67.

148. Li M., Werner E., You J.-H. Cracking behavior of tungsten armor under ELM-like thermal shock loads: A computational study // Nuclear Materials and Energy. - 2015. - Vol. 2. - P. 1-11.

149. Vrancken B., Ganeriwala R.K., Martin A.A., Matthews M.J. Microcrack mitigation during laser scanning of tungsten via preheating and alloying strategies // Additive Manufacturing. - 2021. - Vol. 46. - P. 102158.

150. Bhuyan M., Mohanty S.R., Rao C.V.S., Rayjada P.A. Plasma focus assisted damage studies on tungsten // Appl. Surf. Sci. - 2013. - Vol. 264. - P. 674-680.

151. Dosbolayev M.K., A.B. Tazhen, Utegenov A.U., Rayimkhanov Zh.R., Ramazanov T.S. Experimental modeling of dust formation in fusion reactors by pulsed plasma accelerator. Pulsed plasma diagnostics // Book of Abstracts: First Annual Meeting of Kazakh Physical Society, KPS. - Astana, Kazakhstan, 2018. - 16 p.

152. Tazhen A.B., Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Raiymkhanov Zh.R., Ramazanov T.S. Dust formation during the interaction of a pulsed plasma flow with ITER candidate wall materials // Book of Abstracts: XXIV-th Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, ESCAMPIG. - Glasgow, Scotland, 2018. - P. 146-147.

153. Rudakov D.L., Yu J.H., Boedo J.A., Hollmann E.M., Krasheninnikov S.I., et al. Dust measurements in tokamaks // Review of scientific instruments. - 2008. - Vol. 79. - P. 10F303.

154. Будаев В.П. Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. - 2015. - Т. 38, Вып. 4. - С. 5-33.

155. Тәжен Ә.Б., Досболаев М.Қ. Импульстік плазмалық ағынның термоядролық материалдар бетімен әсерлесуі // Сборник тезисов: Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Фараби әлемі». - Алматы, Казахстан, 2023. – 328 с.

156. Garkusha I.E., Aksenov N.N., Chuvilo A.A., Landman I.S., Makhlaj V.A., Malykhin S.V. Transient plasma loads to the ITER divertor surfaces: simulation experiments with QSPA Kh-50 // Nukleonika. - 2012. - Vol. 57, № 2. - P. 167-170.

157. Makhlaj V.A., Garkusha I.E., Aksenov N.N., Bazylev B., Byrka O.V., Landman I., Linke J., Malykhin S.V., Plasma exposure of different tungsten grades with plasma accelerators underITER-relevant conditions // Phys. Scr. - 2014. - Vol. T161. - P. 014040.

158. Dosbolayev M.K., A.B. Tazhen, Rayimkhanov Zh.R., Ramazanov T.S. Features of the erosion of the surface of carbon materials in the interaction of pulsed plasma flow // Book of Abstracts: XXXIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases (XXXIV ICPIG) and the 10th International Conference on Reactive Plasmas (ICRP-10). - Sapporo, Japan, 2019. - P. O18PM-011.

159. Dosbolayev M.K., Tazhen A.B., Ramazanov T.S. Experimental modeling and study of a wall dust plasma in a Tokamak // Book of Abstracts: 9th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas, ICPDP. - Moscow, Russia, 2022. - P. 29.

160. Budaev V.P., Khimchenko L.N., Grashin S.A., Karpov A.V. Arcing effects on tokamak first wall tungsten components exposed to plasma loads // VANT. Ser. Fusion. - 2019. - Vol. 42. - P. 51-56.

161. Baoguo W., Dahuan Zh., Rui D., Binfu G., Rong Y., Changjun L., Chuannan X. Observations on arcing on the metal plasma-facing components in EAST // Nuclear Materials and Energy. - 2023. - Vol. 34. - P. 101318.

162. Barengolts S.A., Mesyats G.A., Tsventoukh M.M. The ecton mechanism of unipolar arcing in magnetic confinement fusion devices // Nucl. Fusion. - 2010. - Vol. 50. - P. 125004.

163. Ueda Y., Fukumoto M., Sawamura I., Sakizono D., Shimada T. Carbon impurity behavior on plasma facing surface of tungsten // Fusion Engineering and Design. - 2006. - Vol. 81. - P. 233-239.

164. Xue-Xi Zh., Li Q., Hong Zh., Yu-Hong L., Peng W., Chang-Song L. Surface blistering and deuterium retention behaviors in pure and ZrC-doped tungsten exposed to deuterium plasma // Nucl. Fusion. - 2021. - Vol. 61. - P. 046026.

165. Begrambekov L.B., et al. Behaviour of Redeposited Tungsten Layers with Varying Impurity Content during Thermal and Radiation Loads // J. Phys.: Conf. Ser. - 2019. - Vol. 1238. - P. 012001.

166. Dosbolayev M.K., Raiymkhanov Zh.R., Tazhen A.B., Ramazanov T.S. Experimental investigation of the properties of plasma-dust formations on pulsed plasma accelerator // Book of Abstracts: Second Annual Meeting of Kazakh Physical Society, KPS. - Almaty, Kazakhstan, 2019. - P. 46.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ РЕСПУБЛИКА КАЗАХСТАН

REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

ПАТЕНТ
PATENT

№ 35200

ӨНЕРТАБЫСҚА / НА ИЗОБРЕТЕНИЕ / FOR INVENTION

(21) 2020/0365.1

(22) 02.06.2020

(45) 03.12.2021

(54) Импульсті плазмалық ағынның магниттік өрісінің кеңістіктікуақыттық таралуын өлшеу әдісі және оны жүзеге асыру құрылғысы
Способ измерения пространственно-временного распределения магнитного поля импульсного плазменного потока и устройство для его осуществления
Method and apparatus for measuring the spatio-temporal distribution of magnetic field of a pulsed plasma flow

(73) Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігінің «әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті» шаруашылық жүргізу құқығындағы республикалық мемлекеттік кәсіпорыны (KZ)
Республиканское государственное предприятие на праве хозяйственного ведения «Казахский национальный университет имени аль-Фараби» Министерства образования и науки Республики Казахстан (KZ)
«Al-Farabi Kazakh National University» Republican State Enterprise on the Right of Economic Management of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (KZ)

(72)
Досболаев Мерлан Қылышұлы (KZ)
Тәжен Әйгерім Бегімханқызы (KZ)
Рамазанов Тлеккабул Сабитович (KZ)

Dosbolayev Merlan Kylyshuly (KZ)
Tazhen Aigerim Begimkhankyzy (KZ)
Ramazanov Tlekkabul Sabitovich (KZ)

ҚР ҰЛТТЫҚ ЗИЯТКЕРЛІК МЕНШІК ИНСТИТУТЫ РМК
РГП НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИНСТИТУТ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ

ЭЦҚ қол қойылды
Подписано ЭЦП
Signed with EDS

Н. Әбілқайыров
Н. Абулкаиров
N. Abulkairov

«Ұлттық зияткерлік меншік институты» РМК директорының м.а.
И.о. директора РГП «Национальный институт интеллектуальной собственности»
Executive director of RSE «National institute of intellectual property»