

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



Шемахин Александр Юрьевич

**МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СТРУЙНОГО
ВЧИ-РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ С
УЧЕТОМ СЛОЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА У
ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
доктора технических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук, доцент
Желтухин Виктор Семенович

Казань — 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	7
 Глава 1. Теоретические и экспериментальные исследования	
высокочастотной плазмы пониженного давления . .	24
1.1 Практическое использование ВЧИ-разрядов с продувом газа при пониженном давлении	24
1.2 Экспериментальные и теоретические исследования высокочастотных индукционных разрядов и слоев положительного заряда	28
1.3 Экспериментальные и теоретические исследования функции распределения электронов по энергиям	34
1.4 Математические модели ВЧИ-разряда пониженного давления и разреженных течений газа и плазмы	44
1.4.1 Модели ВЧИ-разряда пониженного давления	44
1.4.2 Модели течения разреженных газа и плазмы	50
1.5 Численные методы решения задач газо- и плазмодинамики .	54
1.5.1 Численные методы решения задач механики сплошной среды	54
1.5.2 Метод прямого статистического моделирования (ПСМ)	56
1.5.3 Пакеты прикладных программ, используемые для расчета течений газа	61
1.6 Задачи диссертации	65
 Глава 2. Экспериментальные исследования струйного	
индукционного разряда высокой частоты при	
пониженных давлениях. методики измерения	68
2.1 Приборы, устройства, оборудование и методы определения параметров ВЧИ-разряда с продувом газа при пониженных давлениях	68

2.1.1	Оборудование для получения ВЧИ-разряда с продувом газа при пониженных давлениях	68
2.1.2	Методики измерения параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления	71
2.1.3	Методика статистической обработки результатов измерений	77
2.2	Экспериментальные исследования индукционного разряда высокой частоты разряда при пониженном давлении	81
2.2.1	Газодинамические характеристики струй ВЧИ-плазмы пониженного давления	82
2.2.2	Плазменные параметры ВЧИ-разряда пониженного давления	84
2.2.3	Характеристики слоя положительного заряда в окрестности твердого тела	93
2.3	Специфика параметров струйного ВЧИ-разряда при пониженных давлениях	99
2.4	Выводы по главе	100

Глава 3. Физическая и математическая модели струйного

	ВЧИ-разряда пониженного давления	102
3.1	Общая система уравнений ВЧИ-разряда пониженного давления	102
3.2	Оценка элементарных процессов и основных параметров струйной ВЧИ-плазмы пониженного давления	105
3.3	Функция распределения электронов по энергиям в ВЧ-электромагнитном поле	110
3.4	Единая математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с учетом приповерхностного слоя и СПЗ	114
3.4.1	Модель ВЧИ-разряда пониженного давления в разрядной камере	126
3.4.2	Модель плазменной струи ВЧИ-разряда пониженного давления	133
3.4.3	Модель слоя положительного заряда	138

3.4.4	Модель приповерхностного слоя	140
3.5	Выводы по главе	143

Глава 4. Численный метод и программный комплекс для расчета основных характеристик струйного

	ВЧИ-разряда пониженного давления	144
4.1	Методика сквозного расчета характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления	144
4.2	Алгоритм, численный метод и программа для решения задачи в области разрядной камеры	146
4.2.1	Алгоритм решения задачи в области разрядной камеры	146
4.2.2	Численные методы, применяемые для решения задачи в области разрядной камеры	147
4.2.3	Описание программы решения задачи в области разрядной камеры	154
4.3	Алгоритм, численный метод и программный комплекс решения задачи расчета параметров плазменной струи ВЧИ-разряда пониженного давления	155
4.3.1	Численные методы, применяемые для решения задачи расчета параметров плазменной струи	155
4.3.2	Алгоритм решения задачи, описывающей характеристики плазменной струи	158
4.3.3	Разработка комплекса программ для расчета характеристик ВЧ-плазменной струи	161
4.4	Алгоритм, численный метод и программный комплекс решения задачи расчета параметров СПЗ и приповерхностного слоя	165
4.5	Выводы по главе	169

Глава 5. Характеристики струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

		170
5.1	Верификация и валидация разработанной модели	170
5.2	Характеристики ВЧИ-плазмы в разрядной камере	185

5.2.1	Влияние вида ФРЭЭ на результаты расчетов в разрядной камере	192
5.2.2	Влияние области расширения потока на концентрацию электронов в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления	193
5.2.3	Распределение возбужденных и заряженных частиц в разрядной камере при малых расходах	197
5.2.4	Исследование частотных зависимостей в разрядной камере струйного ВЧИ-разряда пониженного давления	204
5.3	Характеристики плазменной струи ВЧИ-разряда пониженного давления	212
5.4	Характеристики СПЗ и параметры ионного потока в приповерхностном слое	241
5.5	Выводы по главе	249

Глава 6. Научные и технологические основы разработки ВЧИ-плазменных установок и технологических процессов с использованием струйного

	ВЧИ-разряда пониженного давления	251
6.1	Роль и место численного экспериментирования в разработке применений ВЧИ-плазмы пониженного давления	251
6.2	Научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления для разработки установок и технологических процессов	253
6.3	Технологические основы применения математической модели при разработке конструкций ВЧИ-плазменных установок пониженного давления	255
6.4	Технологические основы применения математической модели при разработке технологических процессов модификации твердых тел с использованием струйного ВЧИ-разряда пониженного давления	260

6.5	Применение результатов диссертации к разработке ВЧИ-плазменных установок для улучшения показателей качества медицинских инструментов и технологических процессов полировки твердых тел	262
6.6	Технико-экономическое обоснование (ТЭО) эффективности применения результатов диссертации	271
6.7	Рекомендации и выводы по главе	279
Заключение		282
Список литературы		289
Приложение А — Акты внедрения		327

Введение

Актуальность темы. Актуальной задачей инновационного развития промышленности и проведения качественных изменений в современном индустриальном цикле является повышение надежности, долговечности изделий из материалов органической и неорганической природы и придание им качественно новых свойств. Одним из эффективным способов усовершенствования характеристик материалов является их обработка в струе плазмы высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда пониженного давления.

В производстве медицинских инструментов остро стоит проблема полировки и упрочнения рабочих поверхностей зажимных инструментов (пинцеты, зажим). Применение для этой цели ВЧ-плазменного упрочнения сдерживается отсутствием специализированных установок, настроенных на серийную обработку таких изделий. Существенным препятствием к тиражированию плазменных процессов и оборудования является то, что ВЧИ-плазменные установки не поддаются принципу подобия.

Для более эффективного и качественного выбора конструктивных решений при создании установок со струйным ВЧИ-разрядом пониженного давления и разработки методов плазменного воздействия на твердые тела с его использованием, необходима разработка научных основ струйного течения ВЧИ-плазмы пониженного давления и создание на их основе математической модели, с помощью которой можно проводить исследования закономерностей формирования характеристик потока плазмы, а следовательно и параметров плазменной обработки путем теоретических расчетов, что уменьшает затраты на проведение большого количества дорогостоящих и трудоемких экспериментов. На основе проведенных исследований для практических применений требуется разработка технологических основ применения полученных результатов при создании и внедрении конструкций ВЧИ-плазменных установок и технологических процессов модификации твердых тел. В связи с этим, задача разработки научных и технологических основ является актуальной.

За последние десятилетия накоплены обширные экспериментальные данные о свойствах плазмы ВЧ-разрядов пониженного давления, результатах взаимодействия ее с различными материалами, созданы математические модели, учитывающие отдельные характеристики ВЧ-разрядов. Однако, параметры течения ВЧИ-плазмы получены эмпирическим путем в лабораторных условиях для ограниченного набора параметров разрядов и плазмотронов. При этом физические закономерности струйного течения плазмы изучены разобщенно, а существующие математические модели ВЧИ-плазмы пониженного давления не учитывают плазмодинамику потока струи и взаимодействия струи с твердым телом.

Эксперименты показали, что плазменная струя, создаваемая данным видом разряда, обладает следующими свойствами: скорость потока до 1000 м/с, степень ионизации $10^{-4} - 10^{-7}$, концентрация электронов $n_e = 10^{15} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$, электронная температура $T_e = 1 - 4 \text{ эВ}$, температура атомов и ионов в плазменном сгустке $T_a = 0,2 - 0,3 \text{ эВ}$, в плазменной струе $T_a = 0,03 - 0,07 \text{ эВ}$ при $p = 13,3 - 133 \text{ Па}$.

Одним из параметров, определяющих характер течения газовой среды является число Кнудсена. Число Кнудсена Kn для потока нейтральных частиц находится в диапазоне $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$. Поэтому в диапазоне давлений $p = 13,3 - 133 \text{ Па}$ при расходе газа $G = 0 - 0,24 \text{ г/с}$ течение несущего газа происходит в переходном режиме между течением сплошной среды и свободно-молекулярным потоком. При этом числа Кнудсена для электронного газа $10^{-3} \leq Kn_e \leq 10^{-1}$, для газа ионов $5 \cdot 10^{-4} \leq Kn_i \leq 5 \cdot 10^{-3}$. В то же время, квазинейтральная плазма в диапазоне давлений $p = 13,3 - 133 \text{ Па}$ характеризуется коллективным взаимодействием заряженных частиц. При разделении заряженных частиц возникают кулоновские силы, которые заставляют электроны и ионы диффундировать с одинаковой скоростью, поэтому для оценки характера течения заряженной компоненты плазмы используется число Кнудсена для ионов. То есть течение заряженной компоненты плазменного потока удовлетворяет гипотезе сплошности. Таким образом, специфической особенностью течения струи плазмы ВЧ-разряда пониженного давления является сочетание переходного режима для нейтральной компоненты и режима сплошной среды для заряженной компоненты.

Поскольку характеристики течения определяются в основном температурой, давлением и скоростью несущего газа, а степени ионизации невелики $n_e/(n_e + n_a) \leq 10^{-4}$, то условимся называть режим течения ВЧ-плазмы переходным, также как режим течения несущего газа.

Особенностью струйного ВЧИ-разряда пониженного давления является наличие трех областей потока, отличающихся характером течения. В разрядной камере поток удовлетворяет условиям течения сплошной среды с проскальзыванием (число Кнудсена $< 0,1$). В плазменной струе, как показано выше, реализуется переходный режим течения. В разрядной камере и плазменной струе концентрации электронов и ионов близки друг к другу, нарушения квазинейтральности незначительны. Непосредственно у поверхности твердого тела возникает слой положительного заряда, в котором концентрация ионов существенно преобладает над концентрацией электронов. Поэтому, модели плазмы в этих областях также отличаются.

Для течения нейтрального газа в переходном режиме не существует устоявшихся моделей типа уравнений Навье-Стокса. Процессы, происходящие в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления характеризуются разномасштабностью по времени и пространству. С учетом всех перечисленных особенностей, для моделирования параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления требуется разработка единой модели, объединяющей в себе 3 области: течение плазмы в разрядной камере, поток ВЧ-плазменной струи и слой положительного заряда (СПЗ), включая слой, непосредственно прилегающий к поверхности твердого тела с характерным размером, соизмеримыми с дебаевской длиной (дебаевский слой).

Степень разработанности темы. Исследования в области физики плазмы ВЧ-разрядов в настоящее время интенсивно проводятся во всем мире. Основные группы исследователей работают в США (М. J. Kushner, D. J. Economou, M. F. Romig и др.), Канаде (M. Boulos, J. Mostaghimi и др.), России (А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, Е. А. Кралькина, Абдуллин И. Ш. и др.), Франции (J. P. Boueuf и др.), Нидерландах (Godheer и др.), Турции (E. Turkoz и др.), Китае, Южной Корее и др. Основным направлением этих исследований является изучение свойств ВЧ-плазмы в различных условиях при варьируемых составах плазмообразующих газов и при преобладании диффузии над конвективным переносом.

Диссертационная работа направлена на решение актуальной проблемы разработки научных основ создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления и единой математической модели в переходном режиме течения при числах Кнудсена Kn для несущего газа $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$, включая взаимодействие с твердыми телами.

В диссертации изложены работы автора в период с 2013 по 2024 г.г. по исследованию струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, разработке математической модели, численного метода и комплекса программ расчета характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, его исследованию в области разрядной камеры, для невозмущенной струи и при обтекании твердых тел.

Работа выполнена во ФГАОУ ВО «Казанский (Приволжский) федеральный университет» при финансовой поддержке грантов РФФИ 19-71-10055, РФФИ 16-31-60081, программы «Приоритет-2030» и гранта РФФИ 18-48-160056.

Цель и задачи исследования

Целью настоящей работы является разработка научных основ создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления путем разработки математической модели, обосновывающей, что плазменная струя является несамостоятельным комбинированным разрядом и позволяющей прогнозировать параметры взаимодействия с твердым телом.

Для достижения поставленной цели в диссертации необходимо решить следующие задачи:

1. Провести экспериментальные исследования характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления и выполнить анализ процессов, протекающих в различных областях разряда: разрядной камере, плазменной струе, слое положительного заряда и сформулировать систему уравнений, граничных и начальных условий, условий сопряжения решений на различных участках течения для единой модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления;
2. Разработать физическую модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, рассматриваемого как единая сущность, обладающая отличающимися характеристиками в разных областях разряда, обеспечивающими связь основных технологических параметров

плазменной струи с регулируемыми параметрами ВЧИ-плазменной установки.

3. Разработать математическую модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с учетом переходного режима течения в диапазоне чисел Кнудсена для несущего газа $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$, влияния электромагнитного поля на функцию распределения электронов по энергиям, влияния метастабильных атомов и ионов на баланс энергий и частиц в разряде, потенциальной и вихревой компонент электрического поля;
4. Разработать численные методы и программный комплекс для решения сформулированной задачи и провести численные эксперименты по верификации и валидации разработанной математической модели;
5. Провести численные исследования характеристик струйного ВЧИ-разряда в разрядной камере, плазменной струе и слое положительного заряда, включая дебаевский слой у поверхности тела: распределение заряженных частиц, метастабильных атомов, напряженностей электрического и магнитного полей, электронной и газовой температур, энергии ионов и плотности ионного тока, поступающих на поверхность. Определить значения параметров ВЧИ-плазмы пониженного давления, ответственных за модификацию поверхности твердых тел: энергию ионов и плотность ионного тока на поверхность образца,— и их зависимости от параметров установки;
6. Разработать научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления и технологические основы применения полученных результатов при создании и внедрении конструкций ВЧИ-плазменных установок и технологических процессов модификации твердых тел.

Объект диссертационного исследования.

Струйный высокочастотный индукционный разряд пониженного давления.

Предмет диссертационного исследования.

Математическая модель струйного высокочастотного индукционного разряда пониженного давления.

Соответствие исследования паспорту научной специальности.

Диссертация выполнена в соответствии с паспортом научной специальности 1.1.9 «Механика жидкости, газа и плазмы» ВАК Минобрнауки РФ (технические науки) и подпунктами 5, 6, 13, 16, 17, 19.

Научная новизна:

1. Разработаны научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, представляющие собой совокупность следующих положений (пп. 5, 6, 13, 16, 17 паспорта специальности 1.1.9):
 - струйный ВЧИ-разряд в диапазоне давления плазмообразующего газа 13,3–133 Па, скорости продува газа до 1000 м/с, мощности разряда до 3,8 кВт, частоте генератора 1,76 МГц является единой сущностью, которая представляет собой сосуществование различных форм ВЧ-разрядов: самостоятельного H -разряда в разрядной камере, несамостоятельного комбинированного разряда в плазменной струе, слоя положительного заряда (СПЗ) с приповерхностным слоем у границы твердого тела;
 - различные области струйного ВЧИ-разряда отличаются по пространственным и временным масштабам происходящих в них процессов, и определенным образом влияют на формирование параметров взаимодействия разряда с твердым телом: в разрядной камере создается плазменный поток с концентрацией электронов $n_e = 10^{17} - 10^{20} \text{ м}^{-3}$, электронной температурой $T_e = 0,5 - 2 \text{ эВ}$, газовой температурой $T_a = (1 - 4) \cdot 10^3 \text{ К}$; плазменная струя обеспечивает поддержание концентрации заряженных частиц в диапазонах $n_e = 10^{16} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 0,8 - 1,5 \text{ эВ}$, $T_a = 320 - 600 \text{ К}$, транспортировку их к поверхности твердого тела, и участвует в формировании характеристик СПЗ и поверхностного слоя в окрестности тела; в СПЗ под действием потенциального поля $E_p = 30 - 50 \text{ В}$ ионы ускоряются до энергии 30 – 50 эВ; в приповерхностном слое толщиной $\lambda_D = 50 - 70 \text{ мкм}$ происходит фокусировка ионного потока на вершинах микронеровностей поверхности и его дополнительное ускорение;
 - расчеты энергии ионов и плотности ионного тока, поступающего на поверхность образца производятся с помощью единой модели

струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, которая позволяет при заданных значениях регулируемых параметров плазмотрона проводить сквозной расчет характеристик плазменного потока в разрядной камере, плазменной струе, СПЗ и приповерхностном слое у границы твердого тела: концентрации электронов и ионов, электронной температуры, параметров электромагнитного поля, концентрации метастабильных частиц, температуры, скорости и давления плазмообразующего газа;

2. Впервые теоретически обосновано, что плазменная струя является несамостоятельным ВЧ-разрядом комбинированного типа со свойствами, существенно отличающимися от свойств ВЧИ-разряда пониженного давления в разрядной камере: в струе возникают дополнительные составляющие электромагнитного поля, которые отсутствуют в разрядной камере — азимутальная компонента магнитного поля H_φ до 120 А/м, аксиальная компонента электрического поля E_z до 250 В/м, потенциальное электрическое поле E_{cap} до 500 В/м,— вызванные разностью потенциалов между индуктором и стенками вакуумной камеры и характерной плазмодинамической структурой струи, которая заключается в чередовании слоев положительного и отрицательного объемных зарядов (пп. 13, 17 паспорта специальности 1.1.9);
3. Впервые создана единая математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, которая учитывает (пп. 13, 19 паспорта специальности 1.1.9):
 - переходный режим течения в диапазоне чисел Кнудсена для несущего газа в плазменной струе и слое положительного заряда при $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$
 - влияние метастабильных атомов и ионов на баланс энергий и частиц в разряде,
 - потенциальную и вихревую компоненты электрического поля,
 - немаксвелловский вид функции распределения электронов по энергиям,

- коэффициенты переноса и ионизации, рассчитанные по функции распределения электронов по энергиям, полученной с помощью решения кинетического уравнения Больцмана.

За счет этого достигается не только качественное, но и количественное согласование расчетных параметров с экспериментальными данными;

4. Показано, что влиянием потенциальной составляющей электромагнитного поля на функцию распределения электронов по энергиям в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления можно пренебречь по причине преобладания процессов конвекции над диффузией и экранировки плазменного сгустка от аксиальной составляющей напряженности электрического поля за счет сильного вихревого электромагнитного поля (п. 17 паспорта специальности 1.1.9);
5. Разработан гибридный метод численной реализации единой математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления на основе соединения метода прямого статистического моделирования для расчета характеристик течения нейтральных атомов в области плазменной струи и слоя положительного заряда около образца с методами конечных элементов и конечных объемов для расчета характеристик потока заряженных частиц, метастабилей и электромагнитного поля во всех областях течения с учетом зависимости функции распределения электронов по энергиям от частоты электромагнитного поля (п. 19 паспорта специальности 1.1.9);
6. Выявлены основные особенности течения ВЧ-плазмы пониженного давления в невозмущенном потоке и при обтекании твердого тела, а именно: обнаружена слоистая структура ВЧ-струи, представляющая собой чередование областей, в которых нарушается электронейтральность, подтверждено наличие в струе как азимутальной составляющей магнитного поля H_φ , так и аксиальной составляющей электрического поля E_z , численно подтверждено, что ВЧ-плазменная струя не является потоком рекомбинационной плазмы. Это теоретически доказывает, что ВЧИ-плазменная струя пониженного давления является самостоятельным видом разряда комбинированного типа (пп. 6, 17 паспорта специальности 1.1.9);

7. Установлено, что максимальные значения концентрации электронов, температуры электронов и температуры плазмообразующего газа достигаются при различных значениях частоты электромагнитного поля, что позволяет управлять процессами взаимодействия ВЧИ-плазменной струи с твердым телом (п. 16 паспорта специальности 1.1.9);
8. Впервые, в результате численных экспериментов теоретически предсказан и экспериментально подтвержден эффект образования зоны перегрева по периферии струи около входного отверстия вакуумной камеры, в которой температура потока выше температуры в центре потока более $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ при скорости потока на входе в вакуумную камеру более 440 м/с и мощности разряда более $2,4\text{ кВт}$ при расходе плазмообразующего газа более $0,16\text{ г/с}$. Данный эффект количественно согласуется с результатами экспериментальных исследований (пп. 5, 6, 16 паспорта специальности 1.1.9).

Теоретическая и практическая значимость

Теоретическая значимость работы состоит в том, что в ней на основе результатов экспериментальных и теоретических исследований, доказано, что ВЧИ-разряд с соленоидальным индуктором в диапазоне давлений $p = 13,3 - 133\text{ Па}$, мощности разряда P_p от 100 до 3800 Вт , расходе плазмообразующего газа G до $0,24\text{ г/с}$, частоте электромагнитного поля $f = 1,76 - 13,56\text{ МГц}$ представляет собой новую разновидность ВЧ-разрядов, а именно струйный ВЧИ-разряд пониженного давления.

Эта разновидность ВЧ-разряда отличается от других форм ВЧ-разрядов сосуществованием в одном устройстве нескольких типов разряда, каждый из которых выполняет свои функции. В разрядной камере создается самостоятельный H -разряд, в котором газовый поток ионизируется, в плазменной струе формируется несамостоятельный разряд комбинированного типа, который обеспечивает поддержание концентрации заряженных частиц и транспортировку их к поверхности образца и участвует в формировании СПЗ и приповерхностного слоя около тела.

В СПЗ под действием потенциального поля ионы ускоряются до энергии $30-50\text{ эВ}$, в приповерхностном слое происходит фокусировка ионного потока на вершинах микронеровностей поверхности твердого тела и его

дополнительное ускорение. Таким образом, установлен механизм взаимодействия струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с поверхностью твердого тела.

Практическая значимость работы заключается в том, что её результаты использованы при проектировании ВЧИ-плазменных установок и создании технологических процессов модификации поверхностей медицинских инструментов в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления. С помощью установленных в результате экспериментальных исследований и численных расчетов характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления установлены значения энергии ионов и ионного тока на поверхность изделия, обеспечивающие полировку поверхности ситалла и увеличение показателей прочности рабочих частей зажимных медицинских инструментов (иглодержателей, пинцетов, зажимов кровоостанавливающих, ножниц микрохирургических) в 2—2,5 раза.

Создан программный комплекс, который позволяет проводить сквозной расчет характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, энергии ионов и плотности ионного тока на поверхность образца в зависимости от регулируемых параметров установки: мощности разряда P_p в диапазоне до 3800 Вт, давлении в вакуумной камере $p = 13,3 - 133$ Па, расходе плазмообразующего газа G до 0,24 г/с, частоте поля f от 1,76 до 13,56 МГц.

При наличии твердого тела в струе ВЧИ-разряда пониженного давления определены диапазоны скоростей, при которых происходит переход от колоколообразных профилей температуры к М-образным; выделены области постоянства скорости в плазменной струе, которые подтверждают наличие характерной границы струи. Определены области равномерной обработки изделий в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления в зависимости от расхода, температуры плазмообразующего газа и скорости потока.

Определены значения частоты электромагнитного ВЧ-поля при которых достигаются максимальные величины концентрации электронов, электронной температуры и температуры плазмообразующего газа в зависимости от мощности разряда: для получения большей энергии ионной бомбардировки необходимо выбирать частоту, которой соответствует максимум

электронной температуры (например, для мощности 2,5 кВт это 5 МГц). Для увеличения плотности ионного тока на поверхность необходимо выбирать частоту соответствующую максимальной концентрации электронов (например, для мощности разряда 2,5 кВт это 2,82 МГц). Для более интенсивного температурного воздействия, нужно выбирать частоту, соответствующую максимальной температуре тяжелых частиц (к примеру, для 2,5 кВт это частота - 1,58 МГц). Так как с уменьшением вкладываемой мощности в разряд уменьшаются абсолютные значения концентрации, температуры электронов, температуры несущего газа и происходит сдвиг максимума по частоте, то для достижения соответствующих величин необходимо увеличить частоту. Например, при $P_p = 700$ Вт максимум электронной температуры достигается при 15,85 МГц, максимум электронной плотности - при частоте 6,5 МГц, максимум температуры несущего газа - при 2,5 МГц.

На основании сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными, разработаны технологические основы применения полученных выводов при создании и внедрении конструкций ВЧИ-плазменных установок, при разработке технологических процессов модификации твердых тел. В частности, процессы полировки конструкционных материалов целесообразно проводить в режиме ионной бомбардировки с энергией ионов $W_i = 30 - 50$ эВ и плотностью ионного тока $J_i = 0,8 - 25$ А/м², что позволяет осуществить трансфер технологического процесса на ВЧИ-плазменные установки с другими конструктивными параметрами и на технологические процессы модификации с различными геометрическими размерами.

Результаты диссертации применены к разработке ВЧИ-плазменных установок для улучшения показателей качества медицинских инструментов и технологических процессов полировки твердых тел.

Результаты диссертации внедрены в ООО «Плазма-ВСТ», ООО «Производственно-техническое объединение «Медтехника» и ООО «Научно-производственная фирма «ХЭЛП» с экономическим эффектом 13,320 млн.руб.

Методология и методы исследования В диссертации применялись современные высокотехнологичные методы исследования неравновесной низкотемпературной плазмы: трубки Пито и калориметрия для изме-

рения газодинамических характеристик потока ВЧИ-разряда пониженного давления, СВЧ-зондирование, миниатюрный магнитный зонд, голографическая интерферометрия, зонд Ленгмюра, анализатор энергии ионов с радиальным электрическим полем. Уравнения математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления сформулированы на основе физических принципов и законов механики жидкости, газа и плазмы. В диссертации применялись методы математического и численного моделирования, в том числе метод конечных элементов, метод конечных объемов, метод конечных разностей, метод прямого статистического моделирования разреженных течений газа. Для решения дискретизованных задач применялись итерационные методы. Верификация модели проводилась путем сравнения с известными работами и измельчением сетки, а валидация — с экспериментальными данными.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается использованием современных аттестованных измерительных средств, анализом точности измерений, тестированием численных методов и программ на решениях модельных задач, сравнением результатов математического моделирования с собственными экспериментальными данными и с известными данными экспериментальных и теоретических исследований других авторов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления как новой разновидности ВЧ-разряда, представляющего собой сосуществование в одном устройстве различных форм ВЧ-разрядов: самостоятельного H -разряда в разрядной камере, несамоостоятельного комбинированного разряда в плазменной струе и слоя положительного заряда (СПЗ) с приповерхностным слоем у границы твердого тела [1-23];
2. Экспериментальные и теоретические результаты, обосновывающие, что струя ВЧИ-разряда пониженного давления является несамоостоятельным ВЧ-разрядом комбинированного типа, для которого самостоятельный ВЧИ H -разряд в разрядной камере обеспечивает предварительную ионизацию [9,11,14-17,23];

3. Математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления для диапазона чисел Кнудсена $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$ с учетом немаксвелловской функции распределения электронов по энергиям, обеспечивающая сквозной расчет характеристик плазмы от регулируемых параметров установки до характеристик ионного потока, поступающего на поверхность твердого тела [8,11,20,22];
4. Гибридный численный метод решения задачи сквозного моделирования струйного ВЧИ-разряда пониженного давления на основе соединения метода прямого статистического моделирования (ПСМ) для расчета характеристик течения несущего газа в струе и методов конечных элементов и конечных объемов для расчета характеристик потока заряженных частиц и электромагнитного поля [1-5,7-8,11,13,16-17,19,23];
5. Результаты численных экспериментов по определению основных характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с учетом немаксвелловской ФРЭЭ, а именно: установленный эффект образования слоистой структуры разряда в ВЧИ-струе, различный характер распределения ЭМП в разрядной камере и плазменной струе (наличие компонент H_φ , H_z , E_φ , E_z в плазменной струе) и превышение концентрации заряженных частиц на 2 порядка в сравнении с рекомбинационной плазмой. Таким образом, теоретически доказывается, что ВЧИ-плазменная струя является самостоятельным комбинированным ВЧ-разрядом [1,3-5,7-9,12,14-17,19];
6. Результаты численных экспериментов по определению основных характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления в невозмущенной струе и при обтекании образца, в области СПЗ и приповерхностном слое:
 - определена область формирования потока ионов с заданными характеристиками энергии ионов и плотности ионного тока, поступающих на поверхность образца,
 - определено расстояние до области равномерной обработки материалов от базовой плиты вакуумной камеры, коррелирующее с областью наибольшей проводимости плазмы,

- установлен эффект образования зоны перегрева по периферии струи около входного отверстия вакуумной камеры, в которой температура выше температуры в центре потока более, чем на $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ при скорости потока на входе в вакуумную камеру более 440 м/с и мощности разряда более $2,4\text{ кВт}$ при расходе плазмообразующего газа более $0,16\text{ г/с}$.

-обоснован выбор частоты электромагнитного поля с целью максимизации параметров плазмы для различных процессов модификации твердых тел [1,3-11,14,16];

7. Технологические основы практического применения результатов диссертации при создании ВЧИ-плазменных установок и разработке технологических процессов модификации твердых тел струйным ВЧИ-разрядом пониженного давления. Результаты внедрений разработанной математической модели [1,7,10-11,14].

Апробация работы. Основные результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на следующих конференциях и семинарах:

1. Четырнадцатая Международная конференция по Прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли (АММАГ'2022), г. Алушта, 2022.
2. Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 2024, 2023, 2016, 2014.
3. IX Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз», г. Москва, 2024, 2023.
4. Всероссийская молодежная научно-инновационная школа «Математика и математическое моделирование», г. Саров, 2022-2024.
5. Всероссийская (с международным участием) конференция «Физика низкотемпературной плазмы» (ФНТП), г. Казань, 2023, 2020, 2017.
6. Международная Открытая конференция Института системного программирования им. В.П. Иванникова Российской академии наук, г. Москва, 2023.

7. Международная конференция «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур» (GDP-NANO), г. Казань, 2023, 2021.
8. Фортовская Международная конференция «Уравнения состояния вещества», п. Эльбрус, п. Терскол, 2016-2018, 2020-2022.
9. Международный научный семинар «Критические инфраструктуры в цифровом мире» (IWCI), п. Большое Голоустное, г. Байкальск, 2022, 2021.
10. IV Международная конференция «Прикладная физика, информационные технологии и инжиниринг», г. Бухара (Узбекистан), 2022.
11. Байкальская Всероссийская конференция с международным участием «Информационные и математические технологии в науке и управлении» (ИМТ), г. Иркутск, д. Куркут, о. Ольхон, 2021-2022.
12. Международная конференция «Крымская Осенняя Математическая Школа-симпозиум по спектральным и эволюционным задачам» (КРОМШ), Крым, 2014-2021.
13. Международная научно-техническая конференция «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий», г. Казань, 2019, 2021.
14. Международная конференция «Сеточные методы для краевых задач и приложения», г. Казань, 2012, 2016, 2020.
15. 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ, г. Долгопрудный, 2020.
16. 47th International Conference on Plasma Sciences (ICOPS-2020), Сингапур, 2020.
17. 69th Annual Gaseous Electronics International Conference, г. Бохум (Германия), 2016.
18. VI международная научно-практическая конференция «Современные тенденции развития науки и технологий», Белгород, 2015.
19. Крымская международная математическая конференция (КММК-2013), г. Судак, 2013.
20. Вторая международная конференция «Высокопроизводительные вычисления — математические модели и алгоритмы», посвященная Карлу Якоби, г. Калининград, 2013.

Личный вклад. В работах, опубликованных в соавторстве, вклад соавторов заключается в следующем: Желтухин В.С. – обсуждение постановки задач и полученных результатов, Абдуллин И.Ш. – обсуждение результатов моделирования и экспериментальных исследований, Струнин В.И. – апробация модели на потоках плазмы на установках с числом Kn до 3, Файрушин И.И. – разработка и реализация расчетов параметров модификации материалов методом молекулярной динамики с использованием результатов моделирования свойств струйного ВЧИ-разряда, Хубатхузин А.А., Гатина Э.Б., Худайбергенов Г.Ж., Цокало И.Е., Башкирцев А.А., Ананьев К.В., Некрасов И.К. – участие в проведении экспериментальных исследований, Рябченко Е.Ю., Филин И.В. – обсуждение вопросов разработки программ в операционной системе Linux, Самсонова Е.С., Прялукhin И.С., Макеева Е.А. – первичная обработка результатов численных экспериментов, Терентьев Т.Н., Бородаев И.А., Киселев Г.Б., Шемахин Е.Ю., Шуртакова Д.В., Губанова Э.Р., Нуруллина А.Х., Сафиуллина Р.Р., Сухова А.А., Третьякова А.К., Хабириянова А.А. – участие в проведении численных экспериментов с помощью разработанного автором комплекса программ, Байтимиров А.Д., Софроницкий А.О., Тюрин В.А. – участие в сборке и тестировании оборудования. Все основные результаты диссертации получены автором лично. Личный вклад автора в опубликованных в соавторстве работах состоит в постановке цели и задач исследований, в создании математической модели струйного течения ВЧ-плазмы пониженного давления, разработке комплекса программ расчета характеристик потока ВЧ-плазмы, обобщении полученных результатов и формулировке научных выводов, в постановке задач и проведении вычислительного и натурного экспериментов с участием соавторов. Вклад автора является решающим на всех стадиях работы.

Основные результаты работы изложены в 23 работах, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК РФ для опубликования результатов докторской диссертации, в том числе, входящих в базы данных Scopus и WoS, в 6 иных рецензируемых научных изданиях и в одной монографии.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации составляет 335 страниц со 120 рисунками и 20 таблицами. Список литературы содержит 281 наименование.

Глава 1. Теоретические и экспериментальные исследования высокочастотной плазмы пониженного давления

В первой главе проведен анализ работ по разработанным моделям ВЧИ-плазмы, слоя положительного заряда и дебаевского слоя, исследованиям функции распределения электронов по энергиям в ВЧ-плазме и полученным экспериментальным данным, существующим представлениям о структуре и моделях течений. Проведен обзор численных методов и пакетов прикладных программ для решения задач газо- и плазмодинамики.

На основе обзора работ об изучении ВЧИ-разряда пониженного давления, как в теоретическом, так и в экспериментальном аспектах определены цели и задачи диссертации [1–23].

1.1 Практическое использование ВЧИ-разрядов с продувом газа при пониженном давлении

В работах [24–27] установлено, что модификация металлов и сплавов с помощью ВЧИ-разрядов при пониженном давлении (ВЧИРПД) позволяет существенно влиять на их состав. Показано, что такая обработка приводит к низкоэнергетической имплантации ионов Ar^+ , что подтверждается наличием на глубине до 30 нм увеличенной концентрации атомов Ar, при этом происходит и повышение в поверхностном слое концентрации n ряда элементов материала, а других — уменьшение. Например, в хромисто-углеродной стали X13 n_{Fe} уменьшается, а n_{N_2} , n_{O_2} , n_{Cr} — увеличиваются, кроме этого наблюдается формирование CrN , CrC .

Определены режимы модификации в потоке ВЧИРПД: $p = 13,3 - 133$ Па, $G_{\text{Ar}} = 0,04 - 0,08$ г/с, $P_p = 0,5 - 5$ кВт, при которых формируются захороненные слои до 100 нм.

При модификации твердых сплавов типа ВК с применением смеси плазмообразующих газов $\text{Ar} - \text{C}_3\text{H}_8 - \text{C}_4\text{H}_{10}$ формируется слой от 70 до 420 нм. При изменении продолжительности модификации обнаружено в этом слое две структуры, первая до 10 нм, в которой преобладает C в виде графита и вторая от 10 до 420 нм, где C в виде алмазоподобного покрытия,

с наличием связей С-Н и С-О-Н. Показаны преимущества формирования диффузионных покрытий с помощью ВЧИРПД: существенно более высокие скорости газонасыщения при химико-термической обработке, например при азотировании (в 8 раз быстрее печного азотирования), кроме того модификация ВЧИРПД повышает скорость самодиффузии в сталях. При этом повышается скорость отпуска и рекристаллизации, чем при классической термообработке. Одновременно с формированием диффузных слоев происходит повышение коррозионной стойкости [28].

Детальные исследования результатов воздействия ВЧИРПД на эксплуатационные характеристики сталей осуществлялись с помощью фрактургического анализа изломов исследуемых элементов, сформированных после проведения исследований на усталостную прочность $E_{уп}$ и предел выносливости $E_{в}$. Без плазменного воздействия разрушение происходит с двух сторон, а после воздействия ВЧИРПД — только со стороны, где не было обработки плазмой. Данная обработка дает результаты, такие же как при поверхностно-пластическом деформировании, толщина модифицируемого слоя — 20—30 мкм.

После плазменного воздействия $E_{уп}$ возрастает на 25—35% с понижением R_a на 2 класса. При этом другие физические и механические параметры остаются прежними (например, пластичность). Сжимающие напряжения $\sigma_{сж}$ создаются до глубины 200 мкм. $E_{в}$ возрастает на 25—30%, микротвердость H_{μ} на 10%, эпюра $\sigma_{сж}$ значительно плавнее, чем при ручной полировке.

Повышение $E_{уп}$ и $E_{в}$ происходит при $W_i = 30 - 50$ эВ, $J_i = 5 - 15$ А/м², $t = 8 - 9$ мин. В работах [25–27, 29–33] сделан вывод, что для твердых сплавов типа ВК, сталей, Cu, Zr, Ti и его сплавов после воздействия ВЧИРПД с продувом газа формируется нанодиффузионное покрытие, а газонасыщение достигает 300 мкм.

При использовании реакционноспособных газов происходит формирование нитридных, оксидных и карбидных покрытий с атомами в составе материала обрабатываемого тела. Скорость газонасыщения в 2—5 раз выше, чем при процессах, протекающих в других видах разрядов.

В работах [34–36] показано, что очистка с помощью ВЧИРПД при $T = 50 - 200^{\circ}\text{C}$ сталей типа X13 и ВК позволяет достичь адгезионной проч-

ности (АП) после нанесения тонкопленочных покрытий порядка 10^9 Па (для покрытия TiN).

Аналогично для получения покрытий из Cr на силуминах воздействие ВЧИРПД позволяет получить высококачественные структуры с повышенной межфазной адгезией, электростатическим взаимодействием.

Установлено, что очистка диэлектрических подложек (стекла, ситалл, сапфир, поликор) позволяет повысить АП в 1,5 раза по сравнению с очисткой в тлеющем разряде.

При этом, сложные геометрические формы изделий не ухудшают эффект обработки. Данный метод очистки применим как при электрофизических, так и при электрохимических процессах получения покрытий [37,38].

Как известно, при механической полировке всегда образуются трещиноватые и рельефные слои, которые и являются причиной снижения $E_{уп}$ и коррозионной стойкости. Воздействие ВЧИРПД обеспечивает независимо от физической природы материала полировку поверхности с удалением трещиноватого и рельефного слоев с формированием $\sigma_{сж}$, одновременно удаляются примесные дефекты.

Для сплавов оптимально использовать полировку с помощью ВЧИРПД, начиная с $R_a < 1250$ нм. В этом случае достигается $R_a = 25$ нм за $t = 30$ мин. Аналогичные результаты достигаются при воздействии ВЧИРПД на полупроводниковые материалы (Ge,Si). При интенсивных режимах воздействия ВЧИР ПД удается удалить дефектный слой и получить однородную микроструктуру с $R_a = 0,01 - 0,03$ мкм.

Показано, что такая модификация кремниевых пластин перед эпитаксиальным выращиванием уменьшает плотность дефектов упаковки на 1-2 порядка, позволяет реализовать резкий пробой на $p-n$ -переходах и повысить пробивное напряжение на 50% со снижением плотности обратного тока на 3-4 порядка.

При воздействии ВЧИРПД происходит увеличение класса шероховатости с устранением трещиноватого и рельефного слоев, что при механополировке в принципе невозможно.

Такая полировка позволяет на диэлектрических подложках снизить R_a до 14 класса шероховатости. Как показали результаты ЭПР, воздействие ВЧИРПД не вносит дополнительных дефектов поверхности.

Процессы очистки и активации поверхностного слоя рассмотрены также на примере порошков натурального и синтетического алмаза [39, 40]. Основными показателями очистки алмазного порошка являются изменение диэлектрических свойств порошка и результаты сравнительных испытаний на износ. В результате ВЧ-плазменной обработки обнаруживается уменьшение диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь, что свидетельствует об очистке порошка от проводящих включений.

Обработка искусственного алмаза в виде порошка позволяет очистить его от дефектов и примесей, после воздействия ВЧИРПД полностью сохраняет полученные характеристики до 15 дней. Для объективного анализа результатов такой обработки, изготовлены алмазированные боры, которые показали удельный съем материала за единицу времени в 2 раза выше по сравнению с необработанными.

Как показано в работе [41, 42] с помощью ВЧИРПД реализуется процесс напыления покрытия по структуре — тонкопленочных, но толщиной до 50 мкм. При этом покрытия обладают высокой АП, так как при этом методе происходит формирование диффузионного переходного слоя, а плотность ρ близка к ρ объемного материала без микропор и микротрещин. Получены пленки из SiO_2 , Al_2O_3 , TiC стойкие к окислительной атмосфере, химическим реагентам, при этом покрытия TaC и V_4C обладают повышенной температурой $T_{\text{плав}}$ плавления, высокой механической прочностью и могут быть отнесены к жаропрочным покрытиям. Кипячение в дистиллированной H_2O до $t = 10$ мин не нарушает их защитные свойства.

Так как процесс напыления происходит в струе ВЧИРПД, то так же покрытия можно формировать на изделиях сложной конфигурации в том числе во внутренних полостях с минимальной неравномерностью [43–45].

Процесс воздействия ВЧИР ПД применяется и для улучшения характеристик покрытий, сформированных иными методами, что позволяет повысить АП, ρ , удалить микротрещины, при этом термические напряжения снижаются в 3 раза. Такой же эффект достигается на монокристаллических покрытиях, например, на феррит-гранатовых, в которых за счет воз-

действия ВЧИРПД устраняются напряжения и обеспечиваются обменные взаимодействия. При этом скорость восстановления обменных взаимодействий в кислородной плазме в 2 раза больше, чем в аргоновой.

Воздействие ВЧИРПД позволяет повышать характеристики покрытий не только сразу после напыления, но и после открытия вакуумного колпака. Такая обработка в итоге позволяет повысить срок службы пленок в 2 раза.

Модификация потоком ВЧИРПД имеет ряд преимуществ перед другими способами прецизионного регулирования характеристик пленок за счет повышения скорости процесса, экономичности и плавного изменения.

Перейдем к рассмотрению экспериментальных исследований высокочастотных индукционных разрядов.

1.2 Экспериментальные и теоретические исследования высокочастотных индукционных разрядов и слоев положительного заряда

Как показано в работах [46–50] модификация материалов с применением неравновесной низкотемпературной плазмы (ННТП), генерируемой газовыми разрядами, является актуальной. Перспективным является ВЧИРПД (13,3–133 Па). Он применяется для модификации функциональных и эксплуатационных свойств широкого спектра материалов – от термостойких сплавов и сталей до нетермостойких полимеров, таких, как натуральная кожа и мех.

Теоретические и экспериментальные исследования высокочастотных индукционных разрядов. Анализ литературных данных показывает, что основное внимание исследователей направлено на изучение свойств ВЧИ-разрядов при высоком $(0,3 - 10) \cdot 10^5$ Па [51–59], или при низком ($p < 1$ Па) давлениях [60–68].

При этом влияние расхода газа на параметры плазмы рассматривается преимущественно в ВЧИ-плазмотронах с соленоидальным индуктором при высоких давлениях. ВЧИ-разряды низкого давления, как правило, рас-

смаатриваются в плазмотроне с планарным индуктором при небольшом количестве исследований разрядов с соленоидальным индуктором.

Большинство исследований ВЧИ-разрядов низкого давления проводятся при преобладании диффузионного переноса над конвективным. Работ, посвященных исследованию свойств ВЧИ-разряда в диапазоне давлений 13,3–133 Па в плазмотроне с соленоидальным индуктором при расходе газа до 0,18 г/с и его практических применений значительно меньше [69–73].

Экспериментально обнаруженное изменение конфигурации ЭМП и токов в невозмущенной струе плазмы говорит о трансформации ВЧИ-разряда пониженного давления *H*-типа, горящего в разрядной трубке, в иную форму – комбинированного (индукционно-емкостного) ВЧ-разряда. Отметим, что в ВЧИ-разряде атмосферного давления при наличии продува газа подобной трансформации не происходит [51–53, 58]. Точно также, в ВЧИ-разряде низкого давления с плоской спиральной антенной появление новых компонент ВЧ-магнитного поля не отмечается [61, 62].

Таким образом, на данный момент времени отсутствует систематический набор исследований ВЧИ-разряда пониженного давления с продувом газа.

Экспериментальные и теоретические исследования слоя положительного заряда. Перейдем к анализу исследований по изучению слоя положительного заряда. Слой положительного заряда (СПЗ) — слой вблизи поверхности, где нарушается условие квазинейтральности (плотность ионов много больше плотности электронов), который образуется в результате колебания электронов в ВЧ-поле [74]. Непосредственно у поверхности твердого тела, с которой контактирует СПЗ, образуется переходный слой (ПС), толщиной порядка дебаевской длины. Выделение этого слоя в СПЗ обусловлено тем, что его характеристики определяются поверхностным зарядом тела, тогда как характеристики остальной части СПЗ определяются, в первую очередь, свойствами окружающего тело плазменного потока и колебаниями электронного газа.

Значительное количество исследований посвящается изучению структуры приэлектродных слоев ВЧЕ-разряда, аналогичных процессам образо-

вания СПЗ у поверхности образца в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления. Большинство этих моделей рассмотрены в одномерном приближении и не учитывают газодинамику разряда [74–83].

Одна из первых теоретических моделей приэлектродного слоя в ВЧЕ-разряде предложена в [74, 75] в предположении постоянства концентрации ионов в приэлектродной области и равенства концентрации электронов. В связи с этим электрический ток в плазме замыкается током смещения. Данная модель позволяет качественно объяснить существование слабotoчного ВЧЕ-разряда, однако получаемые с ее помощью количественные оценки толщины приэлектродной области и величины падения напряжения плохо согласуются с экспериментом [76].

Модель для низких давлений, предложенная в [75], усовершенствуется путем учета движения ионов и размножения электронов в слое [77]. При этом так же, как в [75], предполагается, что в слое концентрация ионов $n_i = \text{const}$, концентрация электронов $n_e = 0$, и пренебрегается величиной электрического поля в плазме по сравнению с его значением в слое. Данная модель позволяет рассчитать значения нормальной плотности тока, падения напряжения в слоях и толщины приэлектродного слоя, близкие к экспериментально наблюдаемым в слабotoчном разряде.

Проведено исследование слоя положительного заряда при давлении 0,1 мТорр [84]. Слои положительного заряда образуются при подаче ВЧ-напряжения на электроды. Как правило, приложенное смещение в основном потребляется плазменным слоем, который экранирует внешнее поле. Приводятся доказательства того, что интенсивное граничное излучение разрушает ВЧ-плазменный слой и создает тип ВЧ-плазмы, в котором внешнее смещение поглощается объемной плазмой вместо поверхностного слоя. Свободные электроны в плазме генерируют сильный ВЧ-ток во всей плазме в сочетании с уникальным балансом частиц и энергии. В работе предлагается модель, которая обеспечивает возможность уменьшения ионной эрозии компонента, обращенного к плазме. Модель способствует разработке методов контроля скорости реакции при плазменной обработке и преобразовании волнового режима.

Расширяющаяся ВЧ-плазма и роль динамики слоев в формировании множественных двойных слоев рассматриваются в работе [85]. При высо-

ком давлении наблюдается, что потенциальные двойные слои формируются в виде вложенных цилиндрических оболочек, которые возбуждают заряженные частицы в отсутствие какого-либо внешнего магнитного поля. Эти явно светящиеся вложенные цилиндрические оболочки названы «Fire Tube». Было замечено, что слои в ненамагниченной бесстолкновительной плазме создаются при генерации энергичных заряженных частиц. Проведено сравнение двух характерно различных источников плазмы по зависимости профилей потенциала и плотности от образований плазменного слоя вблизи границы источника. Структура слоев, сложное образование «Fire Tube» и образование пространственного заряда разграничивают два источника с точки зрения сложных структурных образований и движения частиц заряда. Наблюдается, что цилиндрические окружающие плазменные слои возбуждают заряженные частицы в отсутствие какого-либо внешнего магнитного поля. Образования «Fire Tube» по существу представляют собой ненейтральную область, расположенную радиально от границы источника плазмы, соединяющую ионную оболочку с электронной оболочкой. Результаты зондовой диагностики свидетельствуют о значительной роли энергичных электронов в формировании множественных двойных слоев в текущем режиме работы.

В работе [86] взаимодействие между плазмой и твердой поверхностью изучается в одномерном приближении в рамках (1D-1V) кинетики с использованием локализованных частиц и конвективного источника энергии. Сопряжение области квазинейтральной плазмы и поверхности СПЗ выполняется с помощью гидродинамической модели с использованием суммарного нулевого теплового потока. Это подчеркивает неполитропность физики параллельного транспорта. Недостатки этого подхода по сравнению с эталонным кинетическим моделированием, подчеркивающие важность теплового потока, приводят к рассмотрению скорости звука, неупругих столкновений и изучения более высоких моментов. Анализ функций распределения показывает, что столкновительный перенос необходим для достижения стационарной самоорганизации вдоль силовых линий.

Теоретически обосновано наличие эмиссионного емкостно-связанного ВЧ-плазменного слоя при низком давлении [87]. ВЧ-слой считается бесстолкновительным и возбуждается от внешнего источника. Известное синус-

соидальное напряжение используется в качестве начального приближения для получения динамики СПЗ. Кинетические исследования выполняются для определения среднего потенциала стенки в зависимости от коэффициента вторичной эмиссии и амплитуды приложенного напряжения. Аналитическое исследование в рамках однородной модели и численный анализ в рамках неоднородной модели проводятся для определения свойств слоя в реальном времени, включая пространственный потенциал, емкость СПЗ и стохастический нагрев. Полученные результаты в одномерном приближении подтверждены кинетическим моделированием континуума без ионизации.

Слои положительного заряда имеют значения не только в низкотемпературной плазме, но и в исследованиях процессов термоядерного синтеза, к примеру, в работе [88] исследуется режим высокой рециркуляции дивертора, который характеризуется большими потоками частиц плазмы и низкой температурой мишени, где исследуется переход плазма-оболочка вблизи рециркуляционной стенки. Атомные процессы в режиме интенсивной рециркуляции, такие как ионно-нейтральные соударения и излучение, могут влиять на перенос импульса и энергии плазмы в переходной области положительного слоя.

Скорость Бома, которая ограничивает скорость потока ионов на выходе, оценивается на основе модели переноса, учитывающей влияние анизотропного переноса и атомных столкновений в переходном слое. Кинетика частицы в ячейке моделируется из первых принципов с учетом пакета атомных столкновений и используется для исследования одномерной самосогласованной планарной плазмы с высокой границей рециркуляции для вольфрамовых и углеродных диверторов. Результаты демонстрируют точность модели скорости Бома при прогнозировании скорости потока ионов на выходе в переходной области, а также уменьшение скорости Бома из-за столкновений ион-нейтральная частица. Показано влияние различных материалов стенки, вольфрама и углерода, на бомовскую скорость и профиль пристеночной плазмы. Однако, в данной работе изучается плазма с высокой степенью ионизации, что не подходит для диапазона изучаемых параметров.

Модель в одномерном приближении для больших степеней ионизации применяется для исследования СПЗ при взаимодействии с материалом [89]. Ключевым понятием в теории слоев является критерий Бома, который дает нижнюю границу скорости потока плазмы на выходе, также известную как скорость Бома. Традиционно скорость Бома оценивается в асимптотическом пределе бесконечно тонкой оболочки и игнорирует физику переноса в задаче перехода плазма-слой. В то время как в практических приложениях слой имеет конечную толщину и транспортировка вблизи слоя затруднена. В центре внимания работы находится выполнение анализа скорости Бома для различных приложений, которые находятся вдали от асимптотических пределов, с акцентом на критическую роль физики транспорта в формулировке скорости Бома. Пересматривается классическая проблема оболочек с широким диапазоном кулоновских столкновений. Получено выражение для скорости Бома из системы уравнений переноса анизотропной плазмы. Тепловая сила, изотропизация температуры и тепловой поток входят в оценку бомовской скорости. Вдали от асимптотического предела показано, что существует переходная область плазменного слоя, а не единственная точка на входе в слой. В переходной области квазинейтральность слабо нарушается, и бомовская скорость предсказывается для всей переходной области. По сравнению с результатами кинетического моделирования модель скорости Бома в работе показывает, что она точна в области перехода слоя в широком диапазоне столкновений.

Проведенный в работе анализ скорости Бома может быть применен к проблемам перехода плазма-слой с более сложной физикой переноса, такой как дивертор с высокой степенью рециркуляции в термоядерном реакторе. В режиме высокой рециркуляции частицы плазмы, попадающие на поверхность дивертора, будут рециклироваться путем отражения или десорбции и возвращаться в плазму в виде нейтралов. Плазма будет взаимодействовать с рециркулируемыми нейтралами посредством атомных столкновений, таких как ионизация, возбуждение или столкновение с перезарядкой ионов, что усложняет перенос плазмы в переходном слое.

Предложена новая скоростная модель Бома, учитывающая влияние анизотропного переноса и атомных столкновений в переходном слое. Программа, основанная на первых кинетических принципах VPIC с пакетом

атомных столкновений используется для исследования одномерной самосогласованной пластинчатой плазмы с высокой границей рециркуляции для вольфрамовых и углеродных диверторов. Результаты демонстрируют точность модели скорости Бома при прогнозировании скорости потока ионов на выходе в переходной области, а также снижение скорости Бома из-за ионно-нейтральных соударений.

Таким образом, в данное время не существует моделей слоя положительного заряда в ВЧИР ПД с учетом потока плазмы при обтекании образца.

1.3 Экспериментальные и теоретические исследования функции распределения электронов по энергиям

Исследованию функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и по скоростям (ФРЭС) в ВЧ-разрядах посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ.

В работах [90–93] исследуется функция распределения электронов по энергиям в ВЧИ-плазмотроне с планарным индуктором при давлениях до 30 Па.

Экспериментальные исследования параметров плазмы без учета потока проведено в работе [94], в том числе исследована функция распределения электронов по энергиям. Измерения проводились в плазме аргона и азота для частоты поля 13,56 МГц с использованием зонда. ФРЭЭ, измеренная в широком диапазоне давлений в аргоне определяется как бимаксвелловская, тогда как в азоте ФРЭЭ становится сильно немаксвелловской при высоких давлениях газа.

ФРЭЭ низкого давления включает изотропную группу ионизирующих электронов, несмотря на то, что длина их свободного пробега больше размера камеры. Рассмотрены способы поддержания ВЧ-плазмы при низких давлениях.

В работе [95] проведены зондовые измерения с пространственным разрешением ФРЭЭ в емкостном ВЧ-разряде в аргоне. Показано, что температура электронов уменьшается с увеличением нагрева плазмы ВЧ-полем.

Это парадоксальное поведение в распределении температуры электронов в неоднородном ВЧ-поле является совместным действием нелокальной электронной кинетики и немаксвелловской ФРЭЭ, типичной для емкостного ВЧ-разряда низкого давления в рамзауэровском газе. Работа является экспериментальной и не учитывает поток плазмы.

Для диапазона давлений до 1 мТорр в работе [96] ФРЭЭ в различных радиальных положениях измеряются ленгмюровским зондом с ВЧ-компенсацией в соленоидальной индуктивно-связанной плазме низкого давления. Установлено, что измеренные ФРЭЭ для захваченных электронов с полной энергией меньше потенциала стенки являются функцией только полной энергии, в то время как ФРЭЭ для свободных электронов, которые могут покинуть плазму, являются функциями радиального положения и полной энергии. Энергия обеднения ФРЭЭ в области свободных электронов определяется не только потенциалом стенки, но и каноническим импульсом электрона. Эти результаты согласуются с нелокальной электронной кинетической теорией.

В работе [97] рассматриваются диапазоны давлений до 20 мТорр и используется цилиндрический зонд Ленгмюра для измерения функции распределения электронов по энергии в атомарных и молекулярных газах в индуктивно связанной плазме. Обсуждаются меры предосторожности, необходимые для проведения зондовых измерений Ленгмюра во фторуглеродной плазме. Ионный и нейтральный состав плазмы измеряют с помощью масс-спектрометрии. В то время как ФРЭЭ в аргоне немаксвелловские, ФРЭЭ в молекулярных газах оказываются приблизительно максвелловскими при низких давлениях 20 мТорр в исследованных газах (N_2 , O_2 , CF_4). В смесях аргона с молекулярными газами ФРЭЭ изменяются с максвелловских на двухтемпературные по мере увеличения доли аргона в плазме. При более высоких давлениях в молекулярных газах наблюдаются ФРЭЭ, отражающие сечения электронных столкновений этих газов. В частности, плазма N_2 показывает «дырку» в ФРЭЭ около 3 эВ из-за резонансных колебательных столкновений. Плазма O_2 показывает трехтемпературную структуру с низкоэнергетической высокотемпературной электронной группой, низкотемпературной электронной группой промежуточной энергии и высокотемпературный высокоэнергетический хвост. Доля степени диссоци-

ации в плазме N_2 и O_2 ниже 0,1, при этом преобладают исходные молекулы и молекулярные ионы. Пространственное изменение ФРЭЭ в кислородной плазме при низких давлениях (10–20 мТорр) согласуется с нелокальной теорией.

Влияние эффекта стока электронов на зонде на результаты измерений ФРЭЭ, потенциала плазмы и концентрации электронов исследовано в работе [98]. Исследования проводились для гелия в разряде с полым катодом при давлении газа 1 Торр при расстояниях катод–анод 1 см и 3 см; измерения проводились на нескольких расстояниях от катода в безрасходном режиме. Функции распределения получены путем обработки зондовых вольтамперных характеристик стандартным методом Дрювестейна. Форма измеренных ФРЭЭ менялась по мере удаления от катода. Согласно тестовым расчетам, выполненным методом Монте-Карло, это было связано с нелокальным характером формирования ФРЭЭ в рассматриваемых условиях. Расчеты также показали, что эффект нелокальности проявляется в основном в области высокоэнергетической части ФРЭЭ, тогда как в низкоэнергетической области форма ФРЭЭ близка к локальной. Последнее обстоятельство использовалось для корректировки измеренных ФРЭЭ с учетом эффекта погружения электронов на зонд. При стандартных зондовых измерениях сток (поток, поток) электронов на зонд приводит к заниженным значениям ФРЭЭ в области малых энергий электронов. В статье анализируются различные известные методы (формулы) расчета величины стока по отношению к рассматриваемым экспериментальным условиям. Коррекция измеренных ФРЭЭ проводилась с учетом указанного эффекта. Проанализированы погрешности определения макроскопических параметров плазмы и скоростей элементарных процессов по ФРЭЭ, полученным при обработке зондовых характеристик без учета стокового эффекта.

Новый метод определения произвольной ФРЭЭ по оптическим эмиссионным спектроскопическим измерениям в плазме атмосферного давления представлен в работе [99]. Спектр непрерывного излучения оптической эмиссионной спектроскопии (ОЭС), в котором преобладает электронно-нейтральное тормозное излучение, анализируется для проверки пригодности обычного диапазона измерения ОЭС для определения ФРЭЭ. ФРЭЭ восстанавливается из спектра излучения путем применения машинного обуче-

ния для обратного решения уравнения коэффициента излучения тормозного излучения.

С помощью итеративного статистического анализа представленный генетический алгоритм может надежно определить вид ФРЭЭ. Проверка алгоритма показывает, что теоретические максвелловские и дрювестейновские ФРЭЭ могут быть частично восстановлены из реалистичного диапазона измерения ОЭС. Кроме того, приведены предварительные экспериментальные результаты ФРЭЭ измерения ОЭС в аргоне в диэлектрическом барьерном разряде (ДБД). Результаты в этой статье показывают возможность точного определения произвольной ФРЭЭ в плазме атмосферного давления с использованием простого оборудования OES.

В работе [100] разработана самосогласованная одномерная модель для исследования влияния функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) на энерговыделение и профили плотности плазмы в плоской индуктивно-связанной плазме (ИСП) в нелокальном режиме (давление 10 мТорр). Модель состояла из трех модулей: (1) модуль ФРЭЭ для расчета немаксвелловской ФРЭЭ, (2) модуль нелокальной электронной кинетики для прогнозирования нелокальной электронной проводимости, ВЧ-тока, электрического поля и профили выделения мощности в неоднородной плазме и (3) модуль транспортировки тяжелых частиц для расчета профилей плотности и скорости ионов, а также метастабильной плотности. Результаты с использованием не максвелловской модели ФРЭЭ сравнивались с прогнозами с использованием максвелловской ФРЭЭ при идентичных во всем остальных условиях. Профили ВЧ-электрического поля, тока и мощности были разными, особенно при 1 мТорр, при котором эффективная длина свободного пробега электрона была больше, чем глубина скин-слоя. Плотность плазмы, предсказанная максвелловской ФРЭЭ, была на 93% больше для исследованных условий. Таким образом, немаксвелловская ФРЭЭ должна учитываться при моделировании ВЧИ-плазмы при очень низких давлениях.

Оптические измерения излучения низкотемпературной плазмы в работе [101] обеспечивают неинвазивный метод измерения ФРЭЭ плазмы. Хотя во многих моделях предполагается, что ФРЭЭ имеет распределение Максвелла – Больцмана, ФРЭЭ многих плазменных систем значительно

отклоняются от максвелловской формы. В этой статье представлена модель оптического излучения для массива излучения $\text{Ar}(3p^5 4p \Rightarrow 3p^5 4s)$, которая способна фиксировать детали немаксвелловских распределений. Модель объединяет ранее измеренные сечения возбуждения электронным ударом $\text{Ar}(3p^5 4s)$ и спектры излучения. Модель также включает поправки на захват излучения эмиссионных линий $\text{Ar}(3p^5 4p \Rightarrow 3p^5 4s)$. Результаты, полученные с помощью этого оптического метода, сравниваются с соответствующими измерениями ФРЭЭ зондом Ленгмюра для индуктивно-связной плазменных систем Ar и Ar/N_2 , работающих при условиях (1–25 мТорр, 20–1000 Вт, процент примеси N_2). Как метод оптической эмиссии, так и зондовые измерения показывают, что формы ФРЭЭ являются максвелловскими для низких энергий электронов, но с истощенными высокоэнергетическими хвостами.

В работе [102] исследуются характеристики перехода моды $E-H$ в индуктивно-связанных разрядах $\text{N}_2 - \text{Ar}$ и $\text{O}_2 - \text{Ar}$ низкого давления до 5 мТорр с использованием ленгмюровских зондовых измерений с ВЧ-компенсацией и оптической эмиссионной спектроскопии (ОЭС). При увеличении мощности разряда в индуктивно-связной плазме (ИСП) резко изменяются интенсивность излучения частиц плазмы, плотность электронов, температура электронов и потенциал плазмы. Содержание аргона в газовой смеси и общее давление газа варьировались в попытке полностью охарактеризовать параметры плазмы. При изменении этих управляющих параметров исследуются изменения пороговой мощности перехода и ФРЭЭ. В разрядах $\text{N}_2 - \text{Ar}$ и $\text{O}_2 - \text{Ar}$ при низких давлениях в несколько миллиторр наблюдается уменьшение порогов перехода с увеличением содержания и давления Ar . Обнаружено, что в $\text{N}_2\text{-Ar}$ -плазме при переходе форма ФРЭЭ изменяется от необычного распределения с плоской дыркой вблизи энергии электрона 3 эВ в E -моду к максвелловскому распределению в H -моду. Однако в $\text{O}_2 - \text{Ar}$ плазме ФРЭЭ в E -моду при низком содержании Ar имеют примерно бимакселловское распределение, в то время как ФРЭЭ в H -моду почти максвелловское. В E - и H -моду разрядов $\text{O}_2 - \text{Ar}$ доля диссоциации молекул O_2 оценивается с помощью оптической эмиссионной актинометрии. Во время перехода $E-H$ -моды также увеличивается доля диссоциации молекул.

Плазма с концентрацией несущего газа в диапазонах $10^{16} - 10^{17} \text{ м}^{-3}$ рассматривается в работе [103]. Исследовано влияния предположения о ФРЭЭ на связь между потенциалом плазмы и температурой электронов как для электроположительной (аргон), так и для электроотрицательной (хлор) плазмы. Для простоты используется одномерная модель жидкости, хотя аналогичные результаты были получены с использованием самосогласованной двумерной модели жидкости в сочетании с уравнениями Максвелла для индуктивно связанной плазмы. Найдено, что для электроположительной плазмы только бимаксвелловская ФРЭЭ дает разумные результаты по сравнению с измерениями в индуктивно-связанной плазме низкого давления, а именно, увеличение потенциала плазмы при увеличении температуры электронов. Для электроотрицательной плазмы потенциал плазмы является возрастающей функцией электронной температуры для всех электронных распределений, рассматриваемых в модели. Однако масштабирующие коэффициенты не согласуются с общепринятой теорией плазмы. Эти результаты объясняются отклонением электронов от распределения Больцмана, что связано с неравновесностью и нелокальностью плазмы в условиях низкого давления.

В работе [104] применение немаксвелловской ФРЭЭ продемонстрировано с помощью оптической эмиссионной спектроскопии (ОЭС) и измерений зонда Ленгмюра в индуктивно- и емкостно-связанной аргоновой плазме низкого давления при $p < 10 \text{ мТорр}$ для анализа коэффициента формы ФРЭЭ. Для измерения коэффициента формы ФРЭЭ используется модель анализа, основанная на коронной равновесности, которая применяется при низких концентрациях. Используется отношение интенсивностей линий излучения Ar I (линии излучения возбуждения атома аргона) к линиям излучения Ar II (линии излучения иона Ar^+). Линия Ar I выбрана для представления относительно низкоэнергетического состояния, а линия Ar II выбрана для представления высокоэнергетического состояния. Таким образом, анализ фактора формы эквивалентен наблюдению за изменением доли высокоэнергетических электронов, представленной в хвосте ФРЭЭ. Результаты показывают обедненный хвост максвелловского распределения в большинстве аргоновых плазм с низкой плотностью. Анализ показывает,

что генерация и ступенчатая ионизация метастабильных атомов аргона за счет неупругих столкновений с электронами высокой энергии (~ 10 эВ) являются доминирующими процессами генерации плазмы аргона и вызывают серьезные потери высокоэнергетических электронов в системе с низкой плотностью по сравнению с потерями в идеальной максвелловской плазме. Таким образом, общий вид распределения электронов по энергии в аргоновой плазме низкого давления не является максвелловским.

ФРЭЭ с временным разрешением измерены на разных фазах движущихся полос в положительном столбе разряда постоянного тока для газа аргон в работе [105]. Разряд исследуется при низком давлении газа 10 мТорр, высоком энергетическом разрешении (для низкоэнергетической части ФРЭЭ) и динамическом диапазоне до 3–4 порядков (для учета хвоста ФРЭЭ) с шагом измерения 2,5 мкс. Измеренные ФРЭЭ показывают резкие изменения во времени их низкоэнергетических частей с формированием низкоэнергетического пика. Наблюдаемая динамика ФРЭЭ объясняется в рамках нелокальной электронной кинетики инверсиями электрического поля и захватом низкоэнергетичных электронов в потенциальные ямы, распространяющиеся со скоростью вдоль разрядной трубки. Формирование низкоэнергетического пика в ФРЭЭ аналогично таковому в ВЧ емкостных и индукционных разрядах при низких давлениях газа, где низкоэнергетические электроны захватываются потенциальной ямой, создаваемой амбипольным электрическим полем, и не могут проникнуть в области нагрева электронов сильным ВЧ-электрическим полем.

В работе [106] экспериментально исследованы неравновесные эффекты, связанные с пространственной и временной нелокальностью между распределением энергии электронов и электромагнитным полем в газоразрядной плазме при низких давлениях газа (до 10 мТорр). Обсуждается формирование неравновесных ФРЭЭ для емкостных и индуктивных ВЧ-разрядов. Рассмотрена возможность управления электронной температурой газоразрядной плазмы в неравновесном состоянии.

В работе [107] используется оптическая эмиссионная спектроскопия следов редких газов (TRG-OES) как новый неинвазивный метод определения температуры электронов (T_e) и, при некоторых условиях, оценки плотности электронов (n_e) в низкотемпературной плазме низкого давле-

ния (до 10 мТорр). Метод основан на сравнении интенсивностей атомной эмиссии следовых количеств инертных газов — эквисмесь He, Ne, Ar, Kr и Xe добавляются в плазму с интенсивностью, рассчитанной по модели. Для максвелловских функций распределения электронов по энергии T_e определяется из наилучшего соответствия теории экспериментальным измерениям. Для немаксвелловских ФРЭЭ T_e , полученное из наилучшего соответствия, описывает высокоэнергетический хвост ФРЭЭ. Об этом методе сообщалось ранее, он получил дальнейшее развитие и успешно применялся в нескольких лабораторных и коммерческих плазменных реакторах. Он также использовался в исследованиях корреляции между высокотемпературным и плазменным повреждением тонких оксидных слоев затвора. В этой статье представлен уточненный механизм метода и включает подробное описание генерации эмиссии из многообразия Пашена инертных газов как из основного состояния, так и через метастабильные состояния, теоретическую модель для расчета плотности числа метастабильных инертных газов, практическая процедура для вычисления T_e из отношений экспериментальных и теоретических отношений интенсивностей, способа определения электронной плотности (n_e), обсуждения диапазона чувствительности TRG-OES к ФРЭЭ и оценки точности T_e .

Значения T_e , полученные с помощью TRG-OES в плазменном реакторе с трансформаторной связью, сравниваются со значениями, полученными с помощью ленгмюровского зонда для широкого диапазона давлений и мощностей. Отличия T_e от двух методов объясняются зависимостью ФРЭЭ от давления.

Функция распределения электронов по энергиям, измеренная с улучшенным энергетическим разрешением в работе [108], выявила большое количество (90%) низкоэнергетических электронов, имеющих аномально низкую электронную температуру ($T_e = 0,3$ эВ), что приводит к значительно более низкой средней энергии электронов, чем во всех опубликованных исследованиях. Измерения в аргоновых ВЧ-разрядах на частоте 13,56 МГц показали, что при повышении давления газа наблюдается резкий переход к высокотемпературному режиму. Низкотемпературный режим и наблюда-

емый переход объясняются переходом от стохастического к столкновительному нагреву электронов, усиленному эффектом Рамзауэра.

Исследовано поведение частиц в ячейке для изучения влияния частоты возбуждения на нелинейность электрического поля, механизм нагрева электронов и энергию электронов в работе [109]. Изучается ФРЭЭ в разряде с симметричной емкостно-связанной плазмой (ССР) низкого давления при постоянной плазменной частоте электронов, поддерживаемой регулированием разрядного напряжения.

Частота генератора варьируется от 27,12 МГц до 100 МГц для фиксированного разрядного промежутка 3,2 см и давления газа 1 Па. Результаты моделирования дают представление о генерации высших гармоник в системе ССР при постоянном времени отклика электронов. Представлены пространственно-временная эволюция и пространственный усредненный во времени нагрев электронов для различных частот возбуждения. Результаты моделирования предсказывают, что нелинейность электрического поля увеличивается с увеличением частоты возбуждения наряду с одновременным увеличением содержания более высоких гармоник.

ФРЭЭ иллюстрирует увеличение популяции электронов среднего энергетического диапазона по мере увеличения частоты возбуждения, тем самым изменяя форму ФРЭЭ с бимаксвелловской на почти максвелловскую. При постоянном потоке ионов на поверхность электрода наблюдается снижение энергии ионов более чем в два раза с увеличением частоты.

В работе [110] исследована нелокальная электронная кинетика положительного столба тлеющего разряда при низком давлении в аргоне в случае высокой плотности пылевых частиц, когда формируются немонотонные профили заряженных частиц и обращенное амбиполярное поле. В этом предельном случае рекомбинация зарядов на пылевых частицах в пылевом облаке намного выше, чем ионизация. Поэтому баланс заряженных частиц в пылевом облаке обеспечивается не локальной ионизацией (которая меньше, чем рекомбинация зарядов на пылевых частицах), а заряженными частицами, поступающими извне, из периферийной области, где пылевых частиц нет. Для таких условий исследуется влияние пылевых частиц на формирование функции распределения электронов по энергиям и других пространственных характеристик плазмы. Результаты исследования пока-

зали, что большие различия между локальной и нелокальной ФРЭЭ наблюдаются не только на периферии разряда, но и в центральных областях внутри пылевого облака.

В работе [111] функции распределения электронов по энергиям были измерены в цилиндрической индуктивно-связанной плазме (ИСП) с плоским индуктором в широком диапазоне внешних параметров (давление аргона, мощность разряда и частота возбуждения). Измерения проводились при четко определенных условиях разряда (геометрия разряда, мощность ВЧ, поглощаемая плазмой, внешние электрические характеристики и профили плотности электромагнитного поля и ВЧ-тока). Были проанализированы проблемы, обнаруженные во многих зондовых измерениях в ИСП, и в этой статье представлено обоснование разработки зондовой диагностики, которая решает эти проблемы. Зависимость этих параметров ИСП от широкого диапазона давления аргона, мощности ВЧ и частоты приводит к экспериментальным законам масштабирования, которые подходят для сравнения с моделями ИСП и полезны при проектировании ИСП для многих приложений.

В работе [112] используется двойной зонд Ленгмюра для определения ФРЭЭ для диапазона давлений 0,01–1 Торр без расхода газа. Показано, что в немаксвелловской плазме инертных газов можно использовать стандартный метод обработки ВАХ зонда Ленгмюра для определения средней энергии электронов.

Таким образом, из приведенного обзора видно, что ФРЭЭ существенно отличается от максвелловской для различных типов разрядов, её форма зависит от давления газа, частоты ЭМП [113] и других параметров разряда. Экспериментальных и теоретических исследований ФРЭЭ в ВЧИ-разряде в диапазоне давлений 13,3–133 Па с учетом скорости газа при частотах 1,76–13,56 МГц не проводилось.

1.4 Математические модели ВЧИ-разряда пониженного давления и разреженных течений газа и плазмы

1.4.1 Модели ВЧИ-разряда пониженного давления

Первые разработки математических моделей ВЧ-разрядов относятся к 20-м годам XX в. В 1924 г. Шоттки предложена простейшая модель индукционного диффузного разряда (модель «металлического цилиндра») [114]. Бесконечная цилиндрическая разрядная камера заполнена однородной вдоль оси плазмой. Процесс диффузии электронов в этом случае описывается уравнением

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r D_a \frac{dn_e}{dr} \right) + \nu_i n_e = 0, \quad 0 < r < R, \quad (1.1)$$

с однородными граничными условиями

$$\left. \frac{dn_e}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad n_e|_{r=R} = 0. \quad (1.2)$$

Здесь D_a , ν_i - коэффициент амбиполярной диффузии и частота ионизации, которые принимаются постоянными, n_e - концентрация электронов, R - радиус разрядной камеры, r - текущая радиальная координата. Распределение концентрации электронов при этом описывается функцией Бесселя нулевого порядка первого рода $n_e(r) = J_0(2,405r/R)$.

Полученное решение позволило качественно оценить характерное значение напряженности электрического поля, необходимое для поддержания разряда, и распределение относительной концентрации электронов.

В дальнейшем модель Шоттки развивается другими авторами путём уточнения аппроксимаций D_a и ν_i . Так, например, в [115,116] рассматривается уравнение (1.1), в котором пренебрегается градиентом D_a , а отношение ν_i/D_a аппроксимируется степенной зависимостью

$$\nu_i/D_a = hr^q,$$

где h, q - коэффициенты аппроксимации. Решением этой задачи является функция $n_e(r) = J_0 \left[(r/R)^{\frac{q+2}{q}} \right]$. Это позволило определить условия применимости диффузионной теории индукционных разрядов и ограничения, накладываемые ей на геометрию разряда, давление газа и частоту поля.

В [117] использована экспоненциальная аппроксимация транспортных коэффициентов

$$pD_a = A \exp \left[a \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad \nu_i/p = B \exp \left[a \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (1.3)$$

где a, A, B — заданные коэффициенты аппроксимации, p — давление газа в разряде. Радиальное распределение концентрации электронов в этом случае описывается вырожденной гипергеометрической функцией (функция Куммера [118]).

Результаты работы [117] показали, что неоднородность коэффициента амбиполярной диффузии и частоты ионизации имеют существенное значение и ими нельзя пренебрегать при анализе диффузионных процессов.

Теоретические исследования распределения электромагнитного поля в ВЧ-плазме начинаются практически одновременно с изучением диффузионных процессов. Так, в работе Томсона [119] рассматривается ВЧ-индукционный (ВЧИ) разряд низкого давления, протекающий в бесконечной цилиндрической разрядной камере с бесконечным соленоидом, проводимость плазмы предполагается однородной в осевом и радиальном направлениях, а векторы электрической и магнитной напряженностей пропорциональными $\exp(i\omega t)$, где i — мнимая единица, t — время. Распределение аксиальной составляющей H_z вектора напряженности магнитного поля и азимутальной составляющей E_φ вектора напряженности электрического поля в плазме при этом описывается системой одномерных уравнений Максвелла

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = -\sigma E_\varphi, \quad (1.4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) = -i\mu_0 \omega H_z. \quad (1.5)$$

Здесь σ — проводимость плазмы, μ_0 — магнитная постоянная, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — частота генератора. Решение системы (1.4), (1.5) выражается через модифицированные функции Бесселя I_0 и I_1 :

$$E_\varphi \sim I_1(-i^{1/2}r/R), \quad H_z \sim I_0(-i^{1/2}r/R).$$

На основании анализа полученного решения установлены теоретические условия зажигания разряда. Модель Томсона благодаря своей простоте оказалась очень удобной и до сих пор часто используется при качественном анализе поведения электромагнитного поля в индукционном разряде.

Характер распределения электромагнитного поля в индукционном диффузном разряде уточняется в работе Хенриксена [120]. Здесь проводимость плазмы σ предполагается комплексной и определяется соотношением

$$\sigma = \frac{n_e e^2 (\nu_c - i\omega)}{m_e (\nu_c^2 + \omega^2)}, \quad (1.6)$$

где e, m_e — заряд и масса электрона, ν_c — частота упругих столкновений электронов с атомами и ионами. При этом радиальное распределение концентрации электронов аппроксимируется квадратичной параболой.

Система (1.4), (1.5) решается методом векторного потенциала, определяемого в виде ряда по степеням r . В отличие от модели Томсона, пиковое поглощение энергии поля в данном приближении оказывается меньше, а фазовый сдвиг E_φ и H_z — менее выраженным.

Более точный расчет электромагнитного поля в безрасходном ВЧИ разряде приведен в [121]. Здесь радиальное распределение проводимости аппроксимировано степенной зависимостью

$$\sigma(r) = \sigma_0 [1 - (r/R)^q],$$

где σ_0 — значение σ на оси разряда, q — заданный показатель степени. Уравнения Максвелла (1.4), (1.5) интегрировались численно с помощью ЭВМ. В качестве начального приближения для электрической напряженности принято решение в виде функции Бесселя первого рода первого порядка. Получено, что при $q > 2$ в распределении $H_z(r)$ появляется перегиб, соответствующий максимуму плотности тока.

Для повышения точности численных расчетов необходимо решать уравнения, описывающие распределение концентрации заряженных частиц, с учетом взаимного влияния электромагнитного поля. Задача совместного расчета распределений электромагнитного поля и концентрации электронов в ВЧИ разряде впервые сформулирована Эккертом в [122]. Он объединил модели Шоттки [114] и Томсона [119] в предположении, что коэффициент амбиполярной диффузии и частота ионизации являются функциями E_φ/p , а проводимость плазмы пропорциональна n_e .

Для решения данной задачи в [123] предложена итерационная процедура, основанная на замене распределений $E(r)$ и $\sigma(r)$ их средними значениями и последовательном уточнении соответствующих аналитических решений. При этом в модели исключается взаимное влияние неоднородностей в распределениях $\sigma(r)$ и $E(r)$, что не позволило получить удовлетворительного количественного согласования теоретических результатов с экспериментальными данными.

Полностью задача исследования характеристик безрасходного индукционного диффузного разряда в постановке Эккерта решена в [124] в предположении, что проводимость плазмы является комплексной величиной и определяется соотношением (1.6); при этом коэффициент амбиполярной диффузии и частота ионизации считаются функциями отношения $E(r)/p$.

При решении задачи комплексные уравнения Максвелла (1.4), (1.5) преобразуются к системе вещественных уравнений относительно квадратов модулей напряженностей электрического и магнитного полей аналогично [125]. Задача решена с помощью метода конечных разностей.

Использование численных методов позволило провести анализ влияния вида аппроксимаций D_a и ν_i на результаты расчета. Наилучшими, в смысле близости расчетных и экспериментальных данных по величине джоулевой диссипации энергии поля, оказались зависимости вида

$$pD_a = a_1 \exp(a_2 E^2/p^2), \quad (1.7)$$

$$\nu_i/p = \left[b_1 (E/p)^{1/2} + b_2 (E/p)^{3/2} \right] \exp(-b_3 p/E), \quad (1.8)$$

предложенные в [126]. Здесь a_k , ($k = 1, 2$) и b_l , ($l = 1 - 3$) — коэффициенты аппроксимации.

Область применимости одномерных моделей ограничена безрасходными разрядами. Учет эффектов, вызываемых продувом газа, требует рассмотрения осевой неоднородности плазмы, т.е. перехода к двумерной модели.

Впервые аналитическое решение двумерного уравнения диффузии электронов в индукционном диффузном разряде с продувом газа получено в [127] в предположении, что разряд генерируется при помощи индуктора длиной $2L_{ind}$ в бесконечной разрядной камере, через которую продувается с постоянной скоростью v_a поток газа. Коэффициент амбиполярной диффузии считается постоянным, а частота ионизации кусочно-постоянной: отлична от 0 в области генерирования разряда и равна нулю вне ее. С помощью полученного решения исследовано влияние скорости газа и длины индуктора на характерную диффузионную длину и распределение концентрации электронов. Получено, что продув газа приводит к смещению положения максимума распределения n_e вниз по потоку и к увеличению напряженности электрического поля, необходимой для поддержания разряда.

Аналитическое решение диффузионного уравнения при неоднородных D_a и ν_i возможно лишь в случае, когда $\nu_i/D_a = \text{const}$, что не отвечает реальным условиям существования разряда.

Так как разрядные камеры ВЧ-плазмотронов пониженного давления, как правило, изготавливаются из диэлектрика, то при этом возникают трудности с постановкой граничных условий для значений электродинамических потенциалов или напряженностей полей.

В работе [128] приведено преобразование уравнений Максвелла для ВЧ-электромагнитного поля в среде с неоднородной проводимостью к системе эллиптических уравнений второго порядка относительно квадратов модулей, угловых функций и фаз векторов электрической и магнитной напряженностей. Для построенной системы уравнений формулируются физически корректные граничные условия с учетом специфики процессов взаимодействия ВЧ-плазмы пониженного давления со стенками разрядной и вакуумной камер. Модель ВЧ-плазмы пониженного давления, представленная в [128], в настоящее время является наиболее полной. Она включает в себя самосогласованную модель квазинейтрального потока, систему кра-

евых, начальных и начально-краевых задач слоя положительного заряда (СПЗ), возникающего возле обрабатываемого тела. В этой модели учитывается динамика поверхностного заряда тела, процессы автоэлектронной и вторичной электронной эмиссии, влияние шероховатости поверхности на результат ВЧ-плазменной обработки твердых тел при пониженном давлении.

В работе [128] построена следующая математическая модель ВЧ-разряда пониженного давления:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.9)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (1.10)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.11)$$

$$\operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = \rho^c / \varepsilon_0, \quad (1.12)$$

$$-\operatorname{div}(D_a \operatorname{grad} n_e - \mathbf{v}_a n_e) = \nu_i n_e, \quad (1.13)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \left(\lambda_e \operatorname{grad} T_e - \frac{5}{2} k_B n_e T_e \mathbf{v}_e \right) + \frac{3}{2} k \delta \nu_c n_e (T_e - T_a) = \\ = \sigma E^2 - \nu_i n_e E_I, \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\operatorname{div} \left(\lambda_a \operatorname{grad} T_a - \frac{5}{2} k_B n_a T_a \mathbf{v}_a \right) - \frac{3}{2} k \delta \nu_c n_e (T_e - T_a) = 0. \quad (1.15)$$

Однако в этой модели не в полной мере учитывается газодинамика ВЧ-плазменного потока. Предполагается, что наличие в потоке заряженных частиц не оказывает влияние на характер и структуру течения вследствие незначительной степени ионизации ($< 10^{-4}$), а распределение скорости в потоке аппроксимируется параболической функцией и давление считается постоянным.

Обзоры значительного количества работ, посвященных математическому описанию процессов в высокочастотных разрядах приведены в [129–131]. Работа [129] посвящена описанию методов расчета характеристик высокочастотного индукционного разряда атмосферного давления. В этой работе, в частности, построена полная система уравнений для ВЧ-плазмы

в молекулярном газе, которая учитывает колебательные и вращательные степени свободы молекулы. В работах [130,131] даны обзор математических моделей ВЧ-емкостных разрядов среднего и низкого давлений.

Расчет электромагнитного поля в ВЧ-плазме является нетривиальной задачей. В отличие от одномерных моделей, в двух- и трехмерном случаях электромагнитное поле характеризуется не только значениями напряженностей, но еще и своим направлением в каждой точке. Необходимость учета геометрической структуры поля заметно осложняет расчет его характеристик, в связи с чем уравнения Максвелла обычно решаются не в исходном, а в преобразованном виде. Наиболее разработанными и часто используемыми приемами решения многомерных уравнений Максвелла является введение векторного и скалярного потенциалов, а для ВЧ-поля — также преобразование к волновому уравнению [132,133]. При этом, как и в любой дифференциальной задаче, возникает вопрос постановки граничных условий для потенциалов или напряженностей полей на границах раздела сред, обеспечивающих единственность решения. Для решения уравнений Максвелла применяют метод сведения к волновому уравнению относительно напряженности электрического поля, введение векторного магнитного потенциала, пренебрегают радиальными компонентами магнитного поля.

Как указано во введении, течение происходит в специальном режиме, называемом переходным, при числе Кнудсена для несущего газа $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$. В связи с этим далее рассмотрим работы, посвященные газодинамике потоков газа и плазмы.

1.4.2 Модели течения разреженных газа и плазмы

Наиболее близкими к рассматриваемому в диссертации диапазону давлений являются модели течений разреженного газа. Одной из первых работ, в которых рассмотрены модели течения разреженного газа на основе уравнений Больцмана является работа Г.Бёрда [134]. В ней проведен анализ и построение метода решения уравнения Больцмана для разреженного газа с помощью схемы, использующей метод прямого статистического мо-

делирования. Проведены оценки и даны указания для скорости сходимости метода и границах его применения.

Описание численных моделей применительно к задачам механики сплошных сред (вычислительный эксперимент) проведено в работе [135]. На основе уравнений Эйлера, Навье-Стокса и Больцмана проводится построение с помощью схем расщепления различных численных методик для исследования нестационарных «переходных» течений со сложной внутренней структурой. Изучаются движения в зонах срыва за кормой тела как для предельных случаев течения, так и при различных числах Рейнольдса. Исследуются многомерные задачи обтекания тел и летательных аппаратов потоком разреженного газа. Проводится построение численных схем различной точности и исследуются многомерные задачи обтекания для различных режимов течения.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований сверхзвуковых струй плазмы различных источников и их взаимодействия с преградами обобщены в монографии [136]. Рассмотрены основные физические процессы в струях плазмы, плазмодинамика струй, свободное расширение плазмы. Значительное внимание уделено построению физических и математических моделей, изучению влияния релаксационных процессов на структуру и параметры струй. Описаны области применения струй плазмы.

В этих работах рассматривается, в основном, поток ВЧ-плазмы в приближении сплошной среды для давления 10^4 Па, для мощности ВЧ-плазмотрона более 100 кВт, для температур атомного газа порядка 10000 К,

Описание кинетики процесса образования пара углерода в потоке плазмы инертных газов дано в работах [137, 138]. Проведен анализ исходной системы уравнений, описывающей процесс сублимации частиц в потоке высокотемпературного газа, выявлены основные безразмерные комплексы, характеризующие поставленную задачу, и возможные диапазоны их изменения. Решение поставленной задачи проводится с использованием метода прямого статистического моделирования Монте-Карло. Численное решение задачи проведено для различных плазмообразующих газов и широкого диапазона условий (давления, скорости и температуры) в плазменном потоке. Согласно авторам, результаты расчетов легко обобщаются на случай испарения в потоке плазмы мелкодисперсных частиц произвольного состава и

могут быть использованы с целью оптимизации процессов промышленного получения углеродных (а, возможно, и других) наноструктур и нанесения покрытий различного назначения в электродуговых или ВЧ-плазмотронах большой мощности, однако не учитывается влияние функции распределения электронов по энергиям на коэффициенты математической модели.

Описанные работы не соответствуют рассматриваемому в диссертации режиму давлений, причем энерговклад и другие характеристики влияния ВЧ-плазмы на атомы углерода выведены аналитически, и лишь для углеродных частиц применен метод Монте-Карло для расчета теплового потока при внешних аналитически заданных условиях нагревания.

В работе [139] численно исследован процесс движения газовой среды, образовавшейся при испарении воды под воздействием импульсного электрического разряда большой мощности в цилиндрическом полузамкнутом объеме и истекающей в затопленное пространство. Показано существенное влияние химических реакций на структуру течения, однако не применимо к нашему диапазону мощностей.

Численный метод, с помощью которого осуществляется моделирование струйного движения разреженной плазмы, возникающего от работы стационарного плазменного двигателя, в трехмерной постановке предлагается в работе [140]. В отличие от работ, где эта задача рассматривалась в осесимметричном приближении, постановка задачи осуществляется так, чтобы было возможным определить влияние возникающих обратных ионных токов на области вверх по потоку и на корпус двигателя, который в рассматриваемом случае имеет конечный размер. По словам автора, построенный численный метод является обобщением численных методов динамики разреженных газов на случай, когда движение происходит в незаданном аналитически силовом поле. Построение численного метода осуществляется так, чтобы учесть дельтообразность граничной функции распределения ионов и существенную разницу в масштабах скоростных пространств ионов и нейтралов, между которыми имеют место взаимные превращения. Авторы приводят результаты численных решений задачи, показывающие влияние некоторых факторов на возникающее течение.

В работе [140] рассматривается стационарная задача для течения струи плазмы, выходящей в окружающее пространство и с использованием

метода характеристик. Рассмотренные входящие в выражения для частот столкновений числа Кнудсена либо порядка единицы, либо больше единицы.

Применительно к задачам аэродинамики переходной области исследованы двумерные течения разреженного газа около бесконечной пластины [141, 142], сферы, цилиндра, конуса, плоского торца, трехмерные течения около прямоугольной и треугольной пластины [142]. В работе [143] развивается гибридная модель объемной плазмы совместно с моделью Монте-Карло столкновительного слоя для исследований индуктивного разряда с приложенным потенциалом смещения.

Колебательные уровни молекулярного кислорода в непрерывном и импульсно-модулированном высокочастотном разряде в кислороде с помощью методов математического моделирования исследуются в работе [144]. В работе [145] детально описываются механизмы передачи энергии в ВЧИ-разряде и конструкции индукционного плазмотрона. Приводятся результаты диагностики и моделирования разряда, позволяющие описать основные особенности температурных полей, концентрации и течений ВЧИ-плазмы.

Импульсно-модулированный ВЧИ-разряд исследуется в работе [146]. Моделируется двухмерная осесимметричная структура в жидкостном приближении, рассматривается так же уравнение энергии и течение нейтральных частиц.

В вышеперечисленных работах нет моделей, описывающих газодинамику течения ВЧ-плазмы в переходном режиме в диапазоне чисел Кнудсена $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$. Таким образом адекватная модель, которая учитывала бы газодинамику струйного течения ВЧ-плазмы в переходном режиме в настоящее время отсутствует. Поэтому необходима разработка новой модели струйного течения ВЧ-плазмы при пониженных давлениях.

1.5 Численные методы решения задач газо- и плазмодинамики

1.5.1 Численные методы решения задач механики сплошной среды

Для течения заряженной компоненты ВЧ-плазмы пониженного давления применимо приближение сплошной среды, поэтому проведем обзор соответствующих численных методов.

При моделировании задач механики сплошной среды используются следующие методы:

1. Метод граничных элементов (МГЭ) [147] - метод, использующий аналитические решения для численного решения краевых задач, когда в контрольных точках на границе удовлетворяются граничные условия. Из этих соотношений составляется система алгебраических уравнений и может быть вычислено решение в любой точке. Метод применяется для полубесконечных тел. Недостаток метода - невозможность решать нелинейные задачи.

2. Метод конечных элементов (МКЭ) [148, 149] - численный метод решения дифференциальных уравнений с частными производными, а также интегральных уравнений, которые возникают при решении задач математической физики. Метод используется для решения задач механики деформируемого твёрдого тела, тепло- массо- обмена, электродинамики и гидродинамики. Расчетная область задачи разбивается на конечное количество элементов. В каждом элементе выбирается вид аппроксимирующей функции (например для простого случая - полином первой степени). Вне своего элемента аппроксимирующая функция равна нулю. Значения функций на границах элементов (узлах) является решением задачи и заранее неизвестны. Коэффициенты аппроксимирующих функций обычно ищутся из условия сопряжения значений соседних функций в узлах сетки. Составляется система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), где число уравнений равно количеству неизвестных значений в узлах сетки, в которых ищется решение рассматриваемой системы. Число неизвестных значений в узлах прямо пропорционально количеству элементов и ограничива-

ется только возможностями ЭВМ. Так как каждый из элементов связан с ограниченным количеством соседних, матрица системы линейных алгебраических уравнений имеет разреженный вид, что существенно упрощает её решение.

С точки зрения вычислительной математики, идея метода конечных элементов заключается в минимизации функционала вариационной задачи на совокупности функций, каждая из которых определена на своей подобласти. То есть метод позволяет получать численные решения исходных систем путём их расчленения.

3. Метод конечных разностей (МКР) [150–153] — формирование алгебраических уравнений осуществляется на шаблоне, когда топология узла и находящихся рядом с ним ячеек (элементов) строго задана. Для существенно нелинейных задач это позволяет проводить аппроксимацию уравнений в криволинейных координатах с более высоким порядком. Считается, что достоверность решений МКР существенно больше чем у МКЭ.

4. Метод конечных объёмов (МКО) — так же, как и перечисленные методы, является методом приведения уравнений в частных производных к СЛАУ. По аналогии с методом конечных разностей или методом конечных элементов, значения вычисляемых функций рассчитываются в конечном числе точек сетки. Термин «конечные объёмы» относится к малым объёмам, окружающим каждую узловую точку на сетке.

В отличие от метода конечных элементов, МКО исходит из интегральной формы уравнений. Слагаемые с дивергентными членами преобразуются в поверхностные интегралы с помощью теоремы Остроградского-Гаусса. Затем происходит расчет потоков через поверхность каждого конечного объема и учет внутренних источников. Поскольку поток, выходящий из объема равен потоку, входящему в соседний объем, этот метод является консервативным. Еще одно преимущество метода конечного объема в том, что он легко формулируется для неструктурированных сеток, например для градиентной. Этот метод используется во многих пакетах вычислительной гидродинамики.

В методе конечных объемов выбирается некоторая замкнутая область течения жидкости или газа, для которой производится расчёт полей макроскопических величин (скорости, давления, температуры, концентрации

и др.), описывающих состояние среды во времени и удовлетворяющих определенным законам, записанным математически. Чаще всего используются законы сохранения в Эйлеровых переменных [154].

Для любой абстрактной величины ϕ , в каждой точке $(\mathbf{r}, t)$ рассматриваемого пространства, окруженной некоторым замкнутым конечным объемом, в каждый момент времени общее количество величины ϕ в данном объеме может изменяться за счет следующих факторов:

- транспорта количества величины ϕ через поверхность, ограничивающую контрольный объем — поток жидкости/газа;
- генерации (уничтожения) некоторого количества этой величины внутри контрольного объема — источники (стоки).

Таким образом, при постановке решения задач с помощью МКО используется физическая интерпретация исследуемой величины.

Применительно к решению задачи нахождения температуры используется закон сохранения энергии для каждого контрольного объема, а к задаче расчета концентрации - закон сохранения массы.

Так как метод конечных объемов является интегро-интерполяционным, то он применим даже для функций с особенностями, которые могут появиться при решении задач статистическими методами.

Поэтому целесообразно использовать его для расчета заряженной и метастабильной компонент ВЧ-плазмы пониженного давления и электромагнитного поля.

1.5.2 Метод прямого статистического моделирования (ПСМ)

Одним из ведущих инструментов для численного решения прикладных задач динамики разреженного газа является группа методов прямого статистического моделирования (ПСМ). Метод прямого моделирования Г.Бёрда успешно применяется для широкого класса задач, в том числе и для расчета течения газа в переходном режиме. Метод Г.Бёрда основан на расщеплении уравнения Больцмана по процессам. Впервые метод прямого статистического моделирования для моделирования течения газа, использующий расщепление по процессам столкновения и переноса молекул был

предложен Г.Бёрдом в 1963 году. После этого была предложена схема Бёрда «Time-Counter». С начала 90-х годов прошлого века практически все расчёты проводятся с применением схемы Бёрда «Non-Time Counter» [134], либо схемы мажорантной частоты [155].

В методе производится разбиение расчетной области по ячейкам в которых происходят процессы столкновения и передачи энергии, а размер ячейки подбирается в зависимости от длины свободного пробега. Метод Г.Бёрда хорошо описывает газодинамические процессы в переходном режиме для течения нейтральных разреженных газов [134, 156, 157]. Метод может трактоваться как решение уравнения Больцмана [134]. Далее разберем этот метод подробнее.

Метод ПСМ основывается на представлении газа множеством дискретных частиц (назовем их мезочастицами [158–160]). Каждая из мезочастиц представляет собой большое количество реальных молекул. Для мезочастиц задаётся процесс перемещения в пространстве и стохастический процесс их столкновения друг с другом. Сокращение числа частиц по сравнению с действительным числом молекул компенсируется соответствующим увеличением их сечения взаимодействия.

Метод ПСМ моделирует нестационарный процесс [134]. В начале расчета ячейки заполняются мезочастицами, которым присваиваются скорости в соответствии с начальным приближением функции распределения, заданной в пространстве расчетной области. Далее происходит расчет с шагом Δt по времени. На каждом шаге можно наблюдать эволюцию характеристик течения газа. Стационарный режим течения достигается как предел развития нестационарного процесса по прошествии достаточно большого промежутка времени, за который происходит установление течения.

Эволюция ансамбля частиц описывается как равномерное прямолинейное движение от столкновения до столкновения, учитываются парные столкновения, тройными столкновениями пренебрегают. Обычно используются модели столкновения с полным конечным сечением. Для упрощения алгоритма и ускорения расчёта, фазы перемещения и столкновений мезочастиц разделены между собой и чередуются, а пары для столкновений выбираются только в пределах той же самой ячейки (с учетом или без учёта взаимного расположения).

Моделируемый объем физического пространства разбивается на ячейки, по линейному размеру более длины пробега мезочастицы за выбранный интервал времени Δt , так, чтобы внутри ячейки слабо менялась функция распределения [134]. На практике это условие заменяется требованием малого изменения макропараметров поля течения на размере ячейки. В каждой ячейке моделируется некоторое начальное количество молекул, а с заданных границ исходит или уходит поток частиц. Изменение времени проводится дискретными шагами Δt , малыми по сравнению со средним временем между столкновениями молекул [134].

В основе метода лежит идея расщепления [161] непрерывного движения молекул и их столкновений на два последовательных процесса:

1. Моделирующие частицы перемещаются в пространстве по прямолинейным траекториям:

а) Все мезочастицы перемещаются в пространстве на расстояние, определяемое их скоростями и шагом по времени Δt по прямолинейным траекториям. Новая координата мезочастицы находится как:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{c} \cdot \Delta t. \quad (1.16)$$

б) Проводятся определенные действия (в частности отражение), если мезочастицы пересекают граничные поверхности. Новые частицы генерируются на тех границах, через которые задан поток частиц внутрь рассматриваемой области.

2. Производятся столкновения между молекулами для каждой ячейки разбиения. Скорости молекул до столкновения заменяются скоростями, приобретенными ими после столкновения.

Метод расщепления по физическим процессам является эффективным численным методом решения многомерных задач математической физики. Принцип расщепления для дифференциальных операторов обосновывается в работах Г.И.Марчука и Н.Н.Яненко [161–163]. Исходя из предположения о существовании и единственности решения уравнения Больцмана, Богомоловым С.В. было доказано, что решение расщепленной задачи сходится к решению нелинейного уравнения Больцмана при $\Delta t \rightarrow 0$ [164].

Применительно к уравнению Больцмана идея метода расщепления по физическим процессам реализуется следующим образом:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} = S(f). \quad (1.17)$$

Для шага Δt по времени уравнение Больцмана «расщепляется» на:

$$\frac{\partial f^*}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \frac{\partial f^*}{\partial \mathbf{r}} = 0, \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = S(f). \quad (1.19)$$

здесь f^* - промежуточное значение функции распределения.

Первое уравнение системы говорит о сохранении функции распределения вдоль фазовой траектории:

$$\frac{\partial f^*}{\partial t} = 0 \quad (1.20)$$

и решается при начальном условии $f^*(t_0) = f(t_0)$ и заданных граничных условиях. Второе уравнение описывает процесс межмолекулярных столкновений без изменения положения молекул по пространству и решается при начальном условии $f(t_0) = f^*(t_0 + \Delta t)$. Столкновения считаются возможными только между частицами, находящимися в одной пространственной ячейке.

Для реализации бесстолкновительного переноса возможен как детерминированный подход с запоминанием координат мезочастиц, так и статистический подход, при котором от шага к шагу передается номер ячейки, в которой находится мезочастица [165].

При попадании на поверхность образца и стенки вакуумной камеры, мезочастицы отражаются по заданному закону. Мезочастицы, вылетевшие за пределы расчетной области через границы, где установлен режим свободного истечения, либо область откачки, либо выходящие в свободное пространство, исключаются из рассмотрения. На границах с установленным потоком происходит «рождение» новых мезочастиц и их вброс в расчетную

область в соответствии с заданной функцией распределения мезочастиц на каждой рассматриваемой границе.

В зависимости от выбранной модели столкновений, вероятность столкновения одной пары мезочастиц может зависеть от их относительной скорости и сечения взаимодействия и не зависеть от их фактического положения в ячейке, либо в ячейках может происходить расчет траекторий движения до столкновения и после. При столкновении выполняются законы сохранения энергии и импульса.

Для стационарного режима после установления течения вычисляются макроскопические характеристики потока: распределение плотности и температуры, направление и величина вектора скорости.

Стандартное отклонение от точного решения в расчетах можно приблизительно оценить как $1/\sqrt{N}$, где N - число мезочастиц, моделирующих течение [134].

Для моделирования течения методом ПСМ необходимо определить три основных параметра дискретизации: шаг по времени Δt , размер ячейки Δh (пары для столкновений для каждой мезочастицы выбираются в пределах той же самой ячейки) и число мезочастиц в ячейке n , исходя из общего числа мезочастиц в расчетной области N . Шаг по времени выбирается меньше времени между столкновениями t_c , линейный размер ячейки выбирается больше длины пробега мезочастицы за выбранный интервал времени Δt , а число мезочастиц в ячейке выбирается таким, чтобы вероятность повторных столкновений (когда две мезочастицы сталкиваются друг с другом два раза подряд, не столкнувшись с другими частицами) была невелика [134].

Ограничение на применение метода ПСМ связано со степенью разреженности газа, которая определяется числом Кнудсена. При уменьшении числа Кнудсена трудоёмкость метода быстро растёт (с повышением плотности газа), так как требуется мельчить сетку и увеличивать число частиц. Кроме того, установление стационарного режима в более плотном газе происходит дольше, в то время как временной шаг, наоборот, необходимо уменьшать. Поэтому, в первую очередь, метод ПСМ применяется, когда предположение о предельно малом локальном отклонении газа от

состояния равновесия не работает, то есть не применимы уравнения Навье-Стокса, и требуется решение уравнения Больцмана [134].

В настоящее время методы прямого статистического моделирования применяются для исследования течений таких разных масштабов как обтекание космических аппаратов при входе в атмосферы планет, течения газа внутри микро- и наноустройств, течения газа при вакуумных технологических процессах.

Методом ПСМ решаются разнообразные задачи динамики разреженного газа: об однородной релаксации [156, 166–169], о теплопередаче между параллельными пластинами [170, 171], о течении Куэтта [172, 173], об ударной волне [157, 174]. Применительно к задачам аэродинамики переходной области исследованы двумерные течения разреженного газа около бесконечной пластины [141, 175], сферы, цилиндра [176], конуса [142], плоского торца [157], трехмерные течения около прямоугольной и треугольной пластины [141], конуса под углом атаки [177], затупленного полуконуса с крыльями [155].

Исследованиям математической модели и построению численной реализации метода ПСМ посвящено значительное количество работ [134, 178]. В них рассматриваются модели межмолекулярных взаимодействий и численные схемы [155, 157, 179], проведены оценки затрат машинного времени [180]. Анализ этих работ показал, что наиболее эффективной является метод Г. Бёрда с применением модели переменных твердых сфер (variable hard sphere, VHS) и схемы Non-Time Counter [157].

1.5.3 Пакеты прикладных программ, используемые для расчета течений газа

Использование пакетов прикладных программ является в современном мире необходимой частью глобализации и поддержания результатов исследований на мировом уровне.

Для моделирования газодинамических процессов в настоящее время в виду немалого количества созданных пакетов программ, важно использовать существующий опыт разработки модульного программного обеспе-

ния (ПО) и использовать готовые наработки для создания своих программных комплексов.

Простые одно- и двумерные модели не всегда соответствуют реальным свойствам исследуемого объекта, поэтому необходимо прибегать к расчету задач в трехмерной (3D) постановке. Преимуществом расчета трехмерных моделей в научной работе и инженерной практике является, во-первых, то, что он может в некоторой степени заменять эксперимент и, тем самым, существенно экономить затраты на его проведение, и, во-вторых, при помощи 3D-моделей становится возможным детально исследовать физический процесс, учитывая различные формы моделируемых устройств.

Существуют пакеты и для решения задач плазмодинамики, например специализированный пакет MARPLE3D [181], предметной областью которого являются течения ионизированного газа (плазмы), взаимодействующего с магнитным полем. Современные пакеты прикладных программ позволяют моделировать газодинамические процессы с достаточно сложными видами течений, однако большинство из них ориентированы на решение уравнений Навье-Стокса и их модификаций.

Для численных расчетов задач газодинамики на данный момент используются несколько прикладных пакетов. Пакеты ориентированы под среды ОС Windows, ОС Linux, MS-DOS, а так же существуют web-пакеты (в режиме удаленного доступа). Кратко дадим характеристику наиболее популярных из них:

1. Пакет FLUENT [182]

Данный пакет предназначен для моделирования сложных течений жидкостей и газов с широким диапазоном свойств. Пакет предоставляет варианты различных параметров моделирования и использования многосеточных методов с улучшенной сходимостью, он, как анонсируется, обеспечивает оптимальную эффективность и точность решения для широкого диапазона моделируемых скоростных режимов.

Пакет позволяет рассчитать различные режимы теплопереноса, химические реакции, многофазные потоки и другие процессы. Для расширения данного пакета существует модуль UDF для определения пользовательских функций. Существенным недостатком его является невозможность суще-

ственной модификации и добавления новых моделей, важных для использования при моделировании ВЧ-плазмы пониженного давления. В пакете нет процедур, реализующих метод прямого статистического моделирования, поэтому с его помощью нельзя решить задачу расчета течения ВЧ-плазмы пониженного давления. Минусом пакета является и то, что он является коммерческим.

2. Пакет ANSYS [183]

Как следует из описания, система ANSYS является универсальной программной средой для конечно-элементного (МКЭ) моделирования механики жидкости и газа, пакет является довольно популярным у специалистов в области компьютерного инжиниринга. Пакет предназначен для решения линейных и нелинейных задач механики твердого тела и механики конструкций. Система работает на основе геометрического ядра Parasolid. В настоящее время ANSYS слился с Fluent и поэтому пакет реализует схожие возможности. Пакет является платным.

3. Пакет Elmer [184]

Пакет рассчитан на решение задач методом конечных элементов из разных областей физики: теплопроводности, гидродинамики, механики твёрдого тела, акустики, электромагнетизма, квантовой механики. Пакет Elmer состоит из нескольких частей: интерфейс выбора физических моделей и задания граничных и начальных условий называется ElmerGUI; численное решение задачи происходит в модуле ElmerSolver, а результаты можно обработать в приложении Elmerpost. Универсальная система конечно-элементного анализа Elmer распространяется на условиях Open Source (открытая платформа). Однако Elmer рассчитан на построение двумерных моделей, которые не подходят для трехмерного моделирования ВЧ-плазмы пониженного давления, а также в этом пакете нет средств для расчета моделей разреженного газа.

4. Пакет SALOME [185]

SALOME — открытая интегрируемая платформа для численного моделирования физических процессов, которая представляет собой набор пре- и постпроцессинга. В основе SALOME лежит концепция объектно-ориентированного программирования. Платформа SALOME используется как база для проекта NURESIM (European Platform for NUClear REactor

SIMulations), который предназначен для полномасштабного моделирования ядерных реакторов. Однако Salome с трудом интегрируется с новыми вычислительными инструментами, несмотря на то, что имеет хорошие средства пре- и постпроцессинга. Пакет не имеет возможностей для расчета течений разреженного газа.

5. Пакет OpenFOAM [186]

Пакет OpenFOAM является открытой интегрируемой платформой для численного моделирования задач CFD (Computational Fluid Dynamics — вычислительная гидро-газодинамика). Это свободно распространяемый инструментарий для операций с полями (скалярными, векторными и тензорными). Свободный пакет OpenFOAM позволяет решать задачи из области механики и газодинамики сплошных сред, строить модели сложных технических конструкций и является открытой интегрируемой платформой. В нём есть библиотека для статистического моделирования (DSMC) и библиотеки для решения задач механики сплошных сред. Заметим также, что OpenFOAM обладает мощными инструментами для визуализации модели.

Рабочим языком кода является язык объектно-ориентированного программирования (ООП) C++, поэтому он обладает максимальными возможностями для модификации и создания новых моделей, используя многие наработанные библиотеки. Универсальность языка C++, а также открытость и свободное распространение пакета дают ему неоспоримые плюсы для выбора в качестве базы для создания программного комплекса для моделирования газодинамики струйного течения ВЧ-плазмы пониженного давления.

6. Пакет Comsol Multiphysics [187]

Comsol Multiphysics — это программный пакет для моделирования и симуляции физических процессов в различных областях науки и инженерии. Он предоставляет инструменты для решения многих типов уравнений, таких как уравнения Навье-Стокса, уравнения теплопроводности, уравнения Максвелла и другие.

Одним из главных достоинств Comsol Multiphysics является его универсальность. Он позволяет моделировать и проводить расчеты различных

физических процессов в разных областях, таких как механика, электродинамика, теплопередача, гидродинамика и другие. Это делает его полезным инструментом для исследования и оптимизации различных систем и устройств.

Comsol Multiphysics также обладает простым и интуитивно понятным пользовательским интерфейсом, что делает его доступным для широкого круга пользователей. Он имеет графический интерфейс, который позволяет создавать модели с помощью визуального редактора, а также предоставляет возможность программирования с использованием языка COMSOL Script или API для более сложных задач.

Однако у Comsol Multiphysics есть и некоторые недостатки. Во-первых, он может быть достаточно ресурсоемким и требовать мощных ресурсов для выполнения сложных расчетов. Это может ограничить его использование на менее мощных компьютерах или в случаях, когда требуется обработка большого объема данных. Кроме того, Comsol Multiphysics является коммерческим пакетом.

В целом, Comsol Multiphysics - это удобный инструмент для моделирования и симуляции физических процессов, который предоставляет широкие возможности для исследования и оптимизации различных систем и устройств.

Ограничения пакетов зачастую связаны с набором встроенных численных методов и заложенных математических моделей.

1.6 Задачи диссертации

Проведенный обзор показывает, что установки, использующие струйный ВЧИ-разряд пониженного давления не обладают принципами подобия. То есть для создания новой ВЧ-плазменной установки необходимы расчеты её характеристик и характеристик энергии ионов и ионного тока по математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, которой и посвящена настоящая диссертация.

Анализ литературных данных показывает, что единой модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления в настоящее время не существу-

ет, имеются решения частных задач, которые не учитывают в полном объеме факторы, влияющие на формирование характеристик ионных потоков на поверхность образца, в частности, не учитывается влияние метастабилей на баланс частиц и энергии в разряде, не учитывается ионная составляющая потока плазмы, возможные нарушения электронейтральности потока, не учитывается влияние вихревого, потенциального и амбиполярного электрического поля в совокупности. В то же время имеются необходимые инструментальные средства для создания такой модели, а именно: пакеты Comsol Multiphysics и OpenFOAM.

Целью настоящей работы является разработка научных основ создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления путем разработки математической модели, обосновывающей, что плазменная струя является несамостоятельным комбинированным разрядом и позволяющей прогнозировать параметры взаимодействия с твердым телом.

Для достижения поставленной цели в диссертации необходимо решить следующие задачи:

1. Провести экспериментальные исследования характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления и выполнить анализ процессов, протекающих в различных областях разряда: разрядной камере, плазменной струе, слое положительного заряда и сформулировать систему уравнений, граничных и начальных условий, условий сопряжения решений на различных участках течения для единой модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления;
2. Разработать физическую модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, рассматриваемого как единая сущность, обладающая отличающимися характеристиками в разных областях разряда, обеспечивающими связь основных технологических параметров плазменной струи с регулируемыми параметрами ВЧИ-плазменной установки.
3. Разработать математическую модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с учетом переходного режима течения в диапазоне чисел Кнудсена для несущего газа $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$, влияния электромагнитного поля на функцию распределения электронов по энергиям, влияния метастабильных атомов и ионов на

баланс энергий и частиц в разряде, потенциальной и вихревой компонент электрического поля;

4. Разработать численные методы и программный комплекс для решения сформулированной задачи и провести численные эксперименты по верификации и валидации разработанной математической модели;
5. Провести численные исследования характеристик струйного ВЧИ-разряда в разрядной камере, плазменной струе и слое положительного заряда, включая дебаевский слой у поверхности тела: распределение заряженных частиц, метастабильных атомов, напряженностей электрического и магнитного полей, электронной и газовой температур, энергии ионов и плотности ионного тока, поступающих на поверхность. Определить значения параметров ВЧИ-плазмы пониженного давления, ответственных за модификацию поверхности твердых тел: энергию ионов и плотность ионного тока на поверхность образца,— и их зависимости от параметров установки;
6. Разработать научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления и технологические основы применения полученных результатов при создании и внедрении конструкций ВЧИ-плазменных установок и технологических процессов модификации твердых тел.

Глава 2. Экспериментальные исследования струйного индукционного разряда высокой частоты при пониженных давлениях. методики измерения

В данной главе представлены описание оборудования, методов исследования ВЧИ-разряда с продувом газа при пониженных давлениях и данные исследования пространственного распределения параметров этого разряда в присутствии обрабатываемых тел. Установлены закономерности изменения скорости (v), эффективной температуры ($T_{эфф}$), концентрации электронов (n_e), напряженности магнитного поля (H_z , H_φ), мощности разряда (P_p), теплового потока ($q_{тп}$), энергии ионов (W_i) и плотности ионного тока (J_i), воздействующих на поверхность тела. Установлены особенности параметров ВЧИ-струи в окрестности тела и исследована область слоя положительного заряда.

Основные результаты главы опубликованы в работах [9, 18, 21, 188].

2.1 Приборы, устройства, оборудование и методы определения параметров ВЧИ-разряда с продувом газа при пониженных давлениях

2.1.1 Оборудование для получения ВЧИ-разряда с продувом газа при пониженных давлениях

Оборудования для реализации струйного ВЧИ-разряда при пониженных давлениях включает в себя: ламповый генератор, вакуумный пост, спаренные двухроторный и механический насосы, аппаратура обеспечения плазмообразующим газом, индуктор с разрядной камерой, системы контроля и диагностики (рис. 2.1).

Высокочастотный генератор. ВЧ-разряд исследуемого типа генерировался с помощью лампового ВЧ-генератора. ВЧ-генератор собран по одноконтурной схеме, настроен на индукционную нагрузку на разрешенной частоте 1,76 МГц. Особенность поддержания ВЧ-разряда индукционного

типа при пониженных давлениях состоит в том, что генератор подключается к нагрузке, которая не имеет согласования с ним, при этом колебательная мощность $W_{\text{колеб}}$ варьируется от 10 до 50 кВт. При такой $W_{\text{колеб}}$ необходимо применять ламповый генератор.

Высокочастотный индукционный плазмотрон. Плазмотрон, предназначенный для получения струйного ВЧИ-разряда пониженного давления состоит из следующих компонентов: разрядная камера, катушка индуктивности, водяное охлаждение, резиновое кольцо и фланец.

Разрядная камера плазмотрона изготовлена из кварцевого стекла. Этот материал оптически прозрачен. Имеет высокие показатели механической прочности и термической стойкости. Существенным фактором выбора кварца в качестве материала для изготовления разрядной камеры являются незначительные диэлектрические потери при частоте $f = 1,76$ МГц. Стенки разрядной камеры сделаны двойными для обеспечения водяного охлаждения.

Для диагностики параметров самого ВЧ-разряда применялся модифицированный плазмотрон, который позволял вводить зондовые устройства в разряд.

Вакуумная камера использовалась от оборудования для получения покрытий термическим методом (рис.2.2). В камере имеется окно из кварцевого стекла для наблюдения за процессом плазменной обработки твердых тел и оптической диагностики. Для поднятия вакуумного колпака предусмотрено подъемное устройство. В основании вакуумной камеры имеются технологические отверстия для установки ВЧ-плазмотрона и подводящих трубопроводов к вакуумным насосам, а также устройства ввода-вывода электрического потенциала. К основанию вакуумной камеры крепятся устройства для закрепления образцов обрабатываемых изделий.

Вакуум в вакуумной камере создавался с помощью механического насоса 2НВР-5ДМ и двухроторного насоса АВР-50 .

Аргон для создания потока ВЧИ-плазмы пониженного давления подавался из баллона со сжатым газом. Расход регулировался с помощью редуктора и расходомера.

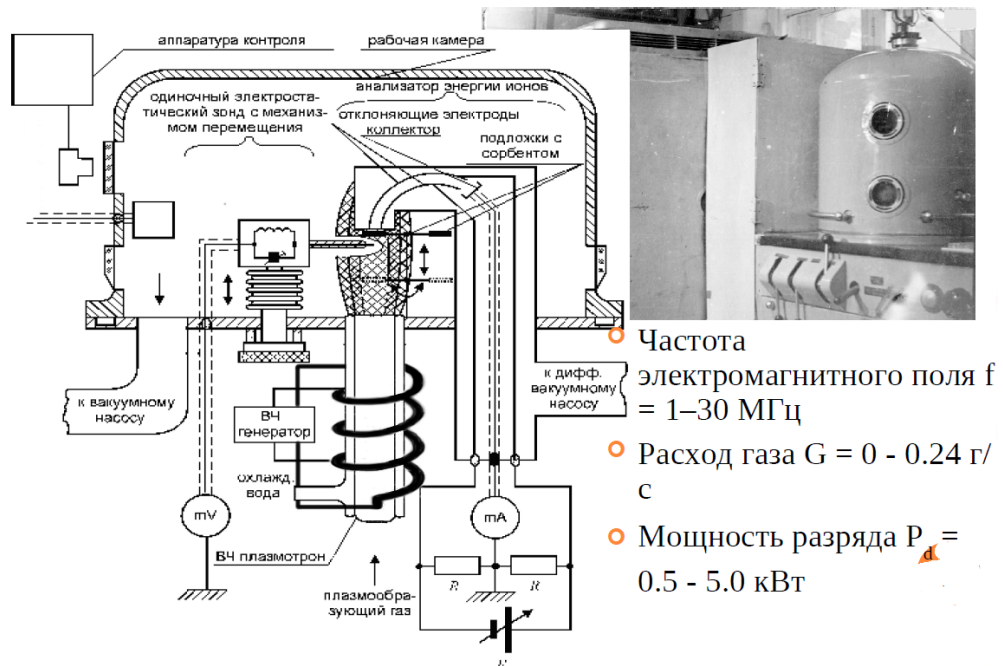


Рисунок 2.1 — Схема экспериментальной установки для получения струйной ВЧИ-плазмы пониженного давления



Рисунок 2.2 — Вакуумный блок установки для получения струйной ВЧИ-плазмы (ВЧИ-мед)

Элементы установки, которые нагреваются в процессе работы (индуктор, генераторная лампа первичного контура ВЧ-генератора, разрядная камера) охлаждались проточной водой.

Устройства контроля входных параметров включает приборы для измерения напряжения и тока на аноде генераторной лампы, частотомер, вакуумметр.

Параметры ВЧ-плазменной струи диагностировались в невозмущенном состоянии (без образца) и с образцами из стали 40Х13. Исследования характеристик ВЧИ-разряда пониженного проводились в разрядной трубке, струе и СПЗ.

2.1.2 Методики измерения параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

Газодинамические параметры струи

Скорость струи определялась модифицированной трубкой Пито, что дало возможность исследовать распределение этого параметра в радиальном направлении. По измеренным данным рассчитывалась скорость потока

$$v = \left(\frac{2\tilde{R}T\Delta p}{mp_k} \right)^{1/2}, \quad (2.1)$$

где m — молекулярная масса газа, $\tilde{R}$ — универсальная газовая постоянная, Δp — разность полного ($p_{\text{полн}}$) и давления в вакуумной камере p_k , T — газовая температура. Δp определяли с помощью трубки Пито, подключенной к U -образному манометру. Трубку Пито заполняли дибутилфталатом. Направление $\mathbf{v}$ устанавливали по максимальному значению показаний U -образного манометра при перемещении трубки Пито (рис. 2.3).

Температура нейтральных атомов и ионов. В силу особенностей возникновения ВЧ-разрядов, они характеризуются термической неравно-

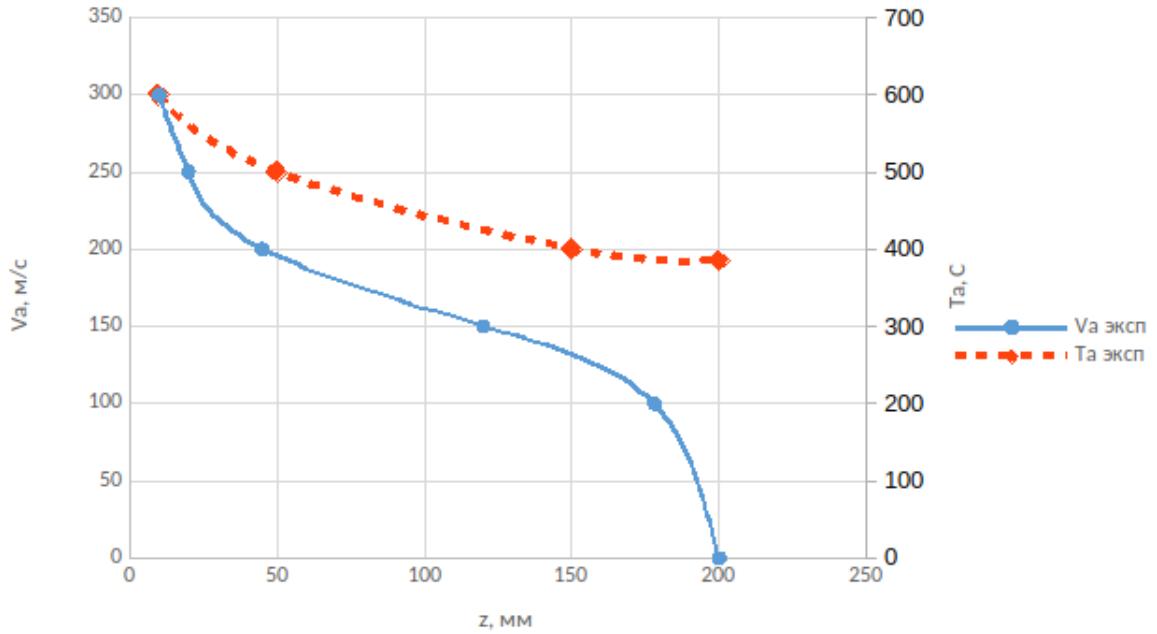


Рисунок 2.3 — Распределение модуля скорости и эффективной температуры плазмы в струе ВЧИ-разряда пониженного давления при $P_p = 2$ кВт и $G_r = 0,1$ г/с

весностью вплоть до давления 760 мм рт. ст. [59] При давлении в диапазоне от 13,3 до 133 Па $T_e \leq 3$ эВ, $0,025 \leq T \leq 0,06$ эВ в струе, а в плазменном сгустке $T \leq 0,35$ эВ.

Мощности, поглощаемые разрядом и элементами установки

С целью определения к.п.д. оборудования и ВЧ-плазмотрона устанавливали мощность установки $P_{уст}$, ВЧ-генератором $P_{ген}$, поглощаемую разрядом P_p струей $P_{стр}$, мощность излучения $P_{изл}$.

$P_{уст}$ и $P_{ген}$ определялись с помощью прибора К-50, P_p — калориметрированием, $P_{изл}$ — прибором КИМ-1, $P_{стр}$ — калориметрированием. Таким образом, общая мощность, поступающая в разряд $P_{р, общ} = P_p + P_{стр} + P_{изл}$.

Прибор КИМ-1 представляет собой две сферы из Cu, изнутри покрытые гальванической чернью. С внутренней стороны нанесена гальваническая чернь до 0,996 степени черноты. Одна из них — рабочая для измерения излучения. В ней находились нагреваемые концы системы термопар.

На контрольной сфере размещались холодные концы термопар. Систематическая погрешность прибора КИМ-1 не более 10 %.

Параметры потока ВЧИ-плазмы пониженного давления

Концентрация электронов и эффективная частота столкновений электронов с атомами и ионами. Концентрация электронов n_e и эффективная частота столкновений электронов с атомами и ионами ν_c измерялись с помощью СВЧ-зондирования [189, 190]. Этот метод позволяет достаточно корректно проводить исследования n_e и ν_c . В работе использовались следующие разновидности СВЧ-измерений: метод 2-х частот с применением линии Лехера и резонаторный. Это позволяет более корректно проводить измерения.

Исследования велись при $p = 10 - 500$ Па, при этом $\nu_c = 4,5 \cdot 10^8 - 2,25 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, что при $\omega = 4,2 \cdot 10^{10} - 7,2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (сантиметровый диапазон) дает $\nu_c^2 \ll \omega^2$ и при $\omega = 6,8 \cdot 10^9 - 1,8 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (дециметровый диапазон) $\nu_c^2 \gg \omega^2$. В последнем случае резонаторный метод не применяется.

Применялись волны типа E_{02} . Визуализация осуществлялась с помощью осциллографа С1-35, а также использовали цифровой вольтметр В7-27А/І. Для проведения СВЧ-измерений применялись СВЧ-генераторы Г4-9 (диапазон частот 1,8–3,1 ГГц) и Г4-109 (диапазон частот 8–12 ГГц), усилители В6/4 (селективные), частотомеры Ч2-9, Ч4-43, Ч4-51.

Напряженность магнитного поля. Исследование магнитной составляющей ВЧ-электромагнитного поля проводилось зондом в виде миниатюрной катушки индуктивности с дифференциальным усилителем для ликвидации синфазной наводки и усиления сигнала [191] (рис. 2.4). Конструкция магнитного зонда позволяет определять не только значение напряженности магнитного поля, но его направление. Если ось катушки зонда параллельна вектору $\mathbf{H}$, то на регистрирующем устройстве возникает сигнал. При повороте зонда так, что бы его ось была перпендикулярна к вектору $\mathbf{H}$ сигнала нет. Это означает, что высокочастотные помехи эффективно подавляются



Рисунок 2.4 — Функциональная схема зонда для измерения магнитной составляющей электромагнитного поля в ВЧИ-разряде с продувом газа при пониженных давлениях.

. Расчетная чувствительность устройства — 2200 А/мВ. Систематическая ошибка измерения H не более 20 %.

Характеристики СПЗ

Толщина СПЗ и концентрация электронов. Исследования размеров СПЗ и концентрации электронов n в нем проводились с помощью голографического интерферометра, основанного на использовании метода двухлучевой интерферометрии.

С помощью голографического интерферометра определяют ΔS — разницу между длинами оптического пути лучей через плазму. По этой разнице определяется изменение показателя преломления среды, который

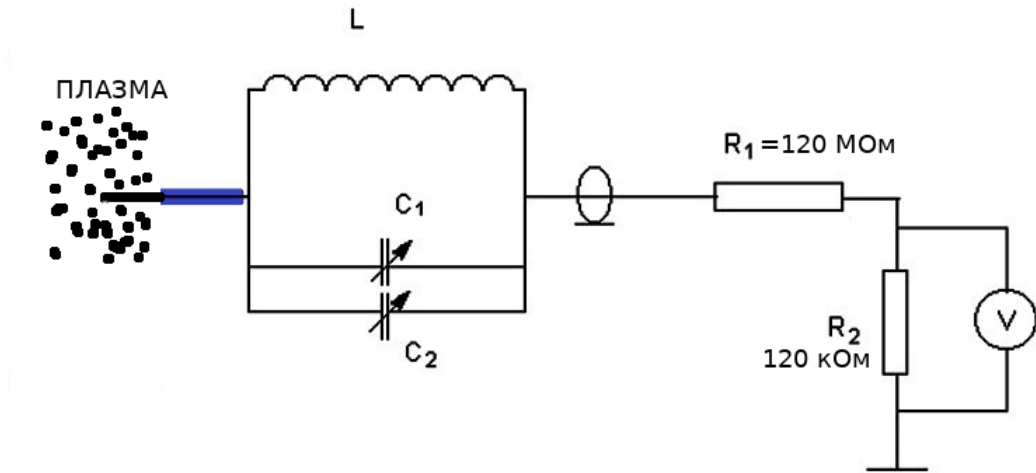


Рисунок 2.5 — Принципиальная схема устройства для определения $\varphi_{\text{пл}}$ на основе зонда Ленгмюра.

зависит от длины волны и концентрации электронов по ходу лучей. Эта зависимость позволяет вычислить концентрацию электронов. Использовались два лазера. Первый лазер гелий-неоновый $\lambda = 0,6328$ мкм, второй — гелий-кадмиевый $\lambda = 0,4417$ мкм. Размер разрешаемого элемента интерференционной картины 50 мкм.

Потенциал плазмы относительно твердого тела. С помощью зонда Ленгмюра определяли потенциал плазмы $\varphi_{\text{пл}}$ (рис. 2.5). В схеме сопротивление R_1 предназначено для ограничения постоянного тока. Для повышения корректности определения $\varphi_{\text{пл}}$ использовали делитель, состоящий из резисторов R_1 и R_2 .

Энергия и плотность потока ионов на поверхность тела. Значения W_i и J_i исследовали с помощью анализатора с радиальным осесимметричным полем [192]. В цилиндрическом конденсаторе электрическое поле между его обкладками изменяется по закону

$$E(r) = E_0 R_0 / r. \quad (2.2)$$

Здесь E_0 — значение $E(r)$ при $r = R_0$, r — радиальная координата. Задавая определенные значения напряжения на обкладках конденсатора производится сепарирование ионов с фиксированной энергией W_i . В устрой-

стве угловая апертура равна $\pm 3\%$, разрешение $\Delta E/E = 0.07$. При этом выполняется условие $\bar{l}_i > \bar{l}_{i,a}$, где $\bar{l}_{i,a}$ - длина свободного пробега иона в анализаторе.

Плотность потока ионов на поверхность твердого тела определялась по *ионному току* $n_i v_i = J_i/e$, поступающему на катод.

Принцип действия анализатора основан на том, что если в начальный момент времени скорость иона $\mathbf{v}_i \perp \mathbf{E}$, при этом $W_i = m_i v_i^2 = W_E = -e\varphi = eU/[2 \ln(r_2/r_1)]$, то ион движется по окружности. Здесь U — напряжение на обкладках цилиндрического конденсатора; r_1, r_2 — радиусы внешней и внутренней обкладок.

При вхождении иона в приемное окно анализатора под углом меньше 90° при вышеуказанном условии он достигает коллектора. Если условие равенства кинетической энергии и энергии электрического поля $W_i = W_E$ не выполнено, то ион поверхности коллектора не достигает. Таким образом происходит сепарация ионов, обладающих фиксированной энергией. Это позволяет посредством изменения напряжения U , получить распределение ионов по энергии. Энергетическое разрешение прибора составляет $\Delta E/E = 0,07$.

Измерения W_i и J_i проводились при варьировании P_p, p, G_{Ar} .

Температура твердого тела в потоке плазмы

Для технологических целей существенно значимым параметром является температура образцов, так как многие конструкционные материалы могут изменить свои свойства, если температура при их обработке превышает некоторое пороговое значение. В связи с наличием в плазме нескольких температур измерялась установившаяся температура металлического образца, которая принималась за «эффективную» температуру плазменного потока. «Эффективная» температура незначительно, на доли градуса, отличается от температуры атомов и ионов.

Эффективная температура образцов. Для измерения температуры твердого тела введено понятие «эффективной» температуры тела $T_{\text{эфф}}$,

которое учитывает эффект термической неравновесности и ионной бомбардировки, за счет которых эта температура будет на десятые доли процента выше T_i и T_a . $T_{\text{эфф}}$ измерялась с помощью хромель-алюмелевых термопар (ХАТ). Использовались термопары хромель-алюмель тип К и хромель-копель тип L. С целью устранения непосредственного соприкосновения с плазменной струей, их вчеканивали в образец на глубине 0,5 мм.

Плотность теплового потока на поверхность образца измерялась с помощью измерителей теплового потока с применением проточной воды в качестве теплоносителя по формуле

$$q = C_p G_j (T_j - T_x) / S, \quad (2.3)$$

Здесь C_p — теплоемкость воды, G_j — расход воды через калориметр, T_j и T_x — входная и выходная температура воды, протекающей через калориметр, S — площадь калориметра, равная в данном случае площади тела.

2.1.3 Методика статистической обработки результатов измерений

Для оценки истинного значения величин, измеряемых в эксперименте, и их доверительных интервалов проводилась статистическая обработка полученных данных в соответствии с ГОСТ Р 8.736-2011 [193]. Погрешность измерений ГОСТ определяется как «разность между результатом измерения величины и действительным (опорным) значением величины». Погрешность измерения складывается из случайной погрешности, которая «изменяется случайным образом по знаку и значению при повторных измерениях, выполняемых с одинаковой тщательностью», и систематической погрешности, которая «остается постоянной или закономерно изменяется при повторных измерениях одной и той же величины, проведенных с одинаковой тщательностью».

Для уменьшения систематической погрешности до минимального значения приборы и средства измерения (СИ) регулярно поверялись и калибровались.

Случайные погрешности обрабатывались статистически. Каждое измерение проводилось не менее 4 раз (группа измерений). Среднее значение измеряемой величины определялось по формуле

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (2.4)$$

где x_i , $i = 1, \dots, n$ — результаты измерений, n — число измерений. Значение $\bar{x}$ принимается за оценку измеряемой величины (ОИВ).

Несмещенная оценка среднего квадратического отклонения группы измерений вычислялась по упрощенной формуле

$$S = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2 / (n - 1,5)}. \quad (2.5)$$

Смещение оценки составляет не более 1 %. Среднее квадратическое отклонение ОИВ $S_{\bar{x}}$ вычисляется по формуле

$$S_{\bar{x}} = \frac{S}{\sqrt{n}}. \quad (2.6)$$

Доверительные границы случайной погрешности измерений вычисляются следующим образом:

$$\varepsilon_p = t_{\alpha} \cdot S_{\bar{x}}, \quad (2.7)$$

где t_{α} — коэффициент Стьюдента. Значение t_{α} определяется по таблице из приложения Д к ГОСТ Р 8.736-2011 в зависимости от принятой доверительной вероятности P и числа измерений n .

Неисключенная систематическая погрешность (НСП) ОИВ представляет собой комбинацию нескольких компонент: НСП метода измерений, НСП СИ, а также НСП других источников. Граница НСП ОИВ θ_{Σ} зависит

от числа учитываемых компонент θ_i , $i = 1, \dots, m$. Если $m < 3$, то

$$\theta_{\Sigma} = \pm \sum_{i=1}^n \theta_i. \quad (2.8)$$

Если $m \geq 3$, то при равномерном распределении ряда $\{\theta_i, i = 1, \dots, m\}$, доверительные границы $\theta_{\Sigma}(P)$ допускается вычислять по формуле

$$\theta_{\Sigma}(P) = \pm k \left(\sum_{i=1}^m \theta_i^2 \right)^{1/2}, \quad (2.9)$$

где k — коэффициент, который зависит от P , m и соотношения между θ_i . При $P = 0,95$ коэффициент k принимается равным $k = 1,1$.

Доверительные границы погрешности ОИВ находят вычисляют по формуле

$$\Delta = K \sqrt{S_{\theta}^2 + S_{\bar{x}}^2} \quad (2.10)$$

где S_{θ} — доверительный интервал для НСП ОИВ, K — коэффициент, который зависит от соотношения между случайной составляющей погрешности и НСП, S_{θ} — суммарное среднее квадратическое отклонение НСП ОИВ. Величину S_{θ} оценивают по формулам

$$S_{\theta} = \frac{\theta_{\Sigma}}{\sqrt{3}} \quad \text{или} \quad S_{\theta} = \frac{\theta_{\Sigma}(P)}{\sqrt{3}}, \quad (2.11)$$

в зависимости от количества оставляющих НСП. Коэффициент K определяют, соответственно, по одной из формул

$$K = \frac{\varepsilon_p + \theta_{\Sigma}}{S_{\bar{x}} + S_{\theta}} \quad \text{или} \quad K = \frac{\varepsilon_p + \theta_{\Sigma}(P)}{S_{\bar{x}} + S_{\theta}}. \quad (2.12)$$

Статистическую обработку результатов эксперимента проводили с помощью компьютерной программы «Statistica 12.0». Погрешности измерений параметров струйного ВЧ разряда пониженного давления приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 — Методы измерений характеристик потока струйного ВЧИ-разряда пониженного давления и систематические погрешности

Диагностируемая характеристика	Диагностическая аппаратура	Аппаратурная погрешность
Подводимая мощность W , кВт	Аппаратура К-50	1 %
Мощность разряда P_p , кВт	Калориметр водный	10 %
Мощность струи, W_c , кВт	Калориметр водный	10 %
Мощность излучения, $W_{изл}$, кВт	КИМ — калориметрический измеритель мощности излучения	10 %
Диссипация тепла за счет теплопроводности $Q_{тепл}$, кВт	КИМ — калориметрический измеритель мощности излучения	20 %
Скорость струи v , м/с	Модифицированная трубка Пито	15 %
Температура струи T , К	Платино-родиевые термодпары	5 %
Магнитная составляющая электромагнитного поля H_z , H_φ , А/м	Зонд для измерения переменных магнитных полей	18 %
Электронная концентрация n_e , 1/м ³	СВЧ зондирование(линия Лёхера и резонаторный метод)	15–50 %
Ионная концентрация ионов в СПЗ n_i , 1/м ³	Лазерная интерферометрия, зонд Ленгмюра	40 %
Толщина СПЗ, мкм	Лазерная интерферометрия зонд Ленгмюра	0,5 % 10 %
Плотность ионного тока на поверхность j_i , А/м ²	Прибор для измерения энергии и плотности потока ионов	Разрешение 7 %
Энергия ионного потока W_i , эВ	Прибор для измерения энергии и плотности потока ионов	Разрешение 7 %
Тепловая составляющая потока энергии на поверхность твердого тела $q_{тп}$, К/(м ² с)	Калориметрическое устройство	10 %
Температура твердого тела в плазменной струе, К	Хромель-алюминиевые термодпары	5 %

2.2 Экспериментальные исследования индукционного разряда высокой частоты разряда при пониженном давлении

Струйный ВЧИ-разряд пониженного давления по способу генерации ближе всего к ВЧИ-разряду атмосферного давления [129]. Общим является конструкция плазмотрона — с соленоидальным индуктором, — и наличие продува газа. Однако, разные давления поддержания разряда и разные мощности установок обуславливают различия характеристик плазмы.

ВЧИ-разряд может генерироваться также планарной спиральной антенной, однако такой разряд горит при низких давлениях и без существенного влияния продува газа [194–197]. Соответственно, характеристики такого разряда также отличаются от характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления.

Визуально отличия заключаются в том, что длина плазменной струи достигает 0,5 м (рис. 2.6а), что существенно больше, чем в ВЧИ-разряде атмосферного давления, а в ВЧИ-разряде с планарной антенной струя отсутствует. На черно-белой фотографии (рис. 2.6б) явно выделяется наличие неоднородной структуры, состоящей из ярко светящейся центральной области и менее ярких областей свечения вокруг неё, где видна структура струи.

В соответствии с методикой, представленной в п. 2.1.2, выполнены измерения характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления в аргоне. Входные параметры установки изменялись в следующих диапазонах: давление плазмообразующего газа $p = 13,3 - 133$ Па, расход газа $G \leq 0,4$ г/с, частота генератора $f = 1,76$ МГц потребляемая мощность $P_{\text{потр}}$ от 1,5 до 20 кВт.

За начало координат ($z = 0$) при измерениях параметров плазменного потока в разных его точках взята средняя точка поперечного среза разрядной камеры на уровне базовой плиты ($r = 0, z = 0$). При этом ось Oz направлена вдоль потока плазмы.

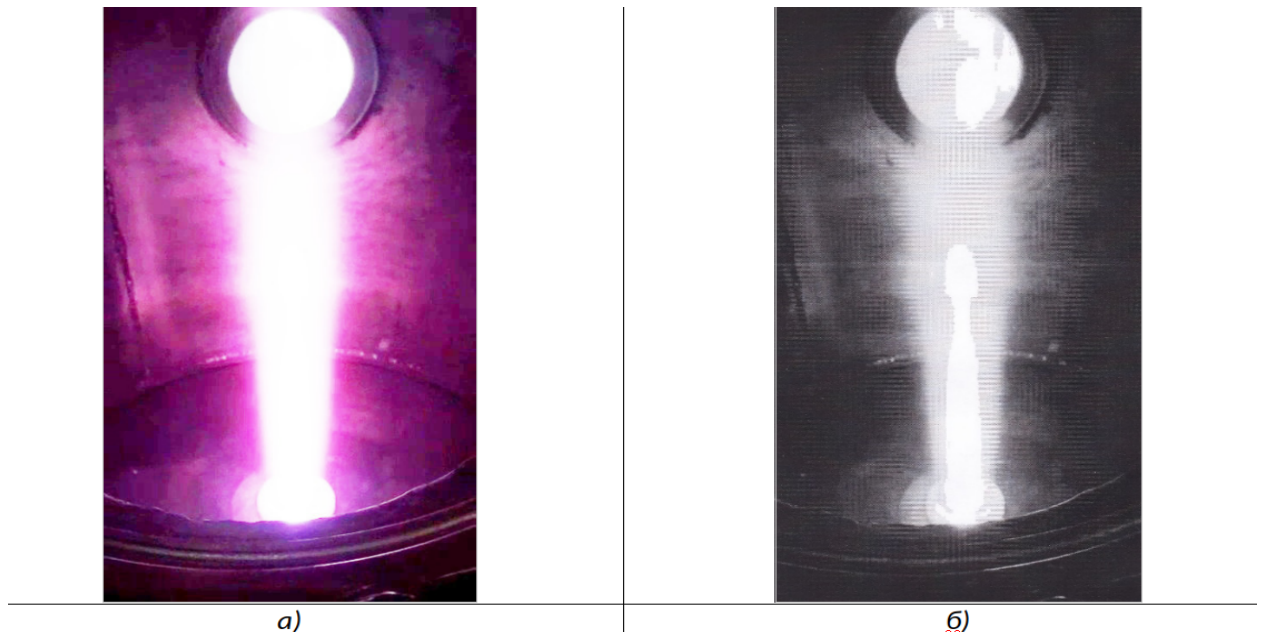


Рисунок 2.6 — Струя ВЧ-плазмы: а) внешний вид; б) структура

2.2.1 Газодинамические характеристики струй ВЧИ-плазмы пониженного давления

Проведенные исследования газодинамических параметров плазменного потока показали, что скорость в плазменной струе $v = 200 - 500$ м/с, то есть не достигает скорости звука, вследствие чего при обтекании твердого тела не появляется ударная волна, и, соответственно, не происходит резкого повышения давления и температуры плазмы в СПЗ. Это означает, что основной функцией плазменной струи в контексте обработки твердых тел является транспорт активных частиц плазмы к поверхности тела, а также в интенсификация процессов обмена энергиями между электронами, ионами, возбужденными атомами и атомами в основном состоянии.

Регулировка скорости плазменной струи может осуществляться путем изменения расхода газа, причем зависимость $v(G)$ практически линейная (рис. 2.7). Незначительное отклонение от линейности вызвано влиянием нагрева нейтральной составляющей потока в плазменном сгустке.

Управление значениями T_e вдоль потока вдоль потока и в поперечном сечении может осуществляться изменением давления и расхода газа. При уменьшении давления характер распределения $T_e(r, z)$ изменяется по-раз-

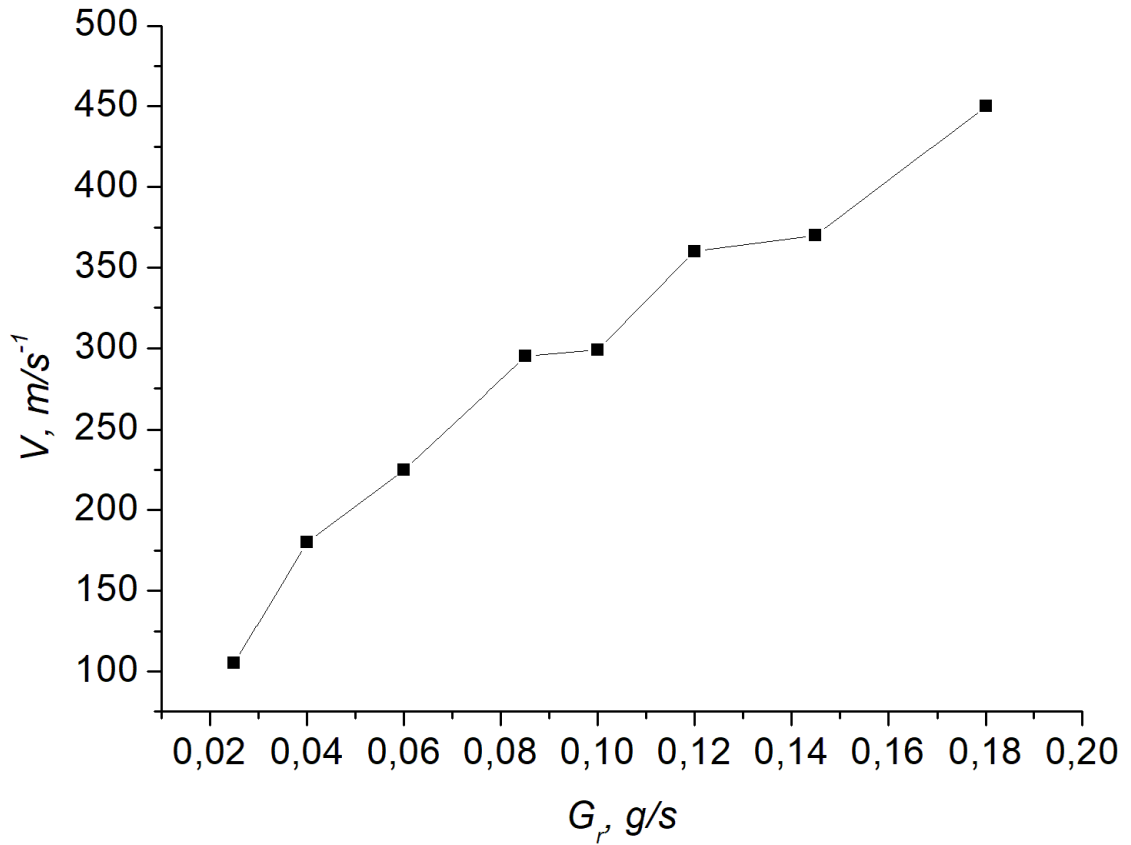


Рисунок 2.7 — Влияние расхода газа на скорость газа в центре по выходного сечения разрядной камеры при мощности разряда

$$P_p = 2,4 \text{ кВт.}$$

ному в слоях с различной температурой. Изотермы более горячих внутренних слоев, в которых $T_s \geq 400 - 500 \text{ }^\circ\text{C}$ вытягиваются в продольном направлении. Менее горячие внешние слои плазменной струи, соответствующие изотермам $T_s \leq 100 - 200 \text{ }^\circ\text{C}$ наоборот, расширяются с удалением от среза разрядной камеры. Аналогичное влияние на характер распределения $T_s(r, z)$ оказывает увеличение расхода газа: более горячие внутренние слои вытягиваются, в менее нагретые внешние слои расширяются.

Граница светящейся части струи находится около изотермы $T_s \approx 300 \text{ }^\circ\text{C}$. Этой температуры недостаточно для возбуждения излучения в видимой части спектра, его источником при такой T_s могут быть только возбужденные атомы. Это свидетельствует об отсутствии в данной области термического равновесия.

Установлено, что в поперечном сечении имеется значительный $\nabla T_{\text{э}}$. При введении в плазменную струю твердого тела происходит выравнивание $T_{\text{э}}$ в поперечном сечении. При этом значение $T_{\text{э}}$ в центре наветренной поверхности тела отличаются от значений на границе этой поверхности менее, чем на 25 %, что может быть связано также с теплопроводностью тела. Таким образом, поверхность твердого тела в плазменной струе будет подвергаться воздействию плазмы в близких условиях.

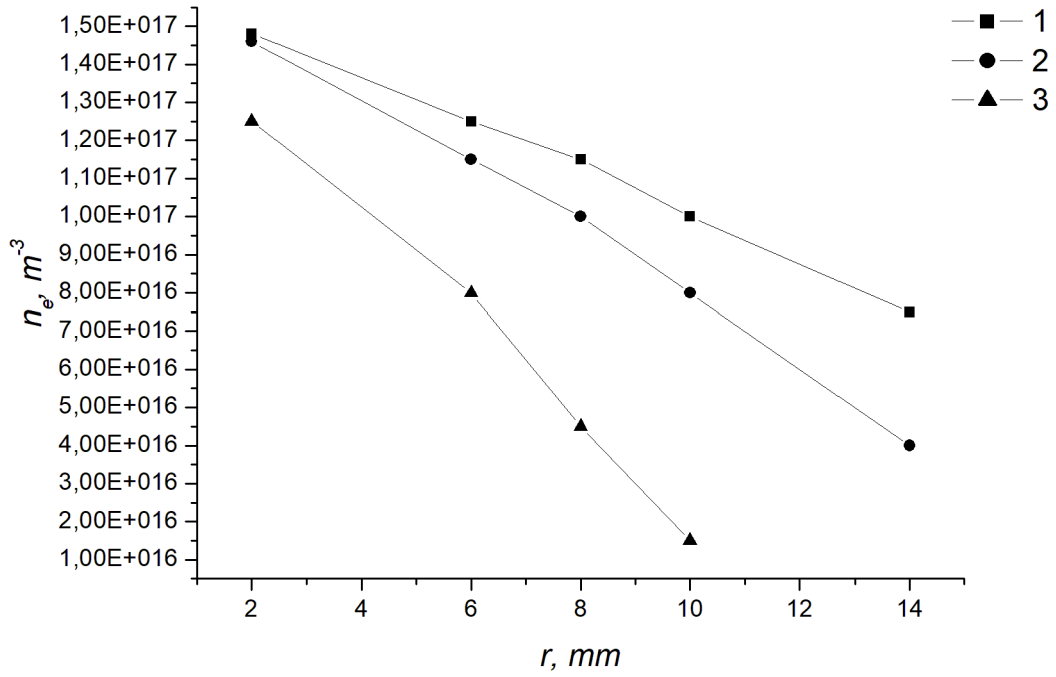
Твердое тело в плазменной струе нагревается постепенно, его температура $T_{\text{тв.т.}}$ достигает температуры плазмы $T_{\text{э}}$ в течение 10–15 минут. При поддержании постоянными значений давления и расхода газа, мощности разряда $T_{\text{тв.т.}}$ возрастает по экспоненциальному закону. Также экспоненциально происходит охлаждение твердого тела происходит после выключения плазмотрона.

Минимальная температура, до которой твердое тело нагревается в плазменной струе ВЧИ-разряда пониженного давления составляет $T_{\text{тв.т.}} \approx 150$ °С. Такой щадящий режим нагрева твердого тела реализуется при $p = 13,3$ Па, $G_{\text{г}} = 0,01$ г/с, $P_p = 0,5$ кВт. При увеличении мощности разряда до $P_p = 5$ кВт, $G_{\text{г}}$ до 0,2 г/с, давления до $p = 133$ Па температура твердого тела может достичь значения $T_{\text{тв.т.}} = 1000$ °С.

2.2.2 Плазменные параметры ВЧИ-разряда пониженного давления

Концентрация электронов в плазменной струе. Исследования радиального распределения концентрации электронов показали, что в плазменной струе максимальное значение $n_e(r, z)$ достигается в центре потока при $r = 0$, а в направлении к границе плавно уменьшается экспоненциально по выпуклой вверх кривой (рис. 2.8). Это означает, что преимущественным механизмом ухода электронов из разряда в радиальном направлении является диффузия.

При увеличении давления в диапазоне $p = 13,3 - 133$ Па плазмообразующего газа концентрация электронов монотонно увеличивается по закономерности, близкой к экспоненциальной (рис. 2.9) в исследованных



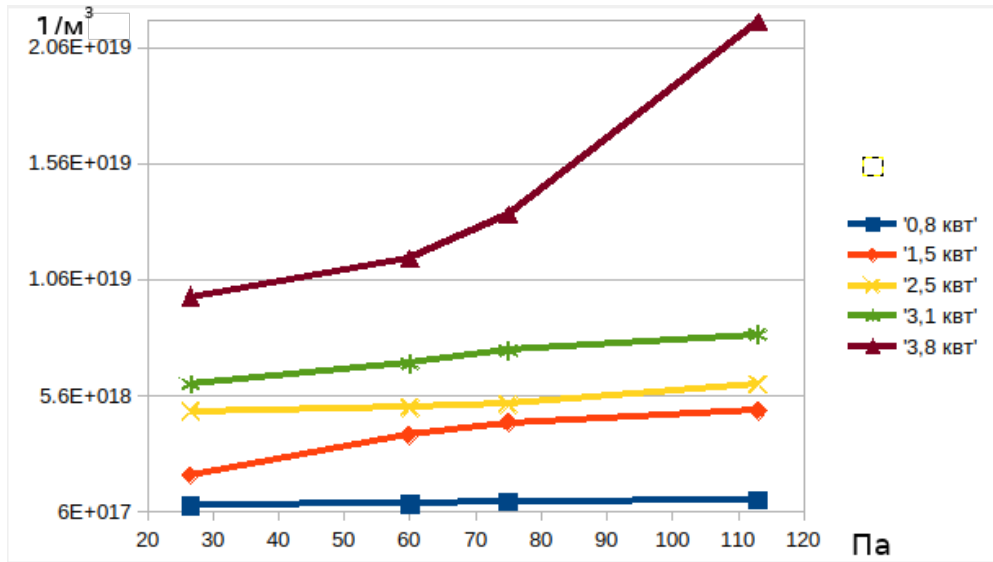
1 — $P_p = 1,075$ кВт, 2 — $P_p = 0,878$ кВт, 3 — $P_p = 0,806$ кВт.

Рисунок 2.8 — Зависимость концентрации электронов в потоке плазмы ВЧИ-разряда пониженного давления от радиальной координаты и мощности разряда при $z = 105$ мм, $p = 113$ Па, $G_T = 0,064$ г/с.

диапазонах значений G_T и P_p . Причиной экспоненциальной зависимости $n_e(p)$ является уменьшение длины свободного пробега и, соответственно, увеличение частоты столкновений электронов с атомами.

Оценка частоты упругих столкновений электронов с атомами и ионами ν_c проводилась по изменению обратной добротности СВЧ резонатора без плазмы (пустого) и при измерениях концентрации электронов. Увеличение давления в диапазоне 13,3–133 Па ведет к увеличению ν_c с $2 \cdot 10^8$ до $2 \cdot 10^9$ Гц. При этом также замедляется процесс диффузии электронов и ионов из внутренних областей плазменного потока к его границам, что является дополнительным фактором увеличения n_e .

Увеличение частоты неупругих столкновений электронов с атомами приводит к повышению вероятности ионизации как прямым электронным ударом и так и ступенчатой. Сочетание двух факторов — замедление диффузии в результате увеличения частоты упругих столкновений и увеличение



1 — $P_p = 0,8$ кВТ, 2 — $P_p = 1,5$ кВТ, 3 — $P_p = 2,5$ кВТ, 4 — $P_p = 3,1$ кВТ,
5 — $P_p = 3,8$ кВТ.

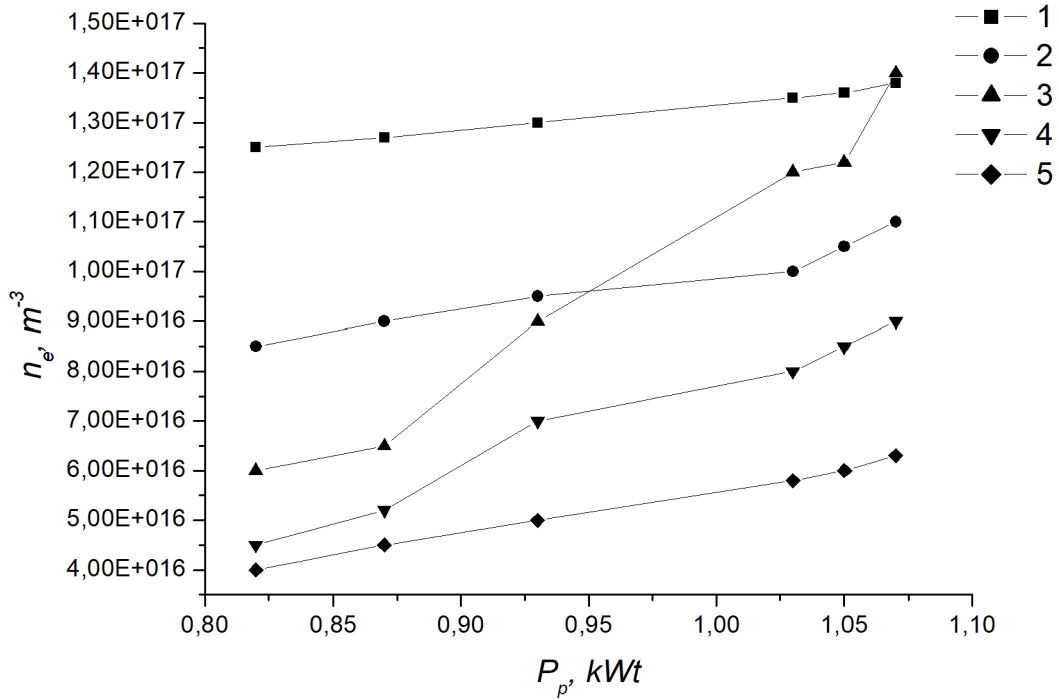
Рисунок 2.9 — Зависимость концентрации электронов от давления на выходе из разрядной камеры и мощности разряда.

скорости ионизации вследствие роста частоты неупругих столкновений, — приводят к экспоненциальной зависимости $n_e(p)$.

Аналогичный монотонно возрастающий характер имеют зависимости $n_e(P_p)$ в разряде и плазменной струе (рис. 2.10). Причиной этого является то, что при увеличении вкладываемой в разряд мощности увеличивается средняя электронная энергия $\bar{\epsilon}_e$. Сдвиг $\bar{\epsilon}_e$ вправо по оси энергии означает также увеличение «хвоста» ФРЭЭ в областях выше порога возбуждения атомов и ионизации прямым электронным ударом. Это приводит к увеличению частоты ионизации как прямым электронным ударом, так и ступенчатой.

Зависимость $n_e(G)$ также является на начальном участке изменения, возрастающей, а затем, начиная с $G_r = 0,06 \dots 0,07$ г/с — убывающей (рис. 2.11). Причиной этого является увеличение транспорта высокоэнергетичных электронов из плазменного сгустка и разрядной камеры в плазменную струю при небольшом расходе газа $G_r \leq 0,06$ г/с, и ухудшение согласования нагрузки (плазмы) с генератором при $G_r \geq 0,06$ г/с.

В связи с длинной светящейся частью плазменной струи ВЧИ-разряда пониженного давления проведена оценка концентрации электронов для потока рекомбинационной плазмы. Теоретическая оценка значений n_e для

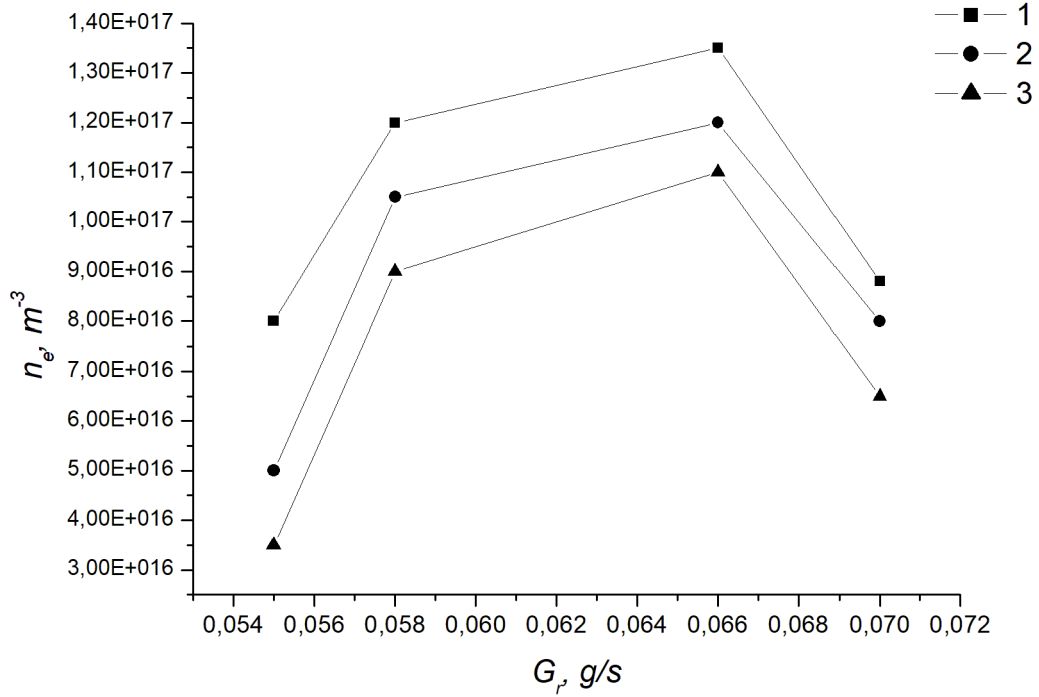


- 1 — $G_r = 0,06$ г/с, $r = 14$ мм; 2 — $G_r = 0,06$ г/с, $r = 14$ мм;
 3 — $G_r = 0,06$ г/с, $r = 14$ мм; 4 — $G_r = 0,06$ г/с, $r = 8$ мм;
 5 — $G_r = 0,06$ г/с, $r = 0$ мм.

Рисунок 2.10 — Зависимость концентрации электронов в ВЧИ-разряде от мощности разряда, расхода газа и радиальной координаты при $z = 105$ мм, $p = 113$ Па.

распадающейся плазмы оказалась на несколько порядков меньше, чем получено в результате измерений (рис. 2.12). При этом разница значений n_e в разрядной камере и струе составляет не более, чем 1–2 порядка. Это означает, что преобладающим процессом в плазменной струе является ионизация, а не рекомбинация, как это было бы, если бы струя была рекомбинационным потоком.

При обработке металлов значения концентрации электронов в струе составляют от $n_e = 10^{15}$ м⁻³ до 10^{18} , в зависимости от G , p , P_p и координаты z твердого тела в струе относительно выходного сечения разрядной камеры (равно входного отверстия вакуумной камеры). В невозмущенной струе концентрация электронов вдоль струи плавно уменьшается по экспоненциальной зависимости. Когда в плазменную струю помещают твердое тело, то n_e постепенно, по мере приближения к его наветренной поверхности, возрас-



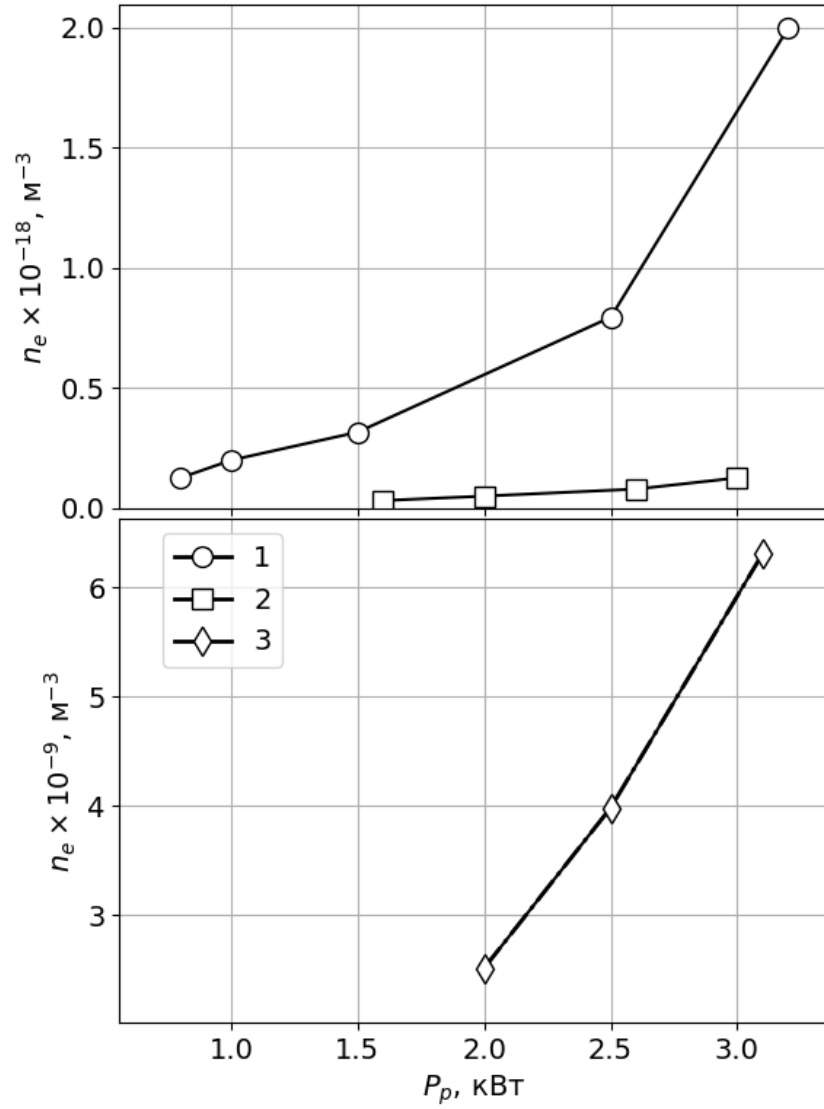
1 — $P_p = 1,025$ кВт, 2 — $P_p = 0,878$ кВт, 3 — $P_p = 0,8065$ кВт.

Рисунок 2.11 — Зависимость концентрации электронов в ВЧИ-разряде от расхода газа при $z = 105$ мм, $r = 4$ мм, $p = 113$ Па.

тает. Наибольшее возрастание в 2–2,5 раза наблюдается непосредственно в окрестности тела на расстоянии до 50 мм. Изменение n_e около выходного отверстия плазмотрона незначительно и составляет менее 1 %.

Такое поведение распределения концентрации электронов вдоль струи объясняется сочетанием двух факторов. Первый фактор — газодинамический, повышение n_e обусловлено торможением потока. Второй фактор связан с электродинамикой: так как твердое тело в плазме заряжается отрицательно, то между телом и базовой плитой возникает дополнительный потенциал, который усиливает электромагнитное поле индуктора, и способствует увеличению ионизации и повышению n_e .

Напряженность магнитного поля. Из результатов измерений следует, что магнитное поле в разрядной камере ВЧИ разряда направлено вдоль оси Oz , радиальная и аксиальная компонента не фиксируются: $\mathbf{H} = H_z \mathbf{i}_z$,



1 — центр плазменного сгустка, $z = -120$ мм; 2 — плазменная струя, $z = 110$ мм; 3 — рекомбинационная плазма, $z = 110$ мм (расчет).

Рисунок 2.12 — Сравнение значений n_e в разряде и плазменной струе при $G = 0,04$ г/с, $p = 113$ Па со значениями n_e в рекомбинирующей плазме.

где H_z — аксиальная компонента вектора напряженности магнитного поля, $\mathbf{i}_z$ — орт цилиндрической системы координат.

При введении обрабатываемого тела в плазменную струю существенно изменяется не только значения напряженности магнитного поля, но и его структура. Вектор напряженности магнитного поля $\mathbf{H}(r, z)$ имеет как аксиальную, так и азимутальную составляющую: $\mathbf{H} = H_z \mathbf{i}_z + H_\varphi \mathbf{i}_\varphi$ (рис. 2.13).

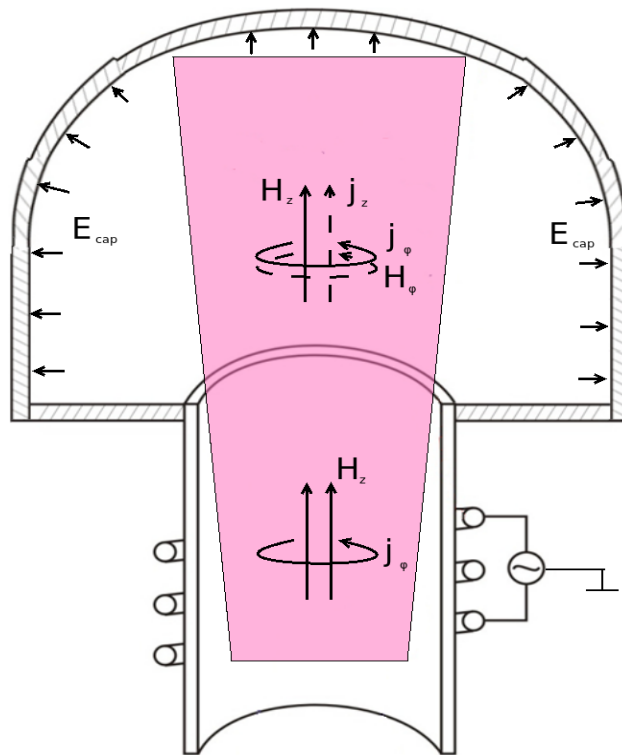


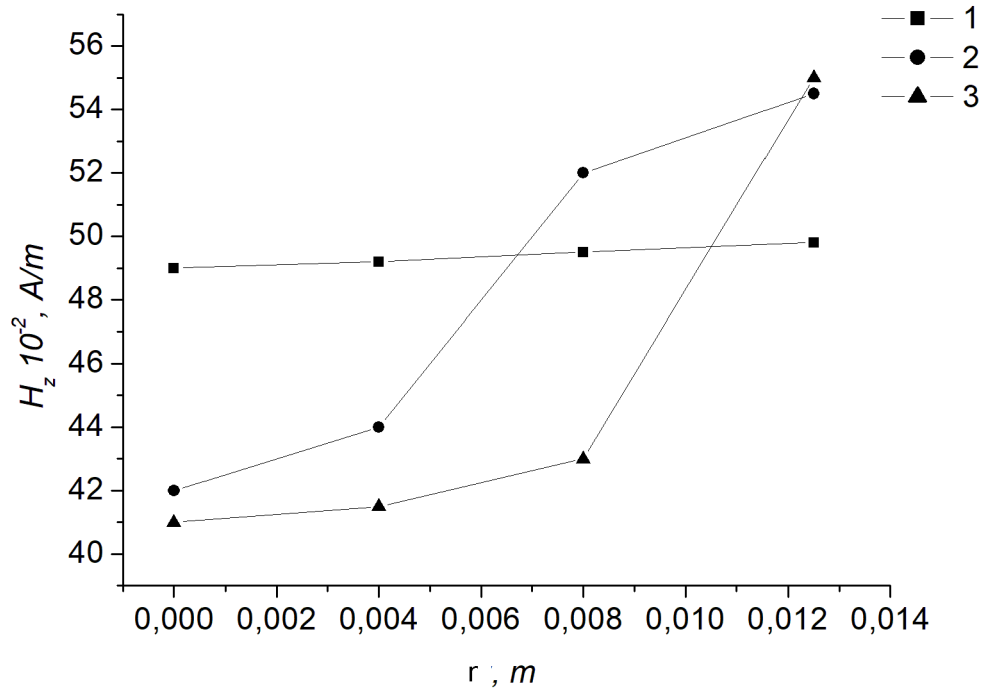
Рисунок 2.13 — Схема направлений ЭМП в различных областях струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

Появление в плазменной струе азимутальной составляющей вектора напряженности магнитного поля объясняется возникновением емкостной составляющей между плазмотроном и обрабатываемым телом даже в ВЧИ разряде.

Результаты измерений H_z и H_φ в ВЧИ-разряде представлены на рис. 2.14–2.16.

Из рис. 2.14 видно, что максимум H_z достигается на стенке разрядной камеры. В направлении к оси разряда H_z уменьшается. Затухание H_z по мере приближения к оси разряда связано со скин-эффектом. Установлено, что в центре разряда $H_z = (5 - 6) \cdot 10^3$ А/м, тогда как в струе $H_z \lesssim 40$ А/м (рис. 2.15).

Азимутальная составляющая напряженности магнитного поля H_φ (рис. 2.16) пропорциональна мощности разряда, ее значение у поверхности тела составляет $\sim 10^2$ А/м. При этом H_z у поверхности тела уменьшается на 30–50 %. Отметим, что наличие твердого тела в струе практически не влияет на значения и распределение $H_z(r, z)$ в разрядной камере.

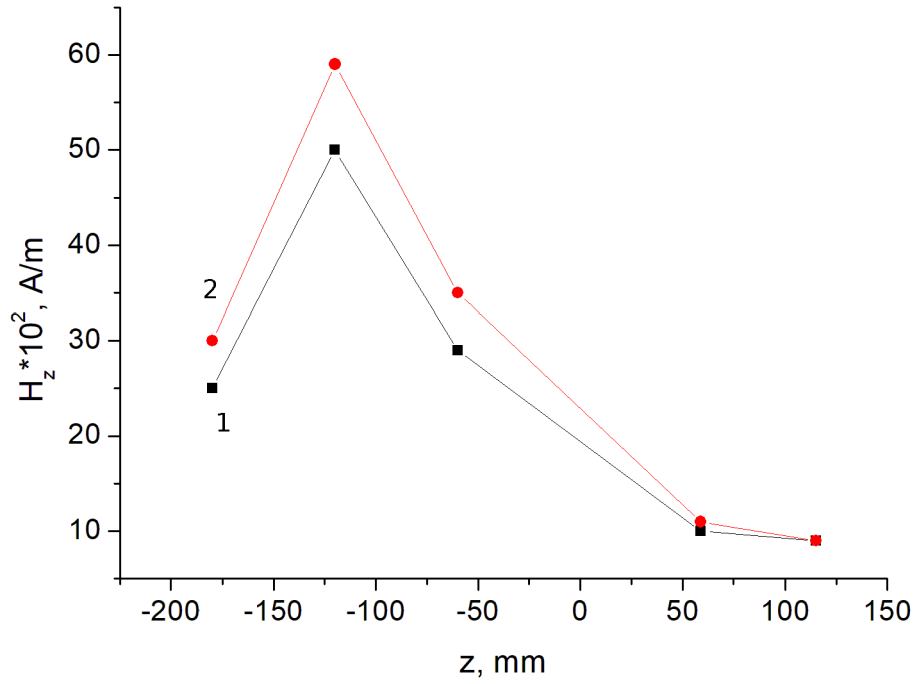


1 — холостой ход генератора, 2 — $G = 0,04$ г/с, 3 — $G = 0$ г/с.

Рисунок 2.14 — Распределение $H_z(r)$ в центре разряда при $z = -120$ мм, $P_p = 2,4$ кВт, $p = 113$ Па.

Изменение давления газа в диапазоне $p = 13,3 - 133$ Па практически не влияет на величину H_z . Причина этого эффекта заключается в следующем. Магнитное поля в ВЧИ-разряде является суперпозицией двух компонент: поле, создаваемое соленоидом и индукционное поле, генерируемое током в разряде. Выше отмечено, что при увеличении давления газа возрастает концентрация электронов, что приводит к увеличению затухания поля в проводящей среде (плазме). С другой стороны, увеличение концентрации электронов вследствие повышения давления приводит к возрастанию тока в разряде, и, соответственно, индуцированного им магнитного поля. Затухание напряженности магнитного поля, индуцированного соленоидом, нивелируется увеличением магнитного поля, индуцируемого током разряда.

Изменение G_T при постоянных P_p и p оказывает слабое влияние на H_z . Здесь действует такая же закономерность, как при изменении давления



$$1 - r = 0, 2 - r = R$$

Рисунок 2.15 — Распределение H_z вдоль потока ВЧИ-плазмы.

$$P_p = 2,4 \text{ кВт}, \quad = 113 \text{ Па}, \quad f = 1,76 \text{ МГц}, \quad G_r = 0,04 \text{ г/с}.$$

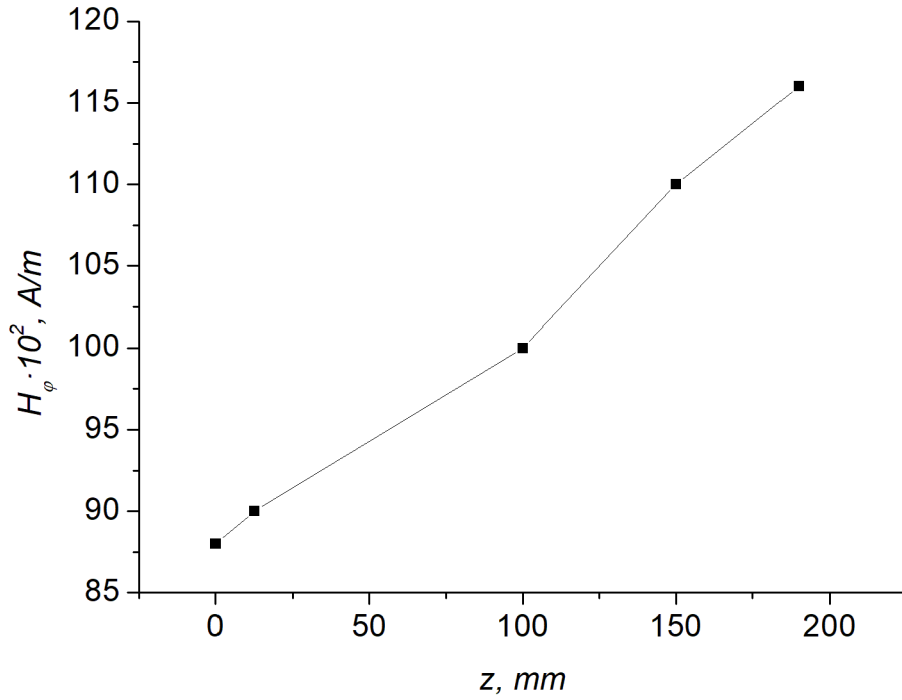
с той разницей, что при увеличении расхода газа концентрация электронов изменяется немонотонно, непропорционально изменению G_r (рис. 2.11).

При увеличении P_p значение H_z растет по закономерности, близкой к линейной, что связано с увеличением тока индуктора.

Мощность разряда. Общая потребляемая мощность плазменной установки W является суммой мощностей, которые необходимы для работы ВЧ-генератора и вакуумной системы $W_{\text{вак}}$. Мощность вакуумных насосов при всех режимах поддержания разряда $W_{\text{вак}} = 1,5 \pm 0,15 \text{ кВт}$.

Основная часть потребляемой мощности (от 30 до 70 % в зависимости от согласования генератора с плазмой).

Установлено, что с увеличением W мощность ВЧИ-разряда увеличивается, зависимость $P_p(P_{\text{потр}})$ близка к линейной в диапазоне $P_{\text{потр}} = 14 - 18 \text{ кВт}$. Таким образом, регулировать режим работы ВЧ-плазменной установки возможно по потребляемой мощности.



1 — $P_p = 1,8$ кВт, 2 — $P_p = 2,7$ кВт

Рисунок 2.16 — Распределение H_φ вдоль струи ВЧИ-разряда при наличии в ней твердого тела $G_T = 0,04$ г/с.

2.2.3 Характеристики слоя положительного заряда в окрестности твердого тела

Как следует из предыдущего раздела, введение твердого тела в струю ВЧ-разряда пониженного давления влияет на значения n_e и $\mathbf{H}$ вблизи его поверхности. Поэтому проведены измерения параметров СПЗ, возникающего в окрестности твердого тела, помещенного в струю ВЧИ-разряда пониженного давления.

Потенциал плазмы относительно твердого тела. Установлено, что потенциал плазмы относительно твердого тела $\varphi_{\text{пл}} > 0$. Зависимость $\varphi_{\text{пл}}(\zeta)$, где $\zeta = z - z_{\text{ТВ.Т}}$ — расстояние от поверхности твердого тела, $z_{\text{ТВ.Т}}$ — аксиальная координата поверхности, является экспоненциальной до $\zeta = 2,5$ мм, с переходом на насыщение при $\zeta = 5$ мм (рис. 2.17).

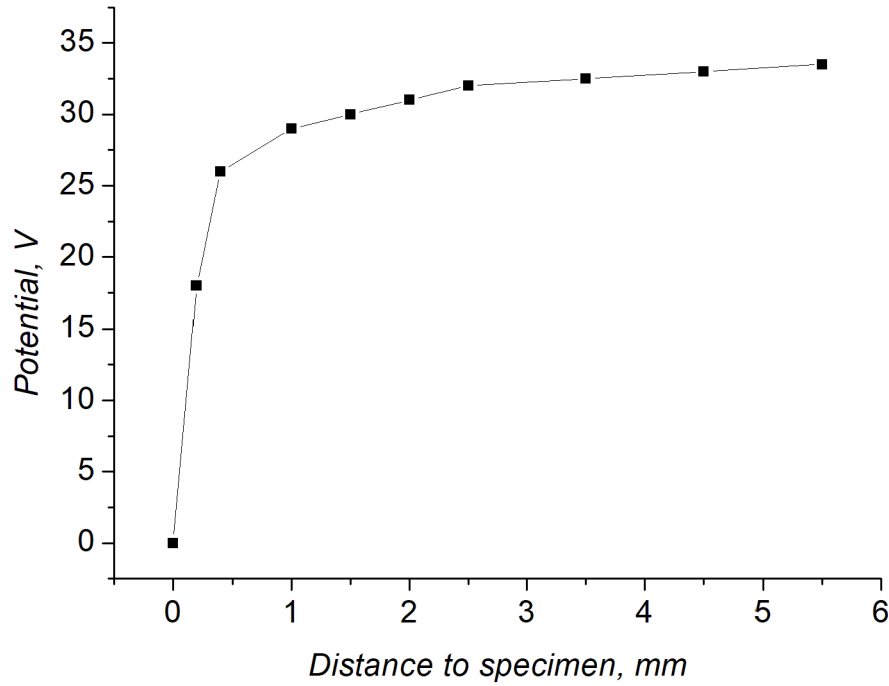


Рисунок 2.17 — Зависимость $\varphi_{\text{пл}}(\zeta)$ при $P_p = 1,0$ кВт, $p = 60$ Па, $G = 0,04$ г/с.

С увеличением давления $\varphi_{\text{пл}}$ монотонно растет, при увеличении G потенциал плазмы уменьшается. При увеличении $P_{\text{потр}}$ потенциал $\varphi_{\text{пл}}$ возрастает монотонно.

Концентрация электронов у поверхности твердого тела. Исследования интерферограмм плазменного потока у поверхности твердого тела (п. 2.1.2) показали, обнаруживают наличие характерного излома интерференционных полос. На отдалении от поверхности тела интерференционные полосы характеризуются случайными отклонениями от прямой линии. Непосредственно у самой поверхности полосы интерференции претерпевают характерный излом, свидетельствующий об нарушении ионизационного равновесия (рис. 2.18). Расшифровка голограмм показала, что величина n_e в этой области составляет $n_e = 4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$, в то время как в окружающей тело плазменной струе $n_e \sim 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Таким образом, из результатов измерения потенциала струи относительно твердого тела, и голографических исследований потока при обтекании тела следует, что в окрестности тела в плазменной струе возникает

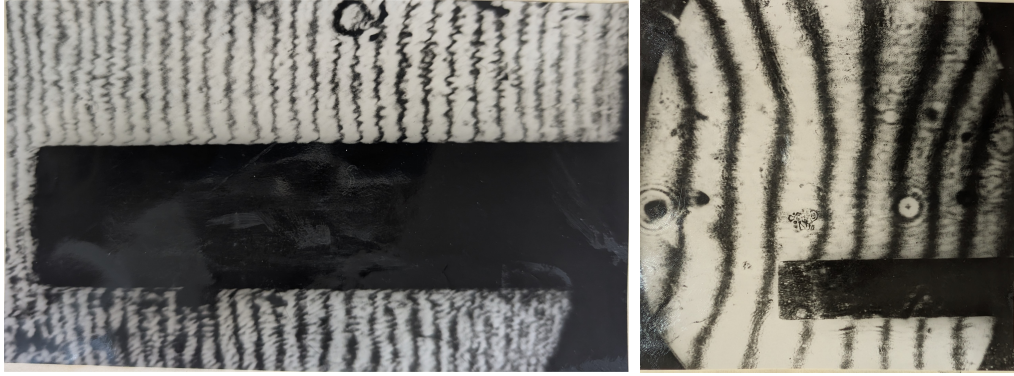


Рисунок 2.18 — Интерферограмма области плазменного потока ВЧИ-разряда пониженного давления при $p = 133$ Па, $G = 0,12$ г/с, $P_p = 2,5$ кВт, $z = 60$ мм, $f = 1,76$ МГц.

слой, в котором нарушено ионизационное равновесие. Толщина этого слоя составляет 0,3–0,5 мм в зависимости от характеристик плазменной струи.

Ионный поток. Возникновение положительной плазмы относительно образца, означает, что на поверхность тела должен поступать существенный ионный поток. Экспериментальные исследования с помощью анализатора ионов с радиальным полем (п. 2.1.2) показали, что на коллектор анализатора поступает поток ионов с достаточно узким распределением по энергии $j_k(w_i)$ (рис. 2.19). Распределение $j_k(w_i)$ можно охарактеризовать значением энергии $W_i = w_i$, при котором наблюдается максимум плотности тока $J_i = \max_{w_i}(j_k)$.

Распределение $j_k(w_i)$ зависит от параметров ВЧИ-разряда: давления и расхода газа, мощности разряда, материала твердого тела. Зависимости $J_i(G_r)$ и $W_i(G_r)$ показаны на рис. 2.20, 2.21.

Зависимость $W_i(G_r)$ является нелинейной и немонотонной (рис. 2.20). Наблюдается локальный минимум энергии ионов при $G_r = 0,04 - 0,05$ г/с. Зависимость $J_i(G_r)$ близка к линейной (рис. 2.21). Наличие максимума концентрации электронов в струе при $G_r = 0,06 - 0,07$ г/с (рис. 2.11) практически не сказывается на характере зависимости $J_i(G_r)$. Это означает, что поток ионов $\Gamma_i = n_i v_i$ на поверхность твердого тела в струе ВЧИ-разряда пониженного давления изменяется слабо: при увеличении n_i в струе уменьшается скорость v_i , что подтверждается наличием локального минимума

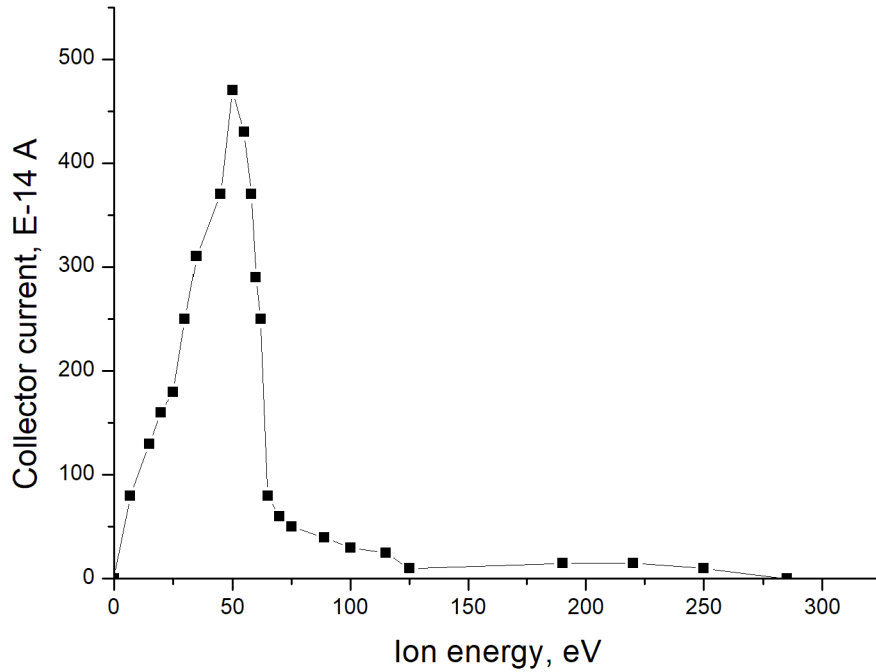


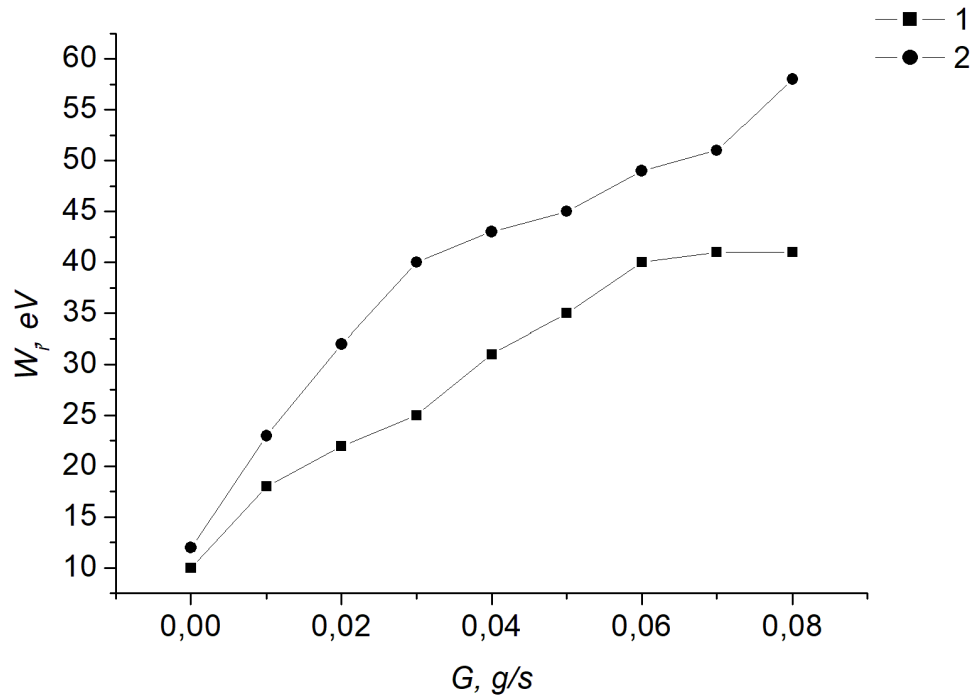
Рисунок 2.19 — Зависимость плотности тока коллектора от энергии ионов, поступающих на поверхность анализатора в струе ВЧИ-разряда пониженного давления при $P_p = 1,6$ кВт, $G = 0,02$ г/с, $p = 40$ Па.

$W_i = m_i v_i^2 / 2$ (рис. 2.20). Этот эффект может быть обусловлен влиянием слабо изменяющегося плавающего потенциала тела $\varphi_{\text{тв.т.}} = -\varphi_{\text{пл.}}$.

Из рис. 2.20 видно также, что энергия ионов, бомбардирующих поверхность твердого тела, в случае металла примерно в два раза больше по сравнению с поверхностью диэлектрика.

Зависимости $J_i(p)$ и $W_i(p)$ являются немонотонными (рис. 2.22). При увеличении p с 26,6 Па до 79,8 Па величина W_i увеличивается с ≈ 15 эВ до ≈ 50 эВ, J_i увеличивается $\approx$ в 2 раза. При дальнейшем повышении давления с 79,8 Па до 133 Па W_i уменьшается до ≈ 10 эВ, J_i уменьшается на 50 %.

Причиной этого эффекта является влияние двух факторов: увеличение частоты столкновений и уменьшение средней длины свободного пробега. В диапазоне давлений $p = 26,6 - 79,8$ Па большее влияние оказывает увеличение ν_c , в результате чего увеличивается концентрация электронов и плавающий потенциал тела, что приводит к увеличению энергии ионной



1 — с образцом из стали 40X13, 2 — диэлектрическая поверхность

Рисунок 2.20 — Влияние расхода плазмообразующего газа на энергию ионов, поступающих на поверхность твердого тела в потоке аргоновой плазмы ВЧИ-разряда пониженного давления при $p = 53,2 \text{ Па}$, $P_p = 2 \text{ кВт}$.

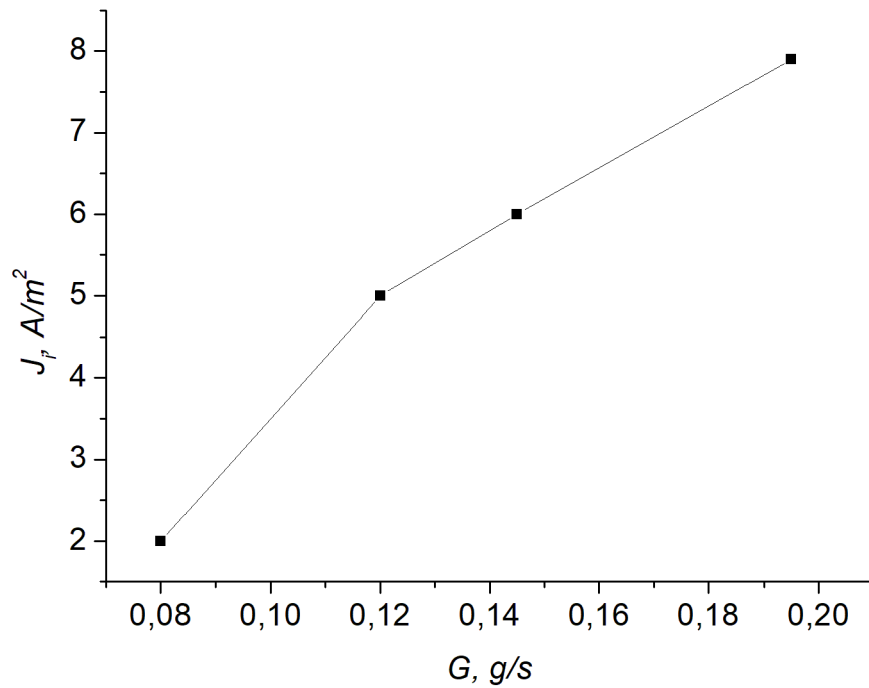


Рисунок 2.21 — Зависимость J_i от G_r при $P_p = 2 \text{ кВт}$.

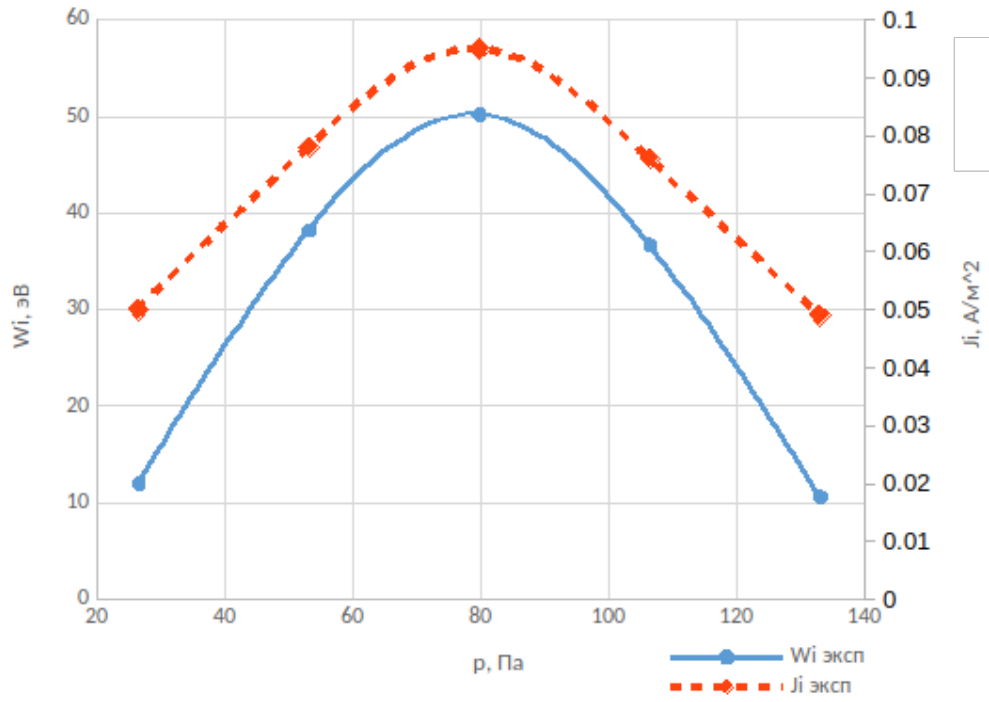


Рисунок 2.22 — Влияние изменения давления плазмообразующего газа на W_i и J_i при $p = 53,2$ Па, $P_p = 2$ кВт, $G = 0,06$ г/с.

бомбардировки. В диапазоне давлений $p = 79,8 - 133$ Па начинает превалировать влияние уменьшения средней длины свободного пробега. Это ведет к уменьшению концентрации электронов. При этом также ухудшается согласование плазмы с ВЧ-генератором, что в совокупности приводит к уменьшению $|\varphi_{\text{тв.т.}}|$ и P_p .

Влияние P_p на энергию ионов и плотность ионного тока также нелинейно. Наиболее сильное увеличение W_i и J_i наблюдается при увеличении P_p с 0,5 до 1,5 кВт. При дальнейшем увеличении P_p роста энергии ионов и плотности ионного тока почти не происходит. Это связано с тем, что увеличение мощности разряда приводит росту доли энергии электромагнитного поля, передаваемой электронами тяжелым частицам при упругих и неупругих столкновениях с ними.

2.3 Специфика параметров струйного ВЧИ-разряда при пониженных давлениях

Таким образом, полученные результаты показывают, что ВЧИ-разряд с расходом газа при пониженном давлении имеет значительные отличия от ВЧИ-разрядов атмосферного и низкого давлений, как по внешнему виду (наличие протяженной плазменной струи), так и по характеристикам плазмы, которые могут быть определены экспериментально.

Структура электромагнитного поля в струе ВЧИ-разряда пониженного давления отличается от структуры поля в разрядной камере. Если в разряде вектор напряженности магнитного имеет аксиальную компоненту $\mathbf{H} = H_z \mathbf{i}_z$, то в струе возникает азимутальная составляющая $\mathbf{H} = H_\varphi \mathbf{i}_\varphi + H_z \mathbf{i}_z$ (рис. 2.13).

Концентрация электронов в плазменной струе на 4–5 порядков больше по сравнению с рекомбинационной плазмой. При этом разница со значениями n_e в разряде составляет от 1 до 2 порядков. Это говорит о том, что в плазменной струе преобладают процессы ионизации, а не рекомбинации заряженных частиц, то есть струя является самостоятельным разрядом комбинированного типа, а струйный ВЧИ-разряд при пониженном давлении в целом представляет собой новый вид ВЧИ-разряда, в котором одновременно сосуществуют H -разряд в разрядной камере и комбинированный ($H-E$)-разряд в плазменной струе.

При помещении в плазменную струю твердого тела параметры плазмы в его окрестности изменяются: на расстоянии до 50 мм от поверхности тела n_e растет на 100–150 % относительно невозмущенной струи; H_z уменьшается на 30–50 %, H_φ увеличивается на 20–30 %. На входном сечении плазменной струи эти параметры изменяются не более, чем на 5 %, а в разрядной камере изменения n_e и H_z не фиксируются.

В окрестности твердого тела возникает пространственный слой нескомпенсированного положительного заряда (слой положительного заряда — СПЗ). Этот слой возникает по причине того, что твердое тело в струе ВЧИ-разряда пониженного давления становится ВЧ-электродом. Толщина

слоя зависит от параметров поддержания разряда и составляет до 5 мм. Потенциал СПЗ относительно плазменной струи составляет 30–50 В.

Возникновение СПЗ обеспечивает формирование ионного потока на поверхность твердого тела, в котором $30 \leq W_i \leq 50$ эВ, $1,5 \leq J_i \leq 25$ А/м².

Совокупность представленных экспериментальных данных может быть объяснена возникновением дополнительной емкостной связи между различными элементами устройства: индуктором, плазменной струей, образцом (нагруженные элементы) и базовой плитой со стенками вакуумной камеры (заземленные элементы).

Учитывая то, что любое тело в плазме приобретает отрицательный потенциал, и принимая во внимание результаты измерений концентрации электронов и напряженности магнитного поля в плазменной струе, получаем, что твердое тело является дополнительным электродом, а плазменная струя представляет собой разряд, горящий между верхним витком индуктора и твердым телом.

2.4 Выводы по главе

Таким образом, на основании изложенного, можно сделать следующие выводы:

Плазменная струя ВЧИ-разряда в диапазоне давлений 13,3–133 Па представляет собой отдельную разновидность ВЧИ-разряда, в котором существуют две формы: *H*-разряд в разрядной камере и комбинированный *H* – *E*-разряд в плазменной струе. Около твердого тела в струе возникает слой положительного заряда, аналогичный приэлектродным слоям в ВЧЕ-разряда низкого давления. Следствием образования СПЗ является возникновение ионного потока на поверхность тела, с энергией ионов 30–50 эВ и плотностью ионного тока 1,5–25 А/м².

Эти энергии обеспечивают возможность модификации самых разных материалов.

Параметры ионной бомбардировки непосредственно зависят от падения потенциала в СПЗ и плотности потока ионов. Эти параметры, в свою очередь, определяются значениями концентрации электронов и термиче-

ской неравновесности на границе «СПЗ–плазменная струя», которые, в свою очередь зависят от давления и расхода плазмообразующего газа, частоты генерации электромагнитного поля (ЭМП), мощности разряда, расстояния образца от основания вакуумной камеры.

Экспериментальные исследования характеристик струйного ВЧИ-разряда при $p = 13,3 - 133$ Па трудоемки, требуют наличия специального дорогостоящего оборудования и высокой квалификации обслуживающего персонала, и кроме того, позволяют получить данные о свойствах плазменной струи для ограниченного набора входных параметров.

Результаты исследований показывают, что зависимости характеристик разряда от входных параметров установки являются нелинейными, что не позволяет применить принцип подобия переноса полученных результатов на установки с другими конструктивными параметрами, что также подтверждается исследованиями других авторов [198].

Таким образом, для расчета параметров плазменной обработки необходимо последовательно решить ряд взаимосвязанных задач: при заданных параметрах режима работы установки рассчитать характеристики плазменной струи, по ним определить параметры СПЗ и приповерхностного слоя, после чего вычислить плотность ионного тока на поверхность образца и энергию ионов, бомбардирующих поверхность.

Математическая модель, которая позволила бы выполнить такой сквозной расчет параметров плазменной обработки образца в струе ВЧИ-разряда пониженного давления непосредственно в зависимости от режима установки, в настоящее время отсутствует.

Глава 3. Физическая и математическая модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

В главе построена единая математическая модель, описывающая процессы во всех подобластях струйного ВЧИ-разряда пониженного давления.

Рассматривается течение плазмы в установившемся струйном ВЧИ-разряде в предположении, что рабочий газ является инертным и плазма состоит из частиц четырех сортов: нейтральные атомы, электроны, метастабili и положительные однозарядные ионы.

Основные результаты главы опубликованы в работах [8, 11, 20, 22]

3.1 Общая система уравнений ВЧИ-разряда пониженного давления

Как показано в главе 2, ВЧИ-плазма пониженного давления, используемая для обработки поверхностей твердых тел в диапазоне частот электромагнитного поля $f = 1,76 \div 13,56$ МГц, давлений плазмообразующего газа $p = 13,3 \div 133$ Па, мощностей разряда $P_d = 0,5 \div 5$ кВт, расходов газа $G = 0 \div 0,24$ г/с, обладает следующими характеристиками: степень ионизации $10^{-4} \div 10^{-7}$, концентрация электронов $n_e = 10^{15} \div 10^{19}$ м⁻³, температуры атомов T_a и ионов T_i в центре разряда $T_a = T_i = (3 \div 4) \cdot 10^3$ К, в плазменной струе $T_a = T_i = (0,35 \div 1,0) \cdot 10^3$ К, электронная температура $T_e = 1 \div 4$ эВ.

В диапазоне давлений $p = 13,3 - 133$ Па плазма термически неравновесна, степень термической неравновесности $\theta = T_e/T_a = 10 - 100$, где T_e - электронная, T_a - газовая температуры.

Модель ВЧИ-плазмы рассматривается в предположении, что рабочий газ является инертным и плазма состоит из частиц четырех сортов: нейтральные атомы, электроны, метастабili и положительные однозарядные ионы. Макроскопические характеристики плазмы (плотности, скорости, температуры частиц, парциальные давления и др.) определяются моментами функций распределения. Тогда свойства плазмы описываются на-

бором функций распределения электронов $f_e(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t)$, ионов $f_i(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t)$, метастабильных частиц $f_m(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t)$ и нейтральных атомов $f_a(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t)$.

В качестве базовой модели будем использовать систему уравнений Максвелла для электромагнитного поля и наиболее общие кинетические уравнения Больцмана для нейтрального, электронного, метастабильного и ионного газов. Таким образом полная постановка задачи математического моделирования струйной ВЧ-плазмы представима в виде пяти подсистем: для электромагнитного поля, электронного, атомного, метастабильного и ионного газов:

$$\text{rot} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} , \quad (3.1)$$

$$\text{div} \mathbf{H} = 0 , \quad (3.2)$$

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} , \quad (3.3)$$

$$\text{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = \rho^c / \varepsilon_0 , \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{p}}{m_s} + \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{p}} \cdot \mathbf{F}_s = S(f) . \quad (3.5)$$

Здесь $f_s(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функция распределения плотности частиц для s -ой компоненты плазмы (ионы, электроны, метастабильные, нейтральные атомы в основном состоянии) в фазовом пространстве, где индекс $s = a$ для несущего газа, $s = i$ для газа ионов, $s = m$ для метастабильных и $s = e$ для электронного газа, $\mathbf{r}$ и $\mathbf{p}$ — координата и импульс соответственно, $S(f)$ — интеграл столкновений, $\mathbf{E}, \mathbf{H}$ — напряженности электрического и магнитного полей.

Согласно кинетическим уравнениям, функции распределения заряженных частиц изменяются под действием электромагнитного поля, которое находится из уравнений Максвелла. Последние содержат в качестве источников поля плотность пространственного заряда и плотность тока, являющиеся моментами функций распределения. Кроме того, столкновительные члены, входящие в кинетические уравнения, представляют собой интегралы от произведений функций распределения частиц, участвующих во взаимодействии. Кинетический подход в общем случае приво-

дит к нелинейной интегродифференциальной задаче для четырех функций f_e, f_i, f_m, f_a в многомерном фазовом пространстве, имеющем 7 независимых координат: время, 3 компонента радиус-вектора и 3 компонента скорости частиц [199, 200].

Из этого следует, что функции распределения по скоростям для каждой компоненты плазмы определены в семимерном фазовом пространстве, что делает практически невозможным получения для них решения, даже с использованием современных суперкомпьютеров. Тем более для численного моделирования газодинамики смеси четырех газов — нейтрального, электронного, метастабильного и ионного в терминах статистической физики, т.е. решения уравнения Больцмана, потребуется значительное количество времени и вычислительных ресурсов, т.к. частота колебаний поля $10^6 - 10^7$ Гц и для полноценного моделирования процесса шаг по времени для электронов должен составлять менее 10^{-9} с. Моделирование по данной схеме осложняется еще и тем, что процессы движения электронов и нейтральных атомов разномасштабны, а так же необходимостью учета кулоновских взаимодействий и уровней возбуждения атомов.

Поэтому, кинетическая теория используется, как правило, в предельных случаях разреженной бесстолкновительной плазмы, а также в приэлектродных слоях, когда можно полностью пренебречь столкновительными членами, так как длина свободного пробега частиц много больше характерных пространственных масштабов процессов, и плотной кулоновской плазмы, когда главную роль играет кулоновское взаимодействие частиц. В этих случаях распределения функций плотности описываются уравнениями Фоккера – Планка [199, 200]. При более высоких давлениях используют гидродинамический подход, или комбинированную модель, когда пространственные распределения частиц рассчитывают с помощью гидродинамического подхода, а коэффициенты переноса и неупругого взаимодействия вычисляют с использованием функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ).

3.2 Оценка элементарных процессов и основных параметров струйной ВЧИ-плазмы пониженного давления

Общее описание ВЧ-плазмы при пониженном давлении чрезвычайно сложно, так как включает в себя полную систему уравнений Максвелла, уравнения динамики плотности, энергии и импульса частиц плазмы с учетом зависимостей коэффициентов переноса и материальных уравнений от плотности и энергии частиц [199].

Одно из основных упрощений полной задачи связано с учетом масштабов процессов, протекающих в потоке квазинейтральной плазмы. Характерными масштабами струи являются радиус разрядной камеры $R_{rk} \sim 10^{-2}$ м, время диффузии заряженных частиц к границе струи $\tau_{dif} \sim 10^{-2}$ с и средние энергии электронов $\bar{\varepsilon}_e \simeq 1 \div 2$ эВ и ионов $\bar{\varepsilon}_i \leq 0,4$ эВ. Диаметр струи на входе равен внутреннему диаметру разрядной камеры.

Критерий идеальности. Одним из фундаментальных параметров плазмы, определяющим возможность расчетного предсказания ее свойств, является степень неидеальности. Критерием идеальности (или термодинамического совершенства) является малость средней энергии взаимодействия частиц по сравнению с их кинетической энергией. При $p \sim 133$ Па, $T_a \lesssim 10^3$ К степень неидеальности плазмы относительно взаимодействия с участием нейтральных частиц, например, атом-электрон ($a - e$), атом-атом ($a - a$) или атом-ион ($a - i$), пренебрежимо мала [200]. Для дальнодействующих кулоновских взаимодействий вида ($e - e$), ($i - i$) или ($e - i$) степень неидеальности должна быть много большей.

Критерий идеальности $\gamma_{e,i}$ для газа заряженных частиц имеет вид [200]

$$\gamma_{e,i} = \frac{e^2}{(r_D k_B T_{e,i})}, \quad (3.6)$$

где e — элементарный электрический заряд, $T_{e,i}$ — электронная и ионная температуры, k_B — постоянная Больцмана,

$$r_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2}, \quad (3.7)$$

— дебаевский радиус [201]. С учетом значений физических констант, значений концентрации электронов, электронной и ионной температур, $\gamma_{e,i} \lesssim 10^{-12}$, то есть плазма струйного ВЧИ-разряда пониженного давления является идеальной.

В соответствии с результатами экспериментальных исследований (глава 2), концентрация электронов в ВЧИ-плазме при давлениях 13,3 – 133 Па составляет $10^{15} \div 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Концентрация нейтральных частиц n_a при этом $\sim 10^{22} \div 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Таким образом, степень ионизации газа в ВЧИ-разрядах не превышает 10^{-3} . Следовательно, в качестве уравнения связи парциального давления p_j с концентрацией n_j и температурой T_j частиц сорта j ($j = e, i, t$ или a) можно использовать уравнение состояния идеального газа

$$p_j = k_B n_j T_j. \quad (3.8)$$

При этом полное давление в плазме $p = \sum_j p_j$.

Средняя длина свободного пробега частицы сорта α между двумя столкновениями

$$\tilde{l}_\alpha = \frac{1}{\sum_j n_j \langle Q_{\alpha j} \rangle}, \quad (3.9)$$

где $\langle Q_{\alpha j} \rangle$ - полное сечение столкновений подающей частицы с частицами-мишенями [201].

В диапазоне энергий электронов $1 \div 2$ эВ, типичном для ВЧИ-разрядов пониженного давления, наибольшим сечением взаимодействия характеризуется процесс упругих столкновений электронов с атомами [201], поэтому среднюю длину свободного пробега электронов в плазме инертного газа $\tilde{l}_e$ приблизительно можно оценить величиной

$$\tilde{l}_e \approx \frac{1}{n_a \langle Q_{ea} \rangle}. \quad (3.10)$$

Сечение упругих столкновений электронов с атомами $\langle Q_{ea} \rangle$ для инертных газов составляет $\sim 10^{-20} \text{ м}^2$ [201]. Поэтому, в рассматриваемом случае $\tilde{l}_e \leq 10^{-3} \text{ м}$, что меньше радиуса разрядной камеры и струи.

Среднее время между столкновениями частиц τ_c обратно пропорционально частоте столкновений $\tau_c = 1/\nu_c$. Учитывая приведенные в главе 2 результаты измерений ν_c , получим, что среднее время между столкновениями электронов с атомами $\tau_e \sim 10^{-10} - 10^{-9}$ с.

Масштаб спонтанного разделения зарядов в квазинейтральной плазме определяется радиусом экранирования поля заряженной частицы, который в идеальной плазме оценивается величиной дебаевского радиуса r_D . В рассматриваемых условиях $r_D \leq 10^{-5}$ м, что много меньше радиуса разряда и плазменной струи. Диффузия заряженных частиц в плазме при этом является амбиполярной [201].

Характерное время макроскопических изменений и гипотеза сплошности. Известно, что основным механизмом ухода заряженных частиц из разряда при низких и пониженных давлениях является их диффузия и последующая рекомбинация на стенках камеры [116]. Поэтому характерным временем макроскопических изменений в данном случае будет время диффузии τ_{dif} электронов и ионов к границе разряда.

Для предварительных оценок времени диффузии в разрядной камере воспользуемся моделью Ромиг [127], в которой коэффициент диффузии считается постоянным, а коэффициент ионизации — постоянным в области индуктора и равным нулю вне этой области. В этой модели для цилиндра радиусом R и длиной L при однородных граничных условиях первого рода для концентрации электронов значение характерной диффузионной длины Λ определяется соотношением

$$\Lambda^2 = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2. \quad (3.11)$$

Характерное время диффузии τ_{dif} обратно пропорционально частоте диффузионных уходов [202], которое может быть оценено по формуле

$$\tau_{dif} = \nu_{dif}^{-1} = \Lambda^2 / D, \quad (3.12)$$

где D - коэффициент диффузии, Λ - характерная диффузионная длина.

В большей части потока в разрядной камере плазма близка к квазинейтральному состоянию, поэтому в частном случае, в предположении амбиполярности диффузии, принимая среднее значение коэффициента амбиполярной диффузии $D_a \approx 5 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}$ [202], радиус разрядной трубки $R_{rk} \sim 10^{-2} \text{ м}$, $L_{rk} \sim 10^{-1} \text{ м}$, получим, что характерное время диффузии $\tau_{dif} = 10^{-3} \div 10^{-2} \text{ с}$. Учитывая, что $l_e/R \ll 1$ и $\tau/\tau_{dif} \ll 1$, приближение сплошной среды для газа заряженных частиц в разряде является приемлемым [201].

Для плазменной струи оценки на основе модели Ромиг [127] некорректны из-за несоответствия граничных условий для свободной струи и однородного граничного условия, использованного в модели [127]. Оценки элементарных процессов в струе ВЧИ-разряда пониженного давления показывают, что число Кнудсена для течения плазмообразующего газа $1,6 \cdot 10^{-2} \leq Kn_a \leq 4,8 \cdot 10^{-1}$, для электронного газа $10^{-3} \leq Kn_e \leq 10^{-1}$, для газа ионов $5 \cdot 10^{-4} \leq Kn_i \leq 5 \cdot 10^{-3}$. Так как заряженные частицы в плазме взаимодействуют посредством дальнегодействующей кулоновской силы, препятствующей разделению зарядов, можно считать, что движение электронов и ионов происходит в режиме сплошной среды ($Kn_i \sim 10^{-3}$). Таким образом, струе плазмы ВЧИ-разряда пониженного давления свойственен гибридный режим течения, в котором сочетаются переходный режим нейтральной компоненты и сплошного течения заряженных частиц.

Эффект Ванье. В движущейся плазме может нарушаться ионизационное равновесие, вследствие конечного времени установления равновесия между различными компонентами. Поэтому при построении математической модели ВЧИ-разряда пониженного давления с продувом газа наличие электронейтральности не предполагается а priori и, наряду с уравнением баланса электронов, рассматривается уравнение баланса ионов. Коэффициент скорости реакции рекомбинации электронов и ионов зависит от ионной температуры, которая может быть выше температуры нейтральных атомов из-за нагрева электрическим полем. Температура ионов определяется

по формуле Ванье [203]

$$T_i = T_a + (m_i + m_a)(\mu_i E)^2 / (3k_B) \lesssim T_a + 32 \text{ К}. \quad (3.13)$$

Так как в разряде $T_a \sim 10^3 \text{ К}$, в струе $T_a > 300 \text{ К}$, то отрыв ионной температуры $(T_i - T_a)/T_a \lesssim 0,1$, поэтому данным эффектом можно пренебречь.

Приведенное электрическое поле в ВЧИ-разряде пониженного давления $E/N \sim 10^{-20} \text{ В} \cdot \text{м}^2 = 10 \text{ Тд}$. В этом диапазоне распределение ионов по скоростям близко к равновесному, частота столкновений ионов ν_{ia} и их подвижность μ_i не зависят от E/N . Поэтому скорость дрейфа $v_i = \mu_i E$.

Эффект Холла. Так как первоисточником для поддержания ВЧИ-разряда является магнитное поле, необходимо учесть влияние его на элементарные процессы в разряде. При $f = 1,76 \text{ МГц}$ длина волны $\lambda \approx 2 \cdot 10^2 \text{ м}$, что при радиусе разрядной камеры $R_{rk} = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ и ее длины $L_{rk} = (2,0 \div 3,0) \cdot 10^{-1} \text{ м}$ означает квазистационарность электромагнитного поля и, в отсутствие плазмы, однородность в разрядном объеме. Влияние магнитного поля сказывается в дрейфе заряженных частиц в направлении $[\mathbf{E}, \mathbf{B}]$ относительно направления электрического поля $\mathbf{E}$ (эффект Холла).

Градиент магнитного поля ($\nabla \mathbf{B} \perp \mathbf{B}$) приводит к градиентному дрейфу заряженных частиц со скоростью $v_{gr} = \pm v_{\perp} r_c [\mathbf{B}, \nabla \mathbf{B}] / (2B^2)$ и появлению градиентного тока $j_{gr} = e(n_i v_{gr,i} - n_e v_{gr,e})$. Здесь $v_{\perp}$ — проекция вектора скорости частицы $\mathbf{v}$ на плоскости, перпендикулярную $\mathbf{B}$, $B = |\mathbf{B}|$, r_c — ларморовский радиус, $r_c = v_{\perp} / \Omega$, Ω — циклотронная частота, $\Omega_{e,i} = eB / m_{e,i}$.

Плазма ВЧИ-разряда пониженного давления является столкновительной, столкновения препятствуют холловскому и градиентному дрейфу частиц, их траектории хаотизируются и частицы дрейфуют только в промежутках между столкновениями.

Критерием влияния электромагнитного поля на заряженные частицы в плазме является параметр Холла β . При рассмотренных в главе 2 характеристиках разряда параметр Холла для электронов

$$\beta_e = \frac{eB}{m_e \nu_c} \sim 10^{-1}, \quad (3.14)$$

Так как масса ионов $m_e \gg m_e$, а частоты столкновений отличаются не сильно, то параметр Холла для ионов $\beta_i \ll \beta_e$. Это означает, что плазма ВЧИ-разряда пониженного давления не замагничена. Можно пренебречь эффектом Холла, градиентным дрейфом и проскальзыванием ионов.

Закон Ома. Так как индукция высокочастотного магнитного поля в ВЧИ-разряде пониженного давления не превышает 10^{-2} Тл, то можно считать, что электрическое поле в сопутствующей системе координат практически совпадает с полем в лабораторной системе координат, т.е. $\mathbf{E}' = \mathbf{E}$. И, наконец, пренебрегая градиентом электронного давления, так как всюду, за исключением, быть может, узкой приграничной области $|\text{grad } p_e / en_e| \leq 10^{-1}$ В/м, получим выражение для закона Ома в виде

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (3.15)$$

3.3 Функция распределения электронов по энергиям в ВЧ-электромагнитном поле

Известно, что при пониженном давлении в плазме отсутствует локальное термодинамическое равновесие [204]. Отклонение от равновесного состояния в ВЧ-разряде вызывается спецификой процесса передачи энергии электромагнитного поля частицам (электрическое поле $\rightarrow$ электроны $\rightarrow$ атомы и ионы), что приводит к значительному превышению электронной температуры относительно газовой [200]. Поэтому при построении математических моделей плазмы одним из основных является вопрос о виде функции распределения электронов (ФРЭ). От него зависят выбор системы параметров, характеризующих состояние плазмы, вид уравнений, используемых для ее описания и соотношений, связывающих коэффициенты переноса с энергиями частиц.

Как указано выше, решение кинетического уравнения Больцмана для электронов является сложной задачей. В литературе довольно часто используется предположение о максвелловской ФРЭ. Критерий выполнимости этого предположения для ВЧ-плазмы определяется отношением ϑ_0 ча-

стоты энергообмена между электронами к частоте энергообмена с тяжелыми частицами при тепловой скорости электронов [201]. Значение ϑ_0 вычисляется по формуле [200]

$$\vartheta_0 = \frac{6 \cdot 10^{15} n_e}{n_a (k_B T_e)^2 \langle Q_{ea} \rangle \delta} \sim 10^9, \quad (3.16)$$

где $\delta = 2m_e/m_a$, m_a — масса атома. При $\vartheta_0 \gg 5$ максвелловское распределение нарушается при больших энергиях ε , то есть в рассматриваемом в настоящей работе случае ФРЭ является немаксвелловской.

В ВЧ-разрядах вид ФРЭ определяется несколькими параметрами: давлением газа, однородностью электрического поля и его частотой [113, 202]. При низких давлениях ФРЭ является нелокальной, при средних и высоких — локальной. Пониженные давления являются промежуточным диапазоном, поэтому необходимо оценить нелокальность ФРЭ.

Функция распределения электронов определяется из решения кинетического уравнения Больцмана, которое, в пренебрежении эффектом Холла, имеет вид

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_e - \frac{e}{m} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_e = S[f_e]. \quad (3.17)$$

где ∇ — оператор градиента по пространственным переменным, $\nabla_{\mathbf{v}}$ — градиент по компонентам скорости.

Нелокальность энергетического спектра электронов определяется отношением длины энергетической релаксации при столкновениях с нейтральными атомами к характерными локальным масштабам изменения концентрации электронов и электронной температуры. Примем во внимание, что в ВЧИ-разряде электрическое поле — вихревое и плазма является столкновительной. Первое означает, что электроны дрейфуют в азимутальном направлении, переносятся с потоком плазмообразующего в аксиальном направлении и диффундируют в радиальном направлении. Преимущественный дрейф электронов в азимутальном направлении уменьшает среднюю длину свободного пробега в радиальном направлении. Электроны теряют энергию в столкновениях с нейтральными частицами и набирают ее в промежутках между ними, то есть релаксации энергии не происходит.

Таким образом, этот критерий ФРЭ в рассматриваемом случае не применим.

Если поле $\mathbf{E}$ не очень сильное и вызванная им анизотропия достаточно слабая, то можно $f(t, v, \theta)$ разложить на симметричную и асимметричную части: $f(t, v, \theta) = f_{00}(t, v) + f_1(t, v) \cos \theta$ [113, 202].

Одним из условий применимости такого представления ФРЭЭ является малость напряженности электрического поля E относительно «плазменного» поля E_p :

$$E \ll E_p = \left[\frac{3m_e k_B T_e}{e^2} \delta(\omega^2 + \nu_c^2) \right]^{1/2} \sim 10^{11} \text{ В/м}, \quad (3.18)$$

которое в рассматриваемом случае выполняется большим запасом, так как в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления $E \sim 10^3 \text{ В/м}$.

Еще одним фактором, который может повлиять на вид ФРЭЭ является частота поля. Двухчастичное приближение применимо, если поле осциллирует быстрее, чем время установления энергетического спектра электронов (в зависимости от времени релаксации спектра).

$$\omega \gg \nu_u = \nu_m \delta \sim 10^5 \text{ с}^{-1}, \quad (3.19)$$

где $\tau_u = 1/\nu_u$ — время релаксации спектра, ν_m — частота столкновений электронов с атомами с передачей импульса. Последнее условие также выполняется с запасом, так как $\omega = 2\pi f \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$.

В силу вихревого характера напряженность электрического поля на оси разряда $E_\varphi(0, z) = 0$, $0 \leq z \leq L_{rk}$, максимальное значение до 3000 В/м достигается на стенке разрядной камеры, то есть поле является неоднородным. Это оказывает влияние на функцию распределения электронов по энергиям и означает, что ФРЭ необходимо вычислять отдельно в каждом достаточно малом объеме разрядной камеры, в котором поле можно считать однородным.

Для уменьшения размерности задачи вместо распределения по скоростям рассматривают распределение по энергии $\varepsilon = m_e(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2$ и переходят в локальную сферическую систему координат (ρ, ϕ, θ) , где ось $O\rho$ совпадает с направлением вектора $\mathbf{E}$, ϕ — азимутальный угол, θ — угол

наклона вектора $\mathbf{v}$ к полярной оси. В предположении осевой симметрии $\mathbf{v} = v \cos \theta$. Усредняя по ФРЭ по углам рассеяния θ , и, предполагая для однородного ВЧ-поля зависимость $\mathbf{E} = \mathbf{E} \exp(i\omega t)$ можно функцию распределения представить в виде суммы максвелловской части f_{oo} и полевой f_1 [113]:

$$\mathbf{f}_1 = \frac{-e\mathbf{E}_{full} \frac{\partial f_{oo}}{\partial v}}{m(i\omega + \nu_c(v))}, \quad (3.20)$$

$$f = f_{oo} + \mathbf{f}_1(v)\mathbf{v}/v, \quad \varepsilon_e = m_e \mathbf{v}^2/2. \quad (3.21)$$

На рис. 3.1 показаны функции распределения электронов по скоростям в разных точках разрядной камеры. Очевидно, что вид ФРЭ влияет на коэффициенты диффузии и подвижности электронов D_e , b_e , которые находятся по формулам

$$b_e = (-1/n_a)(\gamma/3) \int_0^\infty \frac{\varepsilon_e}{\sigma_m} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_e} d\varepsilon_e, \quad (3.22)$$

$$D_e = (-1/n_a)(\gamma/3) \int_0^\infty \frac{\varepsilon_e}{\sigma_m} f d\varepsilon_e, \quad (3.23)$$

$$\gamma = \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (3.24)$$

Из рис. 3.1 видно, что на оси разряда и в начальном сечении разрядной камеры, где в нее поступает холодный газ и практически отсутствует электрическое поле, ФРЭ является максвелловской или близка к максвелловской. С удалением от оси разряда ФРЭ отличается от максвелловского распределения. Таким образом, при вычислении транспортных коэффициентов следует поточечно использовать формулы (3.22)–(3.24).

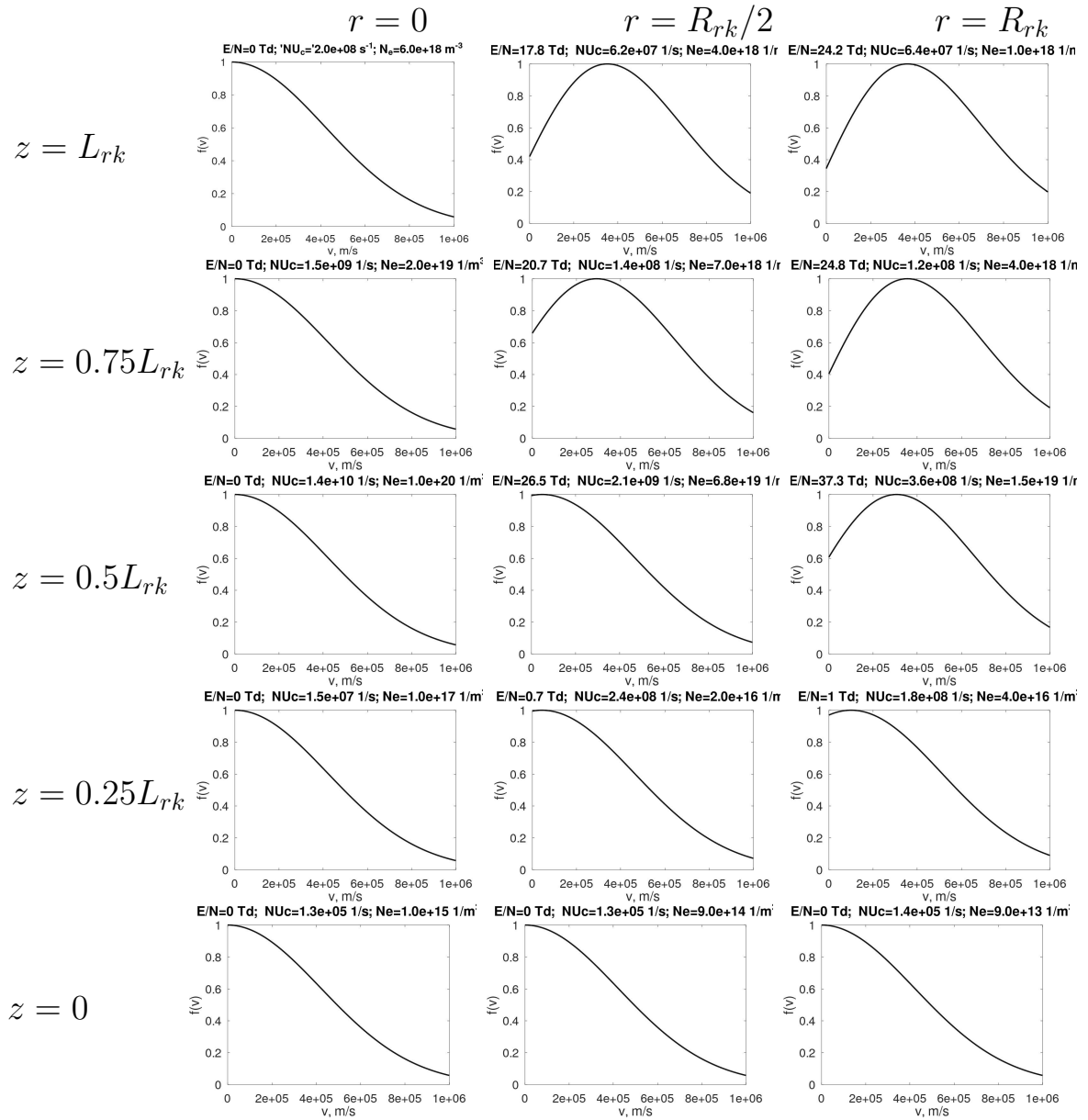


Рисунок 3.1 — Функция распределения электронов по скоростям в различных точках разряда при $p = 133$ Па, $P_p = 2,4$ кВт, $G = 0,06$ г/с, $f = 1,76$ МГц.

3.4 Единая математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с учетом приповерхностного слоя и СПЗ

Рассматривается ВЧИ-разряд с продувом газа в инертном газе на примере аргона Ar при давлении в диапазоне $13,3 - 133$ Па. Предполагается, что: а) среда является изотропной, негиротропной; б) плазма состоит из нейтральных атомов в основном и возбужденном (метастабильном) состоянии, электронов и однозарядных ионов; в) заряженные частицы об-

разуются в результате ударной и ступенчатой ионизации; г) массы атома, иона и метастабильных атомов практически совпадают, – тогда можно считать, что их температуры совпадают. Квазинейтральность плазменного потока на этапе постановки задачи не предполагается, так как при резком расширении движущейся плазмы возможно возникновение ионизационной неравновесности [201, 205, 206]. Влияние нарушения квазинейтральности на характеристики плазменной струи и параметры взаимодействия плазмы с образцом является одной из задач настоящего исследования.

Используя формулу для оценки числа Рейнольдса [136]

$$Re = \frac{\rho v d}{\mu}, \quad (3.25)$$

где d - характерный диаметр струи, μ - вязкость газа. Можно приближенно оценить число Рейнольдса в струе ВЧ-плазмы как $2 < Re < 10$. Число Маха для нашего случая оценивается по формуле [207]

$$Ma = v_a \cdot \left(\frac{2RT_a \Delta p}{M \cdot p_{vc}} \right)^{-1/2} \quad (3.26)$$

в диапазоне $0,1 < Ma < 1$. Здесь R - универсальная газовая постоянная, M - молярная масса газа, $\Delta p = p_{full} - p_{vc}$ - избыточное давление, p_{full} - полное давление, p_{vc} - давление в вакуумной камере, T_a - температура плазмообразующего газа.

Степень ионизации газа в рассматриваемом случае не превышает 10^{-4} , поэтому можно считать, что наличие заряженных частиц практически не влияет на характер и структуру течения, за исключением передачи энергии нейтральным частицам в упругих столкновениях, возбуждения и ионизации. Пренебрежем рядом элементарных процессов, вклад которых в формирование характеристик ВЧИ-разряда в рассматриваемых условиях мал: градиентом электронного давления, эффектом Холла, проскальзыванием ионов, образования многозарядных ионов, присоединения электронов, объемной рекомбинацией и потерями энергии на излучение.

Основными параметрами воздействия плазменной струи на поверхность образца являются энергия ионов W_i и плотность ионного тока J_i . Они зависят от характеристик плазменной струи (n_e, T_e) в окрестности

образца и формируются в слое положительного заряда (СПЗ) и дебаевском слое, которые создаются у поверхности образца.

Причиной образования СПЗ являются колебания электронного газа в ВЧ-электрическом поле, аналогично образованию приэлектродных слоев в ВЧЕ-разряде [74, 130]. Дебаевский слой образуется вследствие большей подвижности электронов по сравнению с ионами [201]. Толщина СПЗ составляет до $5 \cdot 10^{-3}$ м, приповерхностного дебаевского слоя $(5 - 7) \cdot 10^{-5}$ м, что меньше размеров плазменной струи на порядок и более (диаметр струи $\approx 5 \cdot 10^{-2}$ м, длина $\approx 5 \cdot 10^{-1}$ м). При этом область приповерхностного дебаевского слоя «вложена» в СПЗ (рис. 3.2). Поэтому модель строится по принципу «матрешки»: вначале рассматривается модель ВЧ-разряда в разрядной камере, затем модель невозмущенной плазменной струи, полученные параметры используются в качестве начальных и граничных условия для модели СПЗ. Аналогично, в модели приповерхностного дебаевского слоя начальными и граничными условиями являются характеристики ионного потока, полученные при расчете СПЗ.

Математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления состоит из нескольких взаимосвязанных систем, описывающих, соответственно, течение несущего газа, распределение ЭМП, динамику заряженных и нейтральных частиц – как в невозмущенной струе, так и при взаимодействии с образцом.

Введем обозначения областей течения: $\Omega = \Omega_d \cup \Omega_V$, внутренняя часть разрядной трубки Ω_d , вакуумной камеры Ω_V (рис. 3). Границы этих областей, соответственно, обозначаются $\partial\Omega_d$, $\partial\Omega_V$, и $\partial\Omega$. Для постановки граничных условий необходимо обозначить отдельные участки границ $\partial\Omega_d$ и $\partial\Omega_V$: вход разрядной трубки (*inlet*) - $in \subset \partial\Omega_d$, стенки разрядной трубки (*discharge wall*) - $dw \subset \partial\Omega_d$, стенки вакуумной камеры (*vacuum wall*) - $vw \subset \partial\Omega_V$, поверхность базовой плиты (*plate*) - $pl \subset \partial\Omega_d$, выход течения из вакуумной камеры (*outlet*) - $out \subset \partial\Omega_V$, твердое тело (*specimen*) - sp , границы индуктора - ind (*inductor*). Эти обозначения далее используются также как индексы для значений функций на этих участках.

Введем обозначения переменных: $\mathbf{c}$ и $\mathbf{r}$ - вектора скорости и координат атомов газа, соответственно, $f_g(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t)$ - функция распределения нейтраль-

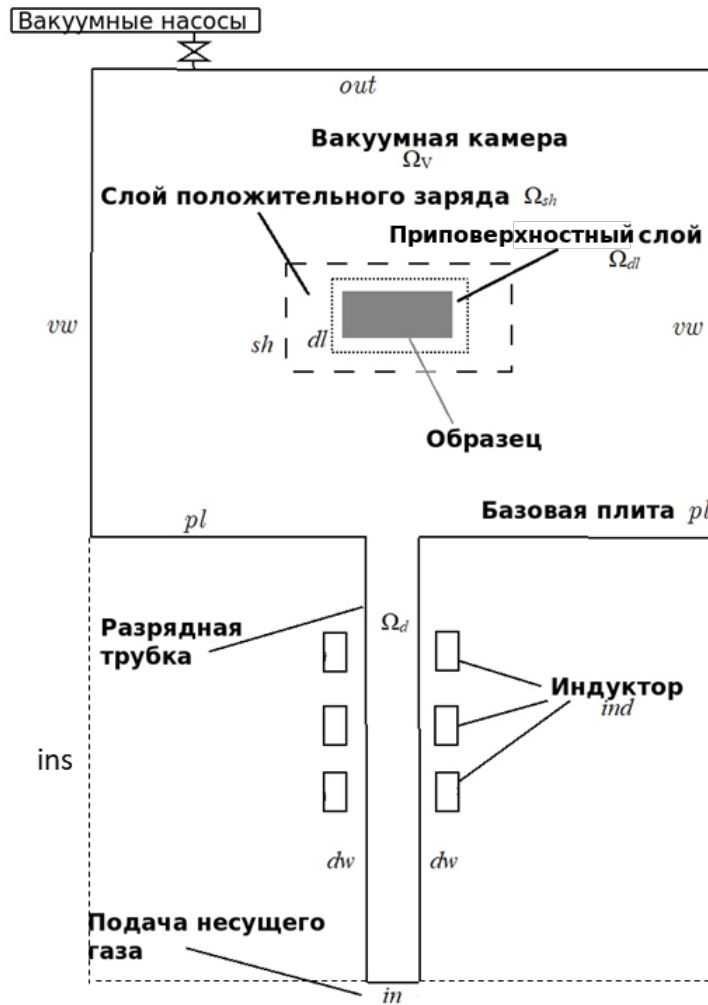


Рисунок 3.2 — Расчетная схема ВЧИ-плазменной установки. Прямым полужирным шрифтом обозначены части подобласти, курсивом — обозначения границ.

ной компоненты плазмы по скоростям, $S(f)$ - интеграл столкновений, $\mathbf{F}$ - приведенная сила, воздействующая на нейтральные атомы за счет упругих столкновений с электронами, n_e - концентрация электронов, n_i - концентрация ионов, n_m - концентрация метастабилей, T_e - электронная температура, D_e - коэффициент диффузии электронов, D_i - коэффициент диффузии ионов, D_m - коэффициент диффузии метастабилей, b_e - подвижность электронов, b_i - подвижность ионов, $\mathbf{v}_a$ - скорость нейтрального газа, ν_c - частота упругих столкновений электронов с атомами, σ - проводимость плазмы, $\mathbf{E}$ - напряженность электрического поля, E_I - потенциал ионизации, μ_0 - магнитная постоянная, ε_0 - электрическая постоянная, ϕ - потенциал электрического поля, φ - потенциал амбиполярного поля, k_B - постоянная Больцмана,

$\delta = 2m_e/m_a$, m_e, m_a - массы электронов и атомов, $I_1 = 11,56$ эВ - энергия возбуждения, ν_i - частота ионизации, $\mathbf{v}_a$ - вектор скорости несущего газа, ν_c - частота упругих соударений электронов с нейтральными атомами, λ_e - коэффициент электронной теплопроводности, $\mathbf{B}$ - вектор магнитной индукции, ρ - объёмная плотность стороннего электрического заряда, $\mathbf{H}$ - вектор напряжённости магнитного поля, ε — относительная диэлектрическая проницаемость, k_1 - коэффициент скорости ударной ионизации; k_2 - коэффициент скорости ионизации Пеннинга; k_3 - коэффициент скорости ступенчатой ионизации; k_4 - коэффициент скорости фоторекомбинации; k_5 - коэффициент скорости тройной рекомбинации; k_6 - коэффициент скорости возбуждения метастабилей; k_7 - коэффициент скорости излучательной рекомбинации; k_8 - коэффициент скорости столкновительного тушения; k_9 - коэффициент скорости девозбуждения электронов.

Запишем общую модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления.

1. *Газодинамика плазмообразующего газа.* Как указано выше, в переходном режиме течения уравнения Навье-Стокса неприменимы, в связи с чем для описания характеристик потока плазмообразующего газа используется метод прямого статистического моделирования кинетического уравнения Больцмана [157]:

$$\frac{\partial f_g}{\partial t} + v_a \cdot \frac{\partial f_g}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m_a} \cdot \frac{\partial f_g}{\partial \mathbf{v}_a} = S(f_g), \quad (3.27)$$

$$f_g(v_a, \mathbf{r}, 0) = f_{00}^g(v_a, \mathbf{r}), \quad f_g(v_a, \mathbf{r}_{\partial\Omega}, t) = f_{00}^g(v_a, \mathbf{r}_{\partial\Omega}), \quad (3.28)$$

где

$$\mathbf{F} = -\nabla W_T, W_T = \frac{3}{2} k_B \delta \int \nu_c n_e (T_e - T_a) d\Omega dt. \quad (3.29)$$

Газодинамические параметры потока ($p, \mathbf{v}_a, T_a$) определяются по формулам

$$p = n_a k_B T_a, n_a = n_{a0} \int f_g(v_a, \mathbf{r}, t) d^3 v_a, \quad T_a = \int v_a^2 f_g(v_a, \mathbf{r}, t) d^3 v_a, \\ \mathbf{v}_a = \int v_a f_g(v_a, \mathbf{r}, t) d^3 v_a.$$

Функция распределения атомов в основном состоянии нормируется с помощью соотношения

$$\iint \rho \mathbf{v}_a \cdot \mathbf{n} dS = G. \quad (3.30)$$

2. *Динамика заряженных и возбужденных частиц.* Модель включает уравнения непрерывности для электронного и ионного газов, газа метастабильных атомов.

2.1 Уравнение непрерывности для электронного газа имеет вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = k_1 n_e n_a + k_2 n_m^2 + k_3 n_m n_e - k_4 n_e n_i - k_5 n_e^2 n_i, \quad (3.31)$$

где $\mathbf{\Gamma}_e = n_e \mathbf{v}_a - D_e \nabla n_e - b_e \mathbf{E}_0 n_e - n_e (D_e^T \nabla T_e / T_e)$. Граничные условия для него:

$$n_e|_{in} = 0, \quad \mathbf{\Gamma}_e|_{out} = 0, \quad (\mathbf{\Gamma}_e - \gamma_i \mathbf{\Gamma}_i)|_{vw \cup dw \cup pl \cup sp} = 0. \quad (3.32)$$

Значения констант скоростей реакций $k_i, i = 1, \dots, 5$ приведены в таблице 3.1 по данным работ [208–211].

Коэффициенты D_e, b_e определяются с помощью функции распределения электронов по энергиям в приближении слабого поля [113]:

$$D_e = \frac{1}{3n_a} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \int \frac{\varepsilon_e}{\sigma_m} f_e d\varepsilon_e, \quad (3.33)$$

$$b_e = \frac{1}{3n_a} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \int \frac{\varepsilon_e}{\sigma_m} \frac{\partial f_e}{\partial \varepsilon_e} d\varepsilon_e, \quad (3.34)$$

$$f_e = f_{00}^e(v_e) + \frac{f_{1,e}(v_e) \mathbf{v}_e}{v_e}, \quad f_{1,e} = \frac{-e \mathbf{E} \frac{\partial f_{00}^e(v_e)}{\partial v_e}}{m_e (i\omega + \nu_c(v_e))}, \quad \varepsilon_e = \frac{m_e v_e^2}{2}, \quad (3.35)$$

$$\nu_c(v_e) = n_a g_{ea} < \sigma_\phi >, \quad g_{ea} = \int \int |v_e - v_a| f_e(v_e) f_g(v_a) d^3 v_e d^3 v_a, \quad (3.36)$$

$$f_{00}^e(v_e) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e} \right). \quad (3.37)$$

Таблица 3.1 — Коэффициенты скоростей реакций

Коэф.	Реакция	Источник данных
k_1	Ударная ионизация $\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	Из ФРЭЭ
k_2	Пеннинговая ионизация $\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}^+ + e$	6.2×10^{-16}
k_3	Ступенчатая ионизация $\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	$2 \times 10^{-11} \cdot \exp(-25524.4/T_e)$
k_4	Фоторекомбинация $\text{Ar}^+ + e \rightarrow \text{Ar} + h\nu$	$2.7 \times 10^{-19} (T_e/11602)^{-3/4}$
k_5	Тройная рекомбинация $\text{Ar}^+ + 2e \rightarrow \text{Ar} + e$	$8.75 \times 10^{-39} (T_e/11602)^{-9/2}$
k_6	Возбуждение метастабилей $\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	$10^{-9} (T_e/11602) \exp(-134583/T_e)$
k_7	Излучательная рекомбинация $\text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar} + h\nu$	2.5×10^{-11}
k_8	Столкновительное гашение $\text{Ar}^* + \text{Ar} \rightarrow 2\text{Ar}$	3×10^{-21}
k_9	Электронная деактивация возбужденного состояния $\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar} + e$	10^{-11}

2.2 Уравнение непрерывности для ионного газа имеет вид

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i = k_1 n_e n_a + k_2 n_m^2 + k_3 n_m n_e - k_4 n_e n_i - k_5 n_e^2 n_i, \quad (3.38)$$

где $\mathbf{\Gamma}_i = n_i \mathbf{v}_a - D_i \nabla n_i + b_i \mathbf{E}_0 n_i - n_i (D_i^T \nabla T_a / T_a)$. Граничные условия имеют вид

$$n_i|_{in} = 0, \quad (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n})|_{d\omega \cup \partial\Omega_V \cup sp} = 0, \quad (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n})|_{sp} = \frac{m_i v_i^2}{2}. \quad (3.39)$$

Здесь $v_i = \sqrt{8k_B T_a / \pi m_a}$. Для ионов асимметричная часть функции распределения $f_{1,i}(v_i)$ мала, в связи с чем коэффициент диффузии и подвижность вычисляются по формулам

$$D_i = \frac{1}{3n_a} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \int \frac{\varepsilon_i}{\sigma_m} f_{00}(v_i) d\varepsilon_i, \quad b_i = D_i e / k_B T_a, \quad \varepsilon_i = \frac{m_i v_i^2}{2}, \quad (3.40)$$

где симметричная часть функции распределения $f_{00}(v_i)$ вычисляется по формуле (3.37) с заменой m_e и T_e на m_i и T_a , соответственно.

2.3 Уравнение неразрывности для метастабильных атомов.

В аргоновой плазме долгоживущие возбужденные атомы (метастабильные) оказывают существенное влияние на баланс заряженных частиц и энергий. Источником метастабильных атомов в ВЧИ-разряде при давлениях от 13,3 до 133 Па являются, в основном, столкновения электронов с атомами. Поэтому для расчета концентрации метастабилей используется приближение сплошной среды, как и для заряженных частиц. Распределение метастабилей в плазменной струе описывается уравнением

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_m = k_6 n_e n_a - k_2 n_m^2 - k_3 n_m n_e - k_7 n_m - k_8 n_m n_a - k_9 n_m n_e, \quad (3.41)$$

где $\mathbf{\Gamma}_m = -D_m \nabla n_m + \mathbf{v}_a n_m$, значения коэффициентов скоростей реакций $k_6 - k_9$ приведены в таблице 3.1. Граничные условия имеют вид

$$n_m|_{in} = 0, \quad (\mathbf{\Gamma}_m \cdot \mathbf{n})|_{dw \cup \partial\Omega_V \cup sp} = 0. \quad (3.42)$$

3. *Энергетический баланс.* Температура нейтральных атомов определяется из кинетического уравнения (3.27), (3.28) в соответствии с соотношениями (3.30), (3.30). Вследствие небольшой степени ионизации и практически одинаковых масс температуры ионов и метастабильных частиц считаются равными температуре атомов в основном состоянии. Для расчета электронной температуры используется уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e - \frac{5}{2} k_B T_e n_e \mathbf{v}_e) + \frac{3}{2} k_B \delta v_c n_e (T_e - T_a) = \\ \mathbf{j} \mathbf{E} \mathbf{j} - k_1 n_a I_i n_e - I_{ex} k_3 n_m n_e, \end{aligned} \quad (3.43)$$

с граничными условиями

$$T_e|_{in} = 0, \quad \frac{\partial T_e}{\partial \mathbf{n}} - \frac{1}{2} \left[\ln\left(\frac{m_a}{2\pi m_e}\right) - 1 \right] \frac{n_e (k_B T_e)^{\frac{3}{2}}}{\lambda_e m_e^{1/2}} \Big|_{dw \cup \partial\Omega_V \cup sp} = 0. \quad (3.44)$$

Здесь $\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_a - (D_e/n_e) \nabla n_e - b_e \mathbf{E}_0 n_e - (D_e^T \nabla T_e / T_e)$, $\mathbf{j} = e(\mathbf{\Gamma}_i - \mathbf{\Gamma}_e)$.

4. *Электромагнитное поле.* Электромагнитное поле в вакуумной камере

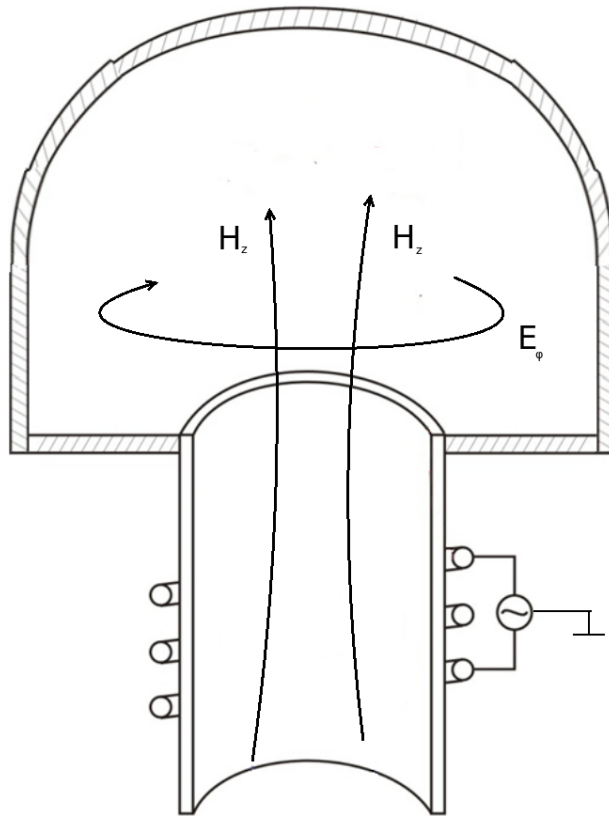


Рисунок 3.3 — Направления векторов напряженности электрического и магнитного полей в ВЧ-разряде Н-типа.

имеет сложную структуру из-за наличия нескольких первичных источников: соленоидальный индуктор (порождает компоненты ЭМП H_z , E_φ , рис. 3.3), ток заряженных частиц, переносимых с потоком газа (генерирует компоненту H_φ , рис. 2.13), разность потенциалов между различными компонентами плазменной системы: индуктором, плазменной струей и заземленными стенками вакуумной камеры (индуцирует компоненты E_r , E_z , рис. 2.13), постоянный положительный потенциал СПЗ (индуцирует электрическое поле, ортогональное к поверхности образца, рис. 3.4).

Так как индуктор расположен вне вакуумной камеры, а размеры входного отверстия много меньше длины волны, то рассматривая проникновение ЭМП соленоида из разрядной трубки в вакуумную камеру, пренебрежем дифракцией поля, потерями энергии на генерацию токов Фуко в базовой плите и взаимодействием токов Фуко в базовой плите с полем в плазме [212, 213].

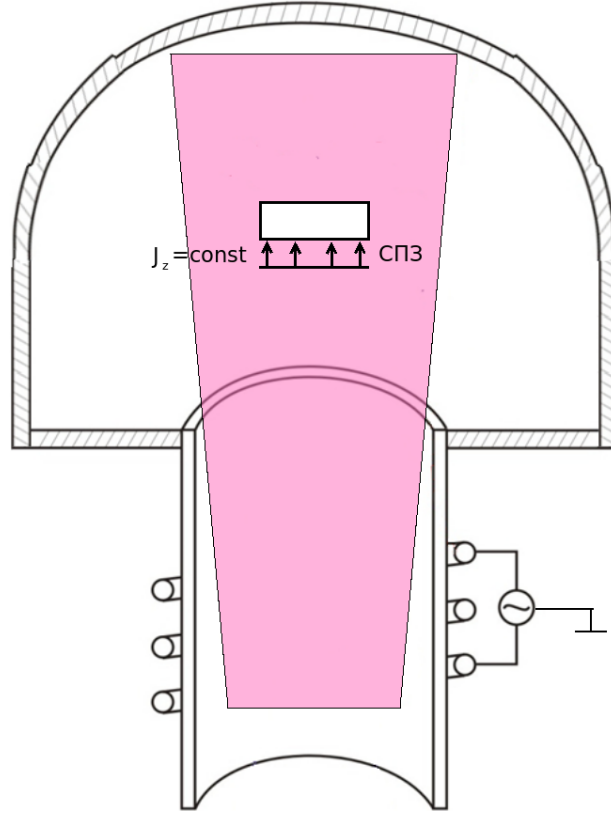


Рисунок 3.4 — Схема электрического поля в СПЗ в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления.

Электрическое поле, возникающее из-за разности потенциалов между различными элементами — потенциальное, нестационарное, оно имеет постоянную и переменную компоненты. Переменная компонента индуцируется высокочастотными колебаниями напряжения на индукторе, постоянная — разностью потенциалов между плазменной струей и заземленными стенками, основанием вакуумной камеры, а также с образцом.

В связи со сказанным в модели ВЧ-плазменной струи необходимо рассмотреть полную систему уравнений Максвелла с учетом всех источников электромагнитного поля и возможной ионизационной неравновесности плазменной струи.

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = e(n_i - n_e), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.45)$$

где $\mathbf{j} = e(\mathbf{\Gamma}_i - \mathbf{\Gamma}_e)$, $\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, $\epsilon = 1 - n_e e^2 \omega / \epsilon_0 m_e (\nu_c^2 + \omega^2)$.

Для реализации модели электромагнитное поле представляется в виде суперпозиции высокочастотного электромагнитного поля $(\mathbf{E}_{RF}, \mathbf{B}_{RF})$,

потенциального электрического $\mathbf{E}_{cap}$ и амбиполярного $\mathbf{E}_{amb}$: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{cap} + \mathbf{E}_{RF} + \mathbf{E}_{amb}$, обозначим суперпозицию амбиполярного и поля, созданного разностью потенциалов $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_{cap} + \mathbf{E}_{amb}$.

Уравнения Максвелла при этом разделяются:

$$\nabla \times \mathbf{E}_0 = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{D}_0 = e(n_i - n_e), \quad (3.46)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_{RF} = \mathbf{j}_{RF} + \frac{\partial \mathbf{D}_{RF}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{E}_{RF} = -\frac{\partial \mathbf{B}_{RF}}{\partial t}, \quad (3.47)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}_{RF} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B}_{RF} = 0, \quad (3.48)$$

где $\mathbf{j}_{RF} = e(\Gamma_i^{RF} - \Gamma_e^{RF})$, $\Gamma_{e,i}^{RF} = \pm b_{e,i} \mathbf{E}_{RF} n_{e,i}$.

Здесь знак '+' соответствует ионам, знак '-' соответствует электронам.

Используя метод комплексных амплитуд, уравнения Максвелла для вихревой компоненты ЭМП приводятся к уравнению Гельмгольца:

$$(\nabla - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \mathbf{E}_{RF}(r, t) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j}_{RF}(r, t), \quad (3.49)$$

которое, с учетом того, что $\mathbf{E}_{RF}$, $\mathbf{H}_{RF}$, $\mathbf{j}_{RF}$ пропорциональны $\exp(i\omega t)$, преобразуются к системе уравнений

$$\Delta \mathbf{E}_{Re}(r) = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \omega^2 \mathbf{E}_{Re}(r) + \sigma \mu_0 \omega \mathbf{E}_{Im}(r), \quad (3.50)$$

$$\Delta \mathbf{E}_{Im}(r) = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \omega^2 \mathbf{E}_{Im}(r) - \sigma \mu_0 \omega \mathbf{E}_{Re}(r). \quad (3.51)$$

Здесь $\mathbf{E}_{Re} = \text{Re}(\mathbf{E}_{RF})$, $\mathbf{E}_{Im} = \text{Re}(\mathbf{E}_{RF})$, $\omega = 2\pi f$, $\sigma = b_e n_e \nu_m / (\omega^2 + \nu_m^2)$.

Граничные условия для напряженности электрического поля имеют вид:

$$\mathbf{E}_{RF}|_{\partial\Omega_V} = -i\omega \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \int \frac{j(s)}{|r-s|} d^3s, \quad (3.52)$$

$$\mathbf{E}_{RF}|_{\partial\Omega_d} = -i\omega \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \int \frac{j(s)}{|r-s|} d^3s \quad (3.53)$$

$$\mathbf{E}_{RF}|_{ind} = -i\omega \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \int \frac{\mathbf{j}(s)_{ind}}{|\mathbf{r}-\mathbf{s}|} d^3s \quad (3.54)$$

При расчете напряженности электрического поля в газоразрядной плазме обычно используют калибровку Кулона [213, 214]. Такой подход оправдан в случае разрядов постоянного тока и частотных разрядов в квазипотенциальном поле. В рассматриваемом случае потенциальное электрическое поле $\mathbf{E}_0$ является нестационарным в области СПЗ, так же, как и поле ВЧЕ-разряда приэлектродных областях [130]. Влияние зависимости от времени безвихревой составляющей электрического поля $\mathbf{E}_0$ может быть выяснено в численном эксперименте.

Уравнения для потенциальной компоненты ВЧ-поля, индуцируемой разностью потенциалов различных элементов плазменной системы целесообразно привести к системе относительно скалярного и векторного потенциалов, используя калибровку Лоренца:

$$\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \nabla \cdot (\epsilon \nabla \varphi) = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e), \quad \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad \varphi = \varphi + \varphi_{amb}. \quad (3.55)$$

Граничные и начальные условия для уравнений

$$\varphi|_{\partial\Omega} = 0, \quad \varphi|_{sp} = \varphi_{fl}, \quad \varphi|_{ind} = U \cos(\omega t), \quad (3.56)$$

$$(\mathbf{A} \times \mathbf{n})|_{\partial\Omega} = 0, \quad \varphi(\mathbf{r}, 0) = \frac{\partial \varphi(\mathbf{r}, 0)}{\partial t} = 0, \quad (3.57)$$

$$\mathbf{A}(r, 0) = \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, 0)}{\partial t} = 0, \quad (3.58)$$

где плавающий потенциал $\varphi_{fl} = -\frac{k_B T_e}{2e} \ln(\frac{m_i}{\gamma_0 m_e})$, $\gamma_0 = 2, 3$ - безразмерный коэффициент [201], U - амплитуда напряжения, $\mathbf{A}$ - векторный потенциал.

Напряженность потенциального электрического поля определяется по формуле

$$\mathbf{E}_0 = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (3.59)$$

Модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с твердым телом в потоке конструируется из 4 частей: разрядной камеры, вакуумной камеры (плазменной струи), СПЗ и приповерхностного слоя около образца. Поэтому перейдем к описанию каждой из составляющих модели на основе

разработанной общей модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления.

3.4.1 Модель ВЧИ-разряда пониженного давления в разрядной камере

Запишем модель струйного ВЧИ-разряда в разрядной камере. Ввиду того, что разрядная камера обладает осью симметрии, будем использовать модель ВЧИ-разряда в двумерной постановке.

Использована упрощенная схема атома аргона, в которой 4 низших близко расположенных электронно-возбужденных состояний (два метастабильных и два резонансных состояния) заменены единым уровнем с концентрацией n_m . Такая схема часто используется при моделировании аргоновой плазмы и обосновывается эффективным перемешиванием этих уровней электронным ударом [208].

Осесимметричная модель индуктивно-связанной плазмы реализована с помощью пакета COMSOL Multiphysics [187]. Реализация модели строится на базе модулей «Laminar flow», «Magnetic fields», «Plasma» уравнений для концентрации электронов, плотности энергии электронов и концентрации атомов в возбужденных состояниях.

Схема разрядной камеры и расчетной области представлены на рис. 3.5.

Моделирование течения плазмообразующего газа

Для рассматриваемых в настоящей работе расходов газа до 8000 sccm число Рейнольдса не превышает 10, поэтому течение плазмообразующего газа моделируется с помощью модуля Laminar Flow. Газодинамические параметры потока плазмы ВЧИ-разряда пониженного давления рассчитываются с помощью уравнений Навье-Стокса для сжимаемых потоков:

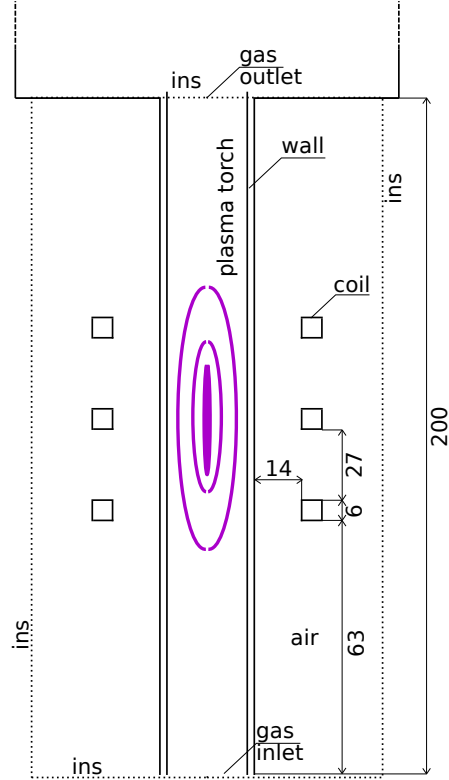


Рисунок 3.5 — Схема разрядной камеры, обозначения границ и геометрия расчетной области двумерной осесимметричной модели. Размеры даны в мм, подача аргона происходит с нижнего торца трубки, на верхнем торце задано постоянное давление (граничное условие откачки газа). В центре (фиолетовыми линиями) схематично изображен плазменный сгусток.

$$\rho_n \frac{\partial \mathbf{v}_a}{\partial t} + \rho_n (\mathbf{v}_a \cdot \nabla) \mathbf{v}_a = \nabla \cdot [-p \mathbf{I} + \mathbf{K}] + \mathbf{F}, \quad (3.60)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_a) = 0, \quad (3.61)$$

$$\mathbf{K} = \mu (\nabla \mathbf{v}_a + (\nabla \mathbf{v}_a)^T) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \mathbf{v}_a) \mathbf{I}, \quad (3.62)$$

плотность рассчитывается из уравнения Менделеева-Клайперона:

$$\rho_n = \frac{p M_n}{R T}. \quad (3.63)$$

Здесь $\mathbf{I}$ — единичный тензор, p — давление, ρ_n — плотность газа, $\mathbf{v}$ — скорость газа, μ — динамическая вязкость, R — газовая постоянная, M_n — молярная масса.

Граничные условия для уравнений Навье-Стокса следующие: На входной границе "inlet" рассчитывается скорость газа, исходя из значения массового расхода:

$$-\int_{\partial\Theta} \rho_n(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})dS = m, \quad (3.64)$$

где m - массовый поток газа, $\mathbf{n}$ - вектор нормали, $\mathbf{v}$ - вектор скорости потока, задаваемый пуазейлевским профилем течения.

На выходной границе "outlet" устанавливается постоянное давление, которое, затем итерационно корректируется по данным на входе в модель струи. На оси симметрии ставятся условия симметрии, на стенках разрядной камеры ставится нулевая скорость.

Модель высокочастотного электромагнитного поля, газа заряженных и метастабильных частиц

Для приведения периодичных во времени уравнений Максвелла, решаемого COMSOL Multiphysics (модуль Magnetic Fields), используется модифицированный закон Ампера, включающий в себя токи смещения:

$$\begin{aligned} (-i\omega\sigma - \omega^2\epsilon_0)\mathbf{A} + \nabla \times (\mu^{-1}\nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) - \sigma\mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) &= 0, \\ \mathbf{E}_{\text{curl}} &= -i\omega\mathbf{A}, \end{aligned} \quad (3.65)$$

где i - мнимая единица, ω - циклическая частота, σ - электропроводность, ϵ_0 - электрическая постоянная, μ_0 - магнитная постоянная, $\mathbf{M}$ - вектор намагниченности, $\mathbf{E}_{\text{curl}}$ - вихревая составляющая напряженности электрического поля.

Необходимо указать, что область решения для ЭМП расширяется, в связи с необходимостью учета индуктора (на границе "ins" ставится условие "изоляции" $(\mathbf{n} \times \mathbf{A})|_{\text{ins}} = 0$), на индукторе задается мощность, на оси симметрии — условие симметрии, рис. 3.5)

Уравнения для концентрации электронов, ионов, энергии электронов и атомов в возбужденном состоянии имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e = R_e - \nabla \cdot (\mathbf{v}_a n_e), \quad (3.66)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \Gamma_\varepsilon = S_{en} - \nabla \cdot (\mathbf{v}_a n_\varepsilon) + \sigma E^2 n_e / e, \quad (3.67)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \Gamma_i = R_e - \nabla \cdot (\mathbf{v}_a n_i), \quad (3.68)$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} - \nabla D_m \nabla n_m = \nu_{c2} n_e - \nu_{c4} n_m - \nabla \cdot (\mathbf{v}_a n_e), \quad (3.69)$$

$$\rho_n C_p \frac{\partial T_a}{\partial t} + \rho_n C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \mathbf{q}_{hf} = Q, \quad (3.70)$$

здесь C_p - теплоемкость несущего газа, $\mathbf{q}_{hf}$ - вектор потока тепла, Q - источник тепла. Вектор скорости $\mathbf{u}$ получен из уравнений Навье-Стокса (3.62), n_e - плотность электронов, n_i - концентрация ионов, t - время, $R_e = \nu_{c3} n_e + \nu_{c4} n_m$ - источник электронов, который представляет собой сумму реакций ионизации, ν_{c3} , ν_{c4} - частоты ионизации для реакции 3 и 4 (табл. 3.2), n_m - плотность возбужденных состояний, $n_\varepsilon = (3/2)k_B T_e \cdot n_e$ - плотность энергии электронов, $S_{en} = \nu_c \delta_{\varepsilon 1} n_\varepsilon + \nu_{c2} \delta_{\varepsilon 2} n_e + \nu_{c3} \delta_{\varepsilon 3} n_e + \nu_{c4} \delta_{\varepsilon 4} n_m$ - потери энергии электронов при столкновениях во всех реакциях, $\delta_{\varepsilon 2-4}$ - потеря энергии для соответствующей реакции, ν_c - частота упругих столкновений, k_B - постоянная Больцмана, T_a - температура несущего газа (в данной модели начальная температура $T_a = 300$ K), e - элементарный заряд, D_m - коэффициент диффузии возбужденных атомов. При проведении сопряженных расчетов разрядной камеры и плазменной струи, используется расширенный набор реакций из табл. 3.1.

Потоки Γ_e , Γ_i и Γ_ε имеют вид:

$$\Gamma_e = -(b_e \mathbf{E}_p) n_e - D_e \nabla n_e, \quad (3.71)$$

$$\Gamma_i = (b_i \mathbf{E}_p) n_i - D_i \nabla n_i, \quad (3.72)$$

$$\Gamma_\varepsilon = -(b_\varepsilon \mathbf{E}_p) n_\varepsilon - D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon, \quad (3.73)$$

где $\mathbf{E}_p$ - потенциальная составляющая электрического поля (считается, что усреднение по времени по вихревому электрическому полю дает ноль), b_e -

подвижность электронов, D_e – коэффициент диффузии электронов, b_i – подвижность ионов, D_i – коэффициент диффузии ионов, b_ε – коэффициент пропорциональности между дрейфовым переносом энергии и приложенным электрическим полем (энергетическая подвижность), D_ε – коэффициент диффузии энергии электронов.

На стенке разрядной трубки "wall" граничные условия для потоков частиц и энергии выглядят следующим образом:

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_e|_{wall} = \left(\frac{1}{2}v_e n_e\right) - \sum \gamma_j (\Gamma_j \cdot \mathbf{n}), \quad (3.74)$$

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_\varepsilon|_{wall} = \left(\frac{5}{6}v_e n_\varepsilon\right) - \sum \gamma_j \varepsilon_j (\Gamma_j \cdot \mathbf{n}), \quad (3.75)$$

$$- \mathbf{n} \cdot \rho \omega_p (\mathbf{v}_p + \mathbf{u}) = \Gamma_i, \quad (3.76)$$

где v_e – средняя хаотическая скорость электрона, v_p – мультикомпонентная скорость диффузии для ионов, ω_p – массовая доля ионов, ρ – плотность смеси, γ_j – коэффициент вторичной эмиссии электронов с поверхности, $\mathbf{n}$ – единичный вектор нормали, ε – средняя энергия.

На выходной границе "outlet" разрядной области формулируются "мягкие" краевые условия:

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_e|_{outlet} = 0, \quad (3.77)$$

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_\varepsilon|_{outlet} = 0, \quad (3.78)$$

$$- \mathbf{n} \cdot \rho \omega_p \mathbf{v}_p|_{outlet} = 0. \quad (3.79)$$

Начальные условия задаются следующим образом:

$$\begin{aligned} n_e(0, \mathbf{r}) &= 10^{15} \text{ 1/м}^3, & n_p(0, \mathbf{r}) &= 10^{15} \text{ 1/м}^3, \\ n_m(0, \mathbf{r}) &= 10^{15} \text{ 1/м}^3, & n_\varepsilon(0, \mathbf{r}) &= 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ/м}^3. \end{aligned}$$

Ключевым моментом в исследовании расчетной модели является описание реакций, проходящих в плазменной системе и при движении плазменного потока, а также компонентов этих реакций. В программе задается химическая формула соответствующего типа реакции, скорость реакции зависит от порядка реакции и молярной концентрации каждого вида. В компактной форме уравнение для j-й скорости реакции выглядит следую-

Таблица 3.2 — Таблица реакций, использованных при моделировании. Ar^* относится к возбужденным состояниям $\text{Ar}(4s)$. Для каждой реакции приведены потери энергии ($\Delta\varepsilon_j$) [эВ] и частота реакции ν_{cj} [1/с], ($j = 1, 2, 3, 4$)

No.	Процесс	Реакция	$\Delta\varepsilon_j$ [эВ]	ν_{cj}
1	Упругие соударения	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}$		ν_c
2	Первичное возбуждение	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}^*$	11.55	ν_{c2}
3	Первичная ионизация	$e + \text{Ar} \Rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	15.76	ν_{c3}
4	Ступенчатая ионизация	$e + \text{Ar}^* \Rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	4.21	ν_{c4}

щим образом:

$$r_j = k_{f,j} \prod_{k=1}^Q c_k^{\nu_{k,j}}, \quad (3.80)$$

$$k_f = \gamma \int_0^\infty \varepsilon \sigma_k(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.81)$$

где c_k — молярная концентрация k -го сорта газа [моль/м³], $k_{f,j}$ — коэффициент скорости j -й реакции (в [1/с] для первого порядка реакций, [м³/(моль·с)] для реакций второго порядка или [м⁶/(моль²·с)] для реакций третьего порядка), $\nu_{k,j}$ — стехиометрическая матрица, соответствующая прямым реакциям, $\gamma = \sqrt{2e/m_e}$, m_e — масса электрона, σ_k — сечение столкновений k -й реакции, $f_e(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям.

Коэффициенты переноса электронов и ионов рассчитываются с помощью функции распределения электронов по энергиям:

$$D_e = \frac{\gamma}{3N_n} \int \frac{\varepsilon}{\sigma_{cs}(\varepsilon)} f_e(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.82)$$

$$b_e = -\frac{\gamma}{3N_n} \int \frac{\varepsilon}{\sigma_{cs}(\varepsilon)} \frac{df_e(\varepsilon)}{d\varepsilon} d\varepsilon, \quad (3.83)$$

$$D_i = \frac{k_B T_a b_i}{e}, \quad (3.84)$$

$$b_i = \frac{e}{m_a \nu_{cp}}, \quad (3.85)$$

где $N_n = p/(k_B T_a)$ — концентрация нейтрального газа, ε — энергия электронов, $\sigma_{cs}(\varepsilon)$ — транспортное сечение рассеяния электронов на атомах,

зависящее от энергии, из базы данных PHELPS [215], ν_{cp} - частота упругих соударений ионов с нейтральными атомами, $f_e(\varepsilon)$ – функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ).

Для энергии электронов и компонент переноса возбужденных состояний, рассчитанных из b_e и температуры электронов T_e , выражения выглядят следующим образом:

$$b_\varepsilon = \frac{5}{3}b_e, \quad (3.86)$$

$$D_\varepsilon = b_\varepsilon T_e, \quad (3.87)$$

$$D_m = \frac{kT}{m_a \nu_c}, \quad (3.88)$$

где $T_e = 2/3\langle\varepsilon\rangle$, $\langle\varepsilon\rangle = n_\varepsilon/n_e$ – средняя энергия и $m_a = 6,68 \cdot 10^{-26}$ кг – масса аргона.

Частоты упругих и неупругих столкновений, используемые для расчета n_ε также получены из ФРЭЭ и данных поперечного сечения:

$$\nu_c = \gamma N_n \int \varepsilon \sigma_{cs}(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.89)$$

$$\nu_{c2} = \gamma N_n \int \varepsilon \sigma_{cs2}(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.90)$$

$$\nu_{c3} = \gamma N_n \int \varepsilon \sigma_{cs3}(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.91)$$

$$\nu_{c4} = \gamma n_m \int \varepsilon \sigma_{cs4}(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.92)$$

$\sigma_{cs}(\varepsilon)$ - $\sigma_{cs4}(\varepsilon)$ – функции поперечных сечений реакций, указанных в таблице 3.2.

В модели существует возможность учета ФРЭЭ как в максвелловском виде, так и расчета немаксвелловской ФРЭЭ в зависимости от степени отклонения ФРЭЭ от максвелловской, оцениваемой при заданной частоте генератора по выражениям (3.20). Для случая расчета ФРЭЭ с использованием распределения Максвелла используются выражения:

$$f_e(\varepsilon) = \langle\varepsilon\rangle^{-3/2} \beta_1 \exp\left(\frac{-\varepsilon\beta_2}{\langle\varepsilon\rangle}\right), \quad (3.93)$$

$$\beta_1 = 3^{3/2} 2^{-1/2} \pi^{-1/2}, \quad \beta_2 = 3/2. \quad (3.94)$$

Для случая расчета ФРЭЭ с учетом влияния электромагнитного поля решается уравнение Больцмана для определения ФРЭЭ (3.17).

Таким образом, сформулирована система краевых задач для ВЧИ-разряда пониженного давления с продувом газа в разрядной камере.

3.4.2 Модель плазменной струи ВЧИ-разряда пониженного давления

Математическая модель струи ВЧИ-разряда пониженного давления состоит из нескольких взаимосвязанных систем, описывающих, соответственно, течение несущего газа, распределение ЭМП, динамику заряженных и нейтральных частиц – как в невозмущенной струе, так и при взаимодействии с твердым телом.

Модель включает в себя кинетическое уравнение Больцмана, описывающее функцию распределения нейтральных атомов, уравнения неразрывности электронного, ионного газа и метастабильных частиц, уравнение сохранения энергии электронного газа и уравнения Максвелла. В данном разделе нижним индексом "in" будем обозначать выходную границу разрядной камеры, которая соответствует входной границе вакуумной камеры.

После определения процессов, проходящих в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления, запишем систему краевых задач. Для этого, ввиду того, что размеры входного отверстия много меньше длины волны исследуемого диапазона, а взаимодействие токов Фуко в базовой плите с полем в плазме отсутствует [212, 213], пренебрежем токами Фуко в плите и дифракцией поля. Тогда система уравнений и граничных условий, определяющих характеристики плазменной струи при наличии твердого тела в потоке, имеет следующий вид.

- 1) Нейтральная компонента

Нейтральная компонента струи ВЧ-плазмы пониженного давления описывается уравнением Больцмана

$$\frac{\partial f_g}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \frac{\partial f_g}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\tilde{\mathbf{F}}}{m_a} \cdot \frac{\partial f_g}{\partial \mathbf{c}} = S(f_g), \quad (3.95)$$

$$f_g(\mathbf{w}, \mathbf{r}, 0) = f_{g0}(\mathbf{w}, \mathbf{r}), f_g(\mathbf{w}, \mathbf{r}_\Omega, t) = f_{g0}(\mathbf{w}, \mathbf{r}_\Omega), - \int_{\partial\Omega_{in}} \rho_n(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = m. \quad (3.96)$$

2) Электронная температура

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e}{\partial t} - \operatorname{div} \left(\lambda_e \operatorname{grad} T_e - \frac{5}{2} k_B T_e n_e \mathbf{v}_e \right) + \frac{3}{2} k_B \delta \nu_c n_e (T_e - T_a) = \\ = \mathbf{j} \mathbf{E}_j - k_1 n_a E_I n_e - I_1 k_3 n_m n_e, \end{aligned} \quad (3.97)$$

$$\left\{ \frac{\partial T_e}{\partial \mathbf{n}} - \frac{1}{2} \left[\ln \left(\frac{m_a}{2\pi m_e} - 1 \right) \right] \frac{n_e (k_B T_e)^{3/2}}{\lambda_e m_e^{1/2}} \right\} \Big|_{out, vw, pl, body} = 0, \quad (3.98)$$

$$\frac{\partial T_e|_{body}}{\partial \mathbf{n}} = 0, T_e|_{in} = T_{e-in} \quad (3.99)$$

3) Вихревая компонента ВЧ-поля

$$\left(\Delta - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E}_{RF}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t). \quad (3.100)$$

Пренебрегая токами Фуко и применяя метод комплексных амплитуд, получим уравнение для действительной и мнимой частей вихревой компоненты электрического поля

$$\Delta \mathbf{E}_{Re}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mu \varepsilon_0 \varepsilon \omega^2 \mathbf{E}_{Re}(\mathbf{r}) + \sigma \mu_0 \omega \mathbf{E}_{Im}(\mathbf{r}), \quad (3.101)$$

$$\Delta \mathbf{E}_{Im}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mu \varepsilon_0 \varepsilon \omega^2 \mathbf{E}_{Im}(\mathbf{r}) - \sigma \mu_0 \omega \mathbf{E}_{Re}(\mathbf{r}). \quad (3.102)$$

Граничные условия для напряженности вихревой компоненты электрического поля имеют вид

$$\mathbf{E}_{RF}|_{in, out, vw, pl} = -i\omega \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \int_{\Omega} \frac{\mathbf{j}(\mathbf{s})}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}|} d^3 \mathbf{s}. \quad (3.103)$$

4) Амбиполярная компонента ВЧ-поля

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi_{amb}}{\partial t^2} + \Delta \varphi_{amb} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), \quad (3.104)$$

$$\mathbf{E}_{amb} = -\nabla \varphi_{amb} - \frac{\partial \mathbf{A}_{amb}}{\partial t}, \quad (3.105)$$

$$\square \mathbf{A}_{amb} = -e(n_i - n_e)b_e \mathbf{E}_{amb}, \quad (3.106)$$

$$\square = \Delta - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}. \quad (3.107)$$

$$\varphi_{amb}|_{\Omega} = 0, \quad (3.108)$$

5) Потенциальная компонента ВЧ-поля

$$\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \nabla(\varepsilon \nabla \varphi) = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), \quad (3.109)$$

$$\mathbf{E}_{cap} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}_{cap}}{\partial t}, \quad (3.110)$$

$$\square \mathbf{A}_{cap} = -\mu_0 \mathbf{j}; \quad (3.111)$$

$$\varphi|_{\text{out}, \text{vw}, \text{pl}} = 0, \quad \varphi|_{\text{in}} = \varphi_{in}, \quad (3.112)$$

На границе «плазменная струя — твердое тело» установлен потенциал в соответствии с формулой Бома

$$\varphi|_{\text{body}} = \frac{kT_e}{e} \ln \left(1.4 \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right) \quad (3.113)$$

6) Концентрация электронов

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} - \nabla \cdot (D_e \nabla n_e - \mathbf{v}_a n_e + b_e \mathbf{E}_0 n_e) = \\ = k_1 n_e n_a + k_2 n_m^2 + k_3 n_m n_e - k_4 n_e n_i - k_5 n_e^2 n_i, \end{aligned} \quad (3.114)$$

$$n_e|_{\text{in}} = n_{e-in}, \quad n_e|_{\text{out}} = n_e|_{\text{vw}, \text{pl}} = 0, \quad (3.115)$$

$$(-D_e \nabla n_e - b_e \mathbf{E}_0 n_e)|_{\text{body}} = \gamma_i \Gamma_i \quad (3.116)$$

Коэффициенты D_e, b_e определяются согласно системе (3.20) для нахождения ФРЭЭ, γ_i - коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии.

Для нахождения частоты соударений используются следующие соотношения [113]

$$\nu_c = n_a g_{12} < \sigma_{fi} >, \quad (3.117)$$

$$g_{12} = \iint_{\Omega} |\mathbf{c} - \mathbf{w}| \mathbf{f}(\mathbf{c}) \mathbf{f}_n(\mathbf{w}) d^3 \mathbf{c} d^3 \mathbf{w},$$

где v - модуль скорости электронов, v_i - средняя скорость движения ионов, σ - полное сечение процесса, f - функция распределения электронов по скоростям, f_n - функция распределения нейтрального газа, c, w - скорости частиц электронов и нейтрального газа, g_{12} - относительная скорость, σ_m - сечение упругих столкновений для электронов с передачей импульса, $< \sigma_{fi} >$ - усредненное сечение ионизации, f_{oo} - Максвелловская функция распределения, $\square$ - оператор Д'Аламбера, W_i - энергия ионов.

$$W_i = m_i v_i^2 / 2. \quad (3.118)$$

7) Концентрация ионов

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} - \nabla \cdot (D_i \nabla n_i - \mathbf{v}_a n_i - b_i \mathbf{E}_0 n_i) = \\ = k_1 n_e n_a + k_2 n_m^2 + k_3 n_m n_e - k_4 n_e n_i - k_5 n_e^2 n_i, \end{aligned} \quad (3.119)$$

$$n_i|_{\text{in}} = n_{i-\text{in}}, \quad \frac{\partial n_i|_{\text{vw, out, pl}}}{\partial \bar{n}} = 0, \quad (3.120)$$

$$\left(D_i \frac{\partial n_i}{\partial \mathbf{n}} + b_i \mathbf{E}_0 n_i \right) \Big|_{\text{body}} = \frac{n_i \mathbf{v}_i}{4} \quad (3.121)$$

8) Концентрация метастабилей

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_m}{\partial t} - \nabla \cdot (D_m \nabla n_m - \mathbf{v}_a n_m) = \\ = k_6 n_e n_a - k_2 n_m^2 - k_3 n_m n_e - k_7 n_m - k_8 n_m n_a - k_9 n_m. \end{aligned} \quad (3.122)$$

$$n_m|_{\text{in}} = n_{m-in}, \quad \frac{\partial n_m|_{\text{vw,out,body,pl}}}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad (3.123)$$

Скорости электронов и ионов, токи электронов, ионов и смещения, напряженности полей задаются следующими соотношениями

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_a - (D_e/n_e) \nabla n_e - b_e \mathbf{E}_0 n_e, \quad \mathbf{v}_i = \mathbf{v}_a - (D_i/n_i) \nabla n_i + b_i \mathbf{E}_0 n_i \quad (3.124)$$

$$\mathbf{j}_e = e \Gamma_e = e n_e \mathbf{v}_e, \quad \mathbf{j}_i = e \Gamma_i = e n_i \mathbf{v}_i \quad (3.125)$$

$$\mathbf{j}_{bias} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_{cap}}{\partial t}, \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i + \mathbf{j}_{bias} \quad (3.126)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{RF} + \mathbf{E}_{cap} + \mathbf{E}_{amb}; \quad \mathbf{E}_j = \mathbf{E}_{RF} + \mathbf{E}_{cap}; \quad (3.127)$$

$$\mathbf{E}_{RF} = \mathbf{E}_{Re} + i \mathbf{E}_{Im}; \quad \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_{cap} + \mathbf{E}_{amb}. \quad (3.128)$$

9) Замыкающие соотношения

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_a(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{w} f_g(\mathbf{w}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{w}, \quad p_a = n_a k_B T_a, \quad \sigma = \frac{n_e e^2 \nu_c}{m_e (\nu_c^2 + \omega^2)}, \quad (3.129) \\ T_a = \frac{m_a \overline{\mathbf{c}^2}}{3k_B} = \frac{m_a}{3k_B} \left(\overline{\mathbf{w}^2} - \mathbf{v}_a^2 \right), \quad \overline{\mathbf{w}^2} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{w}^2 f_g(\mathbf{w}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{w}, \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{n}$ - вектор нормали, i - мнимая единица; $\mathbf{j}_{coil}$ - ток индуктора, $\mathbf{j}_e$ - плотность тока электронов в плазме, $\mathbf{j}_i$ - плотность тока ионов в плазме, $\mathbf{j}_{bias}$ - плотность тока электрического смещения, m_a - масса нейтрального атома, m_e - масса электрона, p - давление плазмообразующего газа, $\mathbf{r}$ - вектор координат в фазовом пространстве и в лабораторной системе координат, t -

время, T_a - температура плазмообразующего газа, T_{room} - комнатная температура, $\mathbf{v}_a$ - скорость плазмообразующего газа, $\mathbf{v}_e$ - скорость электронного газа, $\Delta = \frac{m_e}{2m_a}$ - доля энергии, передаваемой электронами в упругих столкновениях атомам и ионам, $\pi \approx 3,14159$ - число Пифагора; σ - проводимость плазмы, $\omega = 2\pi f$ - циклическая частота, Ω - область разряда, V - потенциал на индукторе, λ_D - радиус Дебая, n_a - концентрация плазмообразующего газа, $\mathbf{E}_{RF}$ - напряженность вихревой компоненты электрического поля, $\mathbf{E}_{cap}$ - напряженность потенциальной компоненты электрического поля, $\mathbf{E}_{amb}$ - напряженность амбиполярной компоненты электрического поля.

После расчета параметров плазменной струи с учетом обтекания твердого тела, происходит уточнение параметров струйного ВЧИ-разряда за счет учета слоя положительного заряда (СПЗ) и приповерхностного слоя у границы образца. Далее перейдем к построению модели СПЗ.

3.4.3 Модель слоя положительного заряда

Резкой границы между ВЧИ-плазменной струей и СПЗ нет. Ориентировочно граница СПЗ может быть определена как амплитуда колебаний электронов в ВЧ-электрическом поле $A_e = eE_a/m_e\omega\sqrt{\omega^2 + \nu_m^2}$. В рассматриваемых в настоящей работе условиях $A_e = (3 - 5) \cdot 10^{-3}$ м в зависимости от давления и расхода газа, мощности разряда, частоты поля, вида плазмообразующего газа. Между этой границей и невозмущенным потоком есть переходная область, называемая предслоем, в которой нарушена электро-нейтральность (рис. 3.6).

Обозначим расчетную границу «СПЗ-плазменная струя» sh (от слова sheath), область СПЗ Ω_{sh} , область всей вакуумной камеры - Ω_v . Для плавного сопряжения характеристик плазменной струи и области СПЗ границу расчетной области выберем на расстоянии $d_{sh} = (5 - 10) \cdot A_e$ от поверхности образца. При таком размере расчетной области выполнены приведенные выше оценки характерных масштабов элементарных процессов, поэтому характеристики СПЗ могут быть описаны теми же уравнениями, что и параметры плазменной струи, т.е. (3.109), (3.97), (3.114), (3.119). Дополнительных источников ВЧ-электромагнитного поля в СПЗ нет, поэтому уточ-

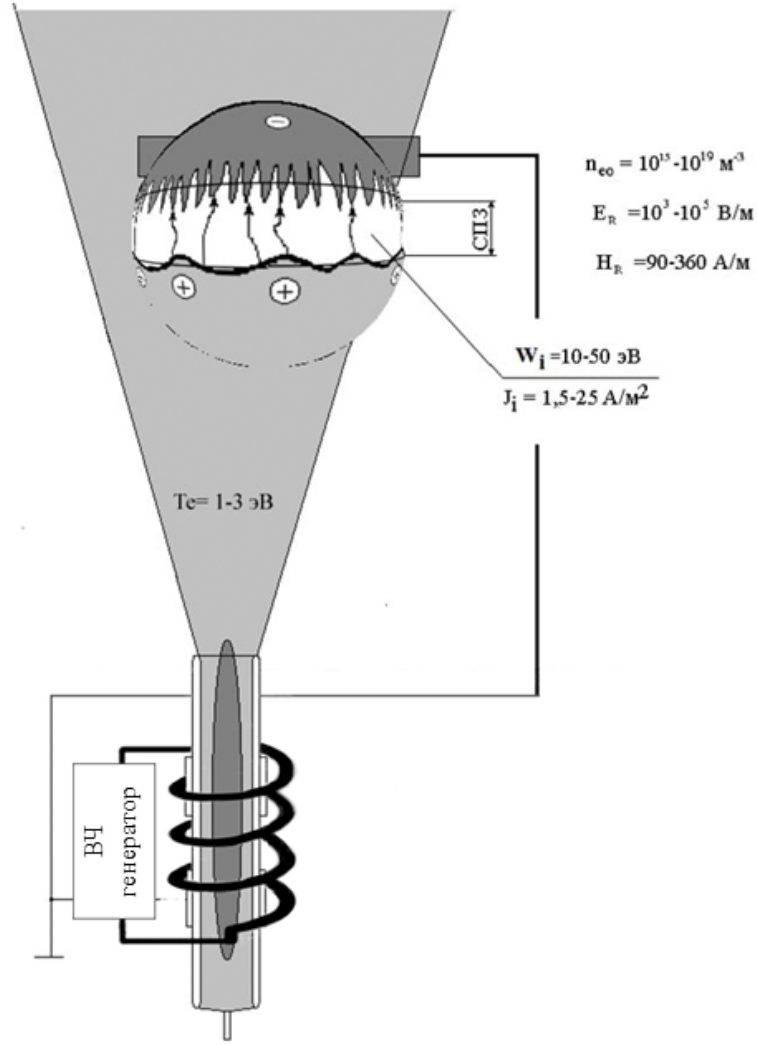


Рисунок 3.6 — Схема СПЗ в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления при наличии твердого тела.

нения решений уравнений для ВЧ-компонент электромагнитного поля не требуются.

Для уравнений (3.109), (3.97), (3.114), (3.119) условия на границе СПЗ имеют вид:

$$n_e(r,0)|_{\Omega_{sh}} = n_e(r,t_1)|_{\Omega_v \cap \Omega_{sh}}, \quad (3.130)$$

$$n_i(r,0)|_{\Omega_{sh}} = n_i(r,t_1)|_{\Omega_{sh}}, \quad (3.131)$$

$$n_m(r,0)|_{\Omega_{sh}} = n_m(r,t_1)|_{\Omega_{sh}}, \quad (3.132)$$

$$[n_e]|_{sh} = [\Gamma_e]|_{sh} = 0, [n_i]|_{sh} = [\Gamma_i]|_{sh} = 0, [n_m]|_{sh} = [\Gamma_m]|_{sh} = 0, \quad (3.133)$$

$$T_e(r, 0)|_{\Omega_{sh}} = T_e(r, t_1)|_{\Omega_v \cap \Omega_{sh}}, [T_e]|_{sh} = [\Gamma_{T_e}]|_{sh} = 0, \quad (3.134)$$

где $\Gamma_{T_e} = -D_e \nabla T_e + \frac{5}{2} k_B T_e n_e v_e$, $[n_s]$ означает разность значений функции n_s с внутренней и внешней стороны границы области. Для остальных уравнений СПЗ начальные и граничные условия формулируются аналогично:

$$\varphi(r_{\Omega_{sh}}, 0) = \varphi(r_{\Omega_v \cap \Omega_{sh}}, t_1), \quad (3.135)$$

$$\frac{\partial \varphi(r_{\Omega_{sh}}, 0)}{\partial t} = \frac{\partial \varphi(r_{\Omega_v \cap \Omega_{sh}}, 0)}{\partial t}, [\varphi]|_{sh} = 0, \varphi_{sp} = \varphi_{fl}(t), \quad (3.136)$$

$$\mathbf{A}(r_{\Omega_{sh}}, 0) = \mathbf{A}(r_{\Omega_v \cap \Omega_{sh}}, t_1), \quad (3.137)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}(r_{\Omega_v \cap \Omega_{sh}}, 0)}{\partial t} = 0, [(\mathbf{A} \times \mathbf{n})]|_{sh} = (\mathbf{A} \times \mathbf{n})_{sp} = 0. \quad (3.138)$$

В граничные условия для потенциала электрического поля входит мгновенное значение потенциала образца $\varphi_{fl}(t)$, который динамически изменяется вследствие качаний электронного газа в ВЧ-электрическом поле. Мгновенные значения потенциала образца $\varphi_{fl}(t)$ определяется динамикой плотности поверхностного заряда $\sigma_s(t)$ по формуле $\varphi_{fl}(t) = \sigma_s(t) \lambda_D / 2\epsilon_0$. Поверхностная плотность заряда находится из уравнения

$$\frac{d\sigma_s}{dt} = e(\Gamma_i(1 + \gamma_i) - \Gamma_e), \quad \sigma_s(0) = \frac{2\epsilon_0 \varphi_{fl}}{\lambda_D}. \quad (3.139)$$

3.4.4 Модель приповерхностного слоя

Приповерхностный слой $\Omega_{dl} \cup \Omega_{sh}$ не имеет резкой границы с СПЗ, точно также, как нет резкой границы СПЗ с плазменной струей. За толщину приповерхностного слоя обычно принимают дебаевскую длину, которая в ВЧИ-разряде пониженного давления оценивается величиной $\lambda_D = (3 - 7) \cdot 10^{-5}$ м в зависимости от электронной температуры. Длина свободного пробега ионов в плазме ВЧИ-разряда пониженного давления $l_i \sim 3 \cdot 10^{-4}$ м. Для плавного сопряжения приповерхностного дебаевского слоя и СПЗ границу расчетной области выберем на расстоянии $d_{dl} = 5\lambda_D$ от поверхно-

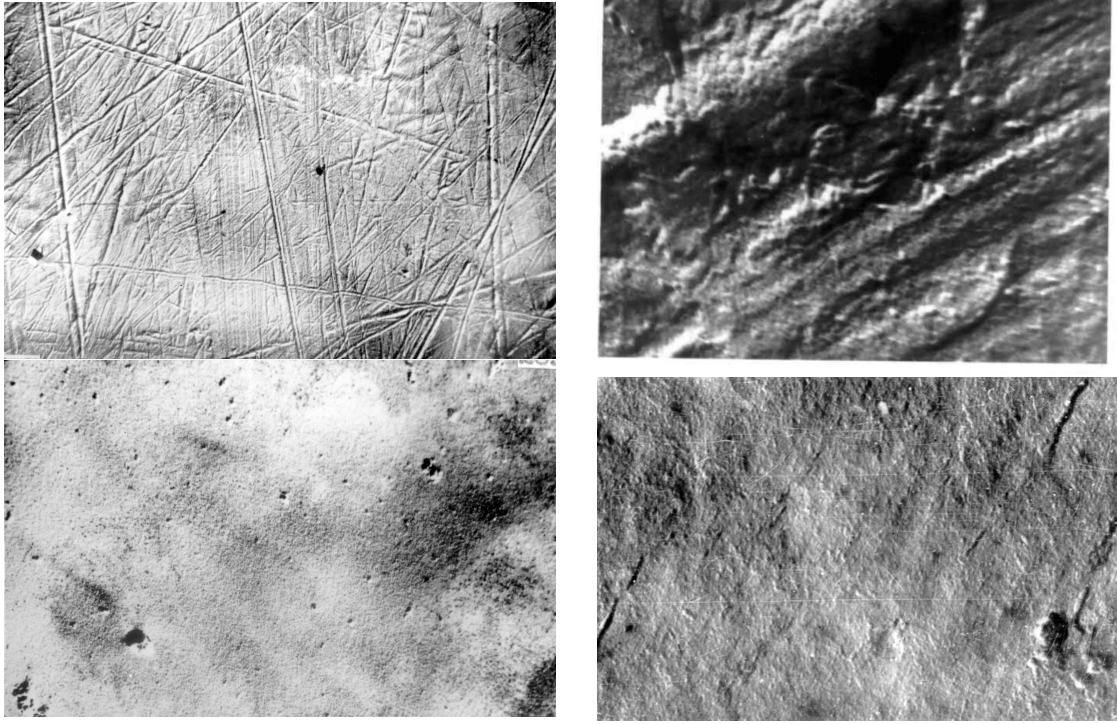


Рисунок 3.7 — а) Фотографии поверхности сапфира ($\times 28000$): (а) до обработки, $R_a = 0,08$ мкм, (б) после обработки, $R_a = 0,01 - 0,02$ мкм. б) Фотографии поверхности титана ($\times 28000$): (а) до обработки, $R_a = 1,25$ мкм, (б) после обработки, $R_a = 0,32$ мкм.

сти образца. В этом случае приповерхностный слой является бесстолкновительным для движения ионов.

Будем считать, что уравнения системы СПЗ записаны в локальной декартовой системе координат, связанной с поверхностью твердого тела, так что плоскость xOy находится на поверхности тела, а ось Oz направлена к плазме.

Поверхность обрабатываемых в плазме твердых тел имеет определенный профиль, поэтому плотность поверхностного заряда на ней распределена неравномерно, она выше на вершинах микронеровностей (рис. 3.7).

Соответственно, электрическое поле в приповерхностном дебаевском слое также неравномерно, оно является суперпозицией электрических полей, созданных зарядами отдельных вершин

$$\mathbf{E}(r) = \Sigma_{\mu} \mathbf{E}_{\mu}(r), \quad \mathbf{E}_{\mu}(r) = -\nabla \phi(\rho_{\mu}), \quad (3.140)$$

где $\rho_\mu = |r - r_\mu|$, $r_\mu = (x_\mu, y_\mu, 0)$, ϕ - электрический потенциал заряда микронеровности.

Как показано во второй главе, при плотности ионного тока, поступающего на поверхность твердого тела в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления $J_i = 0,8 - 25$ А/м² на поверхность твердого тела поступает поток плотностью (5—150) ион/(нм² · с), Период колебаний атомов в твердом теле $\sim 10^{-13}$ с, поэтому возмущения, вызванные бомбардирующим ионом в поверхностном слое образца релаксируют к приходу следующего иона. Следовательно, в математической модели приповерхностного слоя достаточно рассмотреть движение одного иона.

В бесстолновительном приближении движение иона в приповерхностном слое описывается системой задач Коши

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{e\mathbf{E}}{m_i}, \quad (3.141)$$

$$\mathbf{v}_i(0) = (v_{x0}, v_{y0}, v_{dl0}), \quad (3.142)$$

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad (3.143)$$

$$\mathbf{r}_i(0) = (x_0, y_0, d_{dl}). \quad (3.144)$$

Решение системы (3.141)-(3.144) позволяет найти энергию иона и плотность ионного тока на поверхность образца в момент столкновения по формулам

$$W_i = \frac{m_i |\mathbf{v}_i|^2}{2}, \quad J_i = en_i v_i, \quad (3.145)$$

где n_i определяется решением системы начально-краевых задач СПЗ. Проведя серию расчетов для различных начальных положений ионов на границе приповерхностного слоя (x_0, y_0, d_{dl}) , можно найти распределение W_i и J_i по поверхности образца и их средние значения за период колебания поля. Аналогично, варьируя плотность распределения координат вершин микронеровностей $r_\mu(x_\mu, y_\mu, 0)$, получаем зависимости W_i и J_i от шероховатости.

Решение сквозной четырехуровневой математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, представленной системой начально-краевых задач и соотношений (3.27)-(3.145) позволяет исследовать закономерности формирования характеристик плазменной струи и теорети-

чески определять параметры плазменной модификации W_i и J_i в зависимости от управляющих параметров режима поддержания разряда p, G, f, P_p и расстояния от входного отверстия вакуумной камеры.

3.5 Выводы по главе

Таким образом, в главе построена единая многомасштабная математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления. В отличие от ранее рассмотренных моделей, поток в разрядной камере, плазменной струе, слой положительного заряда и приповерхностный дебаевский слой у поверхности образца рассматриваются как разномасштабные составляющие единого процесса горения разряда и взаимодействия его с твердым телом. Для описания процесса взаимодействия ВЧ-плазмы пониженного давления с поверхностью твердых тел использованы четыре разные системы задач, использующие разную степень приближения, они представляют собой четыре части единой математической модели.

В результате решения системы краевых задач для параметров струйного течения ВЧИ-разряда пониженного давления находятся пространственные распределения концентраций, температур и скоростей заряженных и нейтральных частиц, распределения векторов электрического и магнитного полей. Значения этих величин используются в качестве исходных данных для задачи расчета распределения концентраций заряженных частиц и напряженности электрического поля в СПЗ и приповерхностном слое. В результате ее решения находится энергия ионов и плотность ионного тока на поверхность образца. Решение этой подзадачи в свою очередь, используется в качестве начальных данных для приповерхностного слоя, что позволяет уточнить значение энергии ионов — второго из основных параметров ВЧ-плазменной обработки материалов при пониженном давлении.

Далее перейдем к описанию численного метода ее решения и результатов расчетов.

Глава 4. Численный метод и программный комплекс для расчета основных характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

В четвертой главе описывается алгоритм, численный метод и комплекс программ для решения задачи расчета параметров струйного ВЧИ-разряда при пониженном давлении.

Приводится описание комплекса программ, разработанного для расчета параметров струйного ВЧИ-разряда при пониженном давлении. Основные результаты главы опубликованы в работах [1–5, 7, 8, 11, 13, 16, 17, 19, 23].

Алгоритм расчета системы задач характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, реализован в виде комплекса программ для ЭВМ. Модель для расчета характеристик плазменной струи создана с помощью библиотек пакета OpenFOAM [186]. Для течения в разрядной камере - в пакете Comsol Multiphysics, для характеристик СПЗ—в пакете MatLab. Отладка программного комплекса и расчеты параметров течения проводились в ОС Linux Debian Mint v.18.0 на 18-и ядерном кластере с процессорами XEON и общей оперативной памятью 128 Гб.

4.1 Методика сквозного расчета характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

По причине разномасштабности моделей, различной структуры течения, расчет параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления делится на 4 подзадачи: расчет параметров плазмы в разрядной камере, расчет параметров в ВЧИ-плазменной струе, расчет параметров СПЗ и расчет характеристик приповерхностного дебаевского слоя, соответственно системе уравнений (3.62)–(3.139).

Сначала проводится расчет параметров в разрядной камере ВЧ-плазменной установки, на входе разрядной камеры задается расход плазмообразующего газа G , его температура T_a , частота электромагнитного поля f , мощность разряда P_p , тип плазмообразующего газа, на выходе разрядной камеры получаем значения давления $p(r, L)$, скорости $\mathbf{v}_a(r, L)$ и температу-

ры $T_a(r, L)$ плазмообразующего газа, напряженности вихревой компоненты электромагнитного поля $\mathbf{E}_{RF}(r, L)$, потенциальной составляющей электрического поля $\mathbf{E}_{cap}(r, L)$, концентрации заряженных и метастабильных частиц $n_e(r, L), n_i(r, L), n_m(r, L)$. Эти значения используются в качестве граничных условий на входе в вакуумную камеру для ВЧ-плазменной струи, с помощью которых рассчитываются распределения температуры $T(x, y, z)$, давления $p(x, y, z)$, скорости плазмообразующего газа $\mathbf{v}_a(x, y, z)$, напряженности вихревой компоненты электромагнитного поля $\mathbf{E}_{RF}(x, y, z)$, потенциала электрического поля $\varphi(x, y, z)$, концентрации заряженных и метастабильных частиц $n_e(x, y, z), n_i(x, y, z), n_m(x, y, z)$, электронной температуры $T_e(x, y, z)$, в свободной струе, истекающей в вакуумную камеру.

Полученные данные используются как начальные условия для расчета параметров струи с помещенным в нее образцом. Предполагается, что обратное влияние на граничные условия на срезе плазмотрона незначительно в соответствии с экспериментальными данными. В результате этого рассчитываются параметры струи при обтекании образца и далее они используются как начальные и граничные условия для СПЗ .

В свою очередь, результаты, полученные в СПЗ (электронная температура, энергия ионов, напряженность потенциальной компоненты электромагнитного поля) являются начальными условиями для расчета характеристик ионного потока в дебаевском слое.

Таким образом, модель является единой, а расчет — сквозным, то есть задав расход плазмообразующего газа, его температуру на входе разрядной камеры, частоту электромагнитного поля, мощность разряда, тип плазмообразующего газа, становится возможным получить характеристики ионного потока на поверхность образца. Каждая из подзадач сопрягается со следующей подзадачей. Далее разберем алгоритмы, численные методы и программы, используемые в каждой из подобластей.

4.2 Алгоритм, численный метод и программа для решения задачи в области разрядной камеры

4.2.1 Алгоритм решения задачи в области разрядной камеры

Для расчета уравнений системы (3.62)-(3.94) разработан алгоритм решения уравнений модели, функциональная блок-схема которого представлен на рисунке 4.1. Решение системы уравнений (3.62)-(3.94) позволяет получить распределения температуры $T(r, z)$, давления $p(r, z)$, скорости плазмообразующего газа $\mathbf{v}_a(r, z)$, напряженности вихревой компоненты электромагнитного поля $\mathbf{E}_{RF}(r, z)$, потенциала электрического поля $\varphi(r, z)$, концентрации заряженных и метастабильных частиц $n_e(r, z)$, $n_i(r, z)$, $n_m(r, z)$, электронной температуры $T_e(r, z)$. Схема состоит из блоков, которые описывают краевые задачи модели в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления. Переменные, получаемые при решении уравнений переходят из блока в блок, таким образом модель получается самосогласованной. Рассмотрим схему подробнее. Учтем, что в начале расчета заданы значения тока на индукторе, давления, частоты тока, граничные условия и начальные приближения.

Из блока *Уравнения Максвелла* получают данные по вихревой компоненте электрического поля $\mathbf{E}$, которая подается на вход блока решения краевой задач для *плотности энергии электронов*, откуда получается значение n_e ; затем решается уравнение для плотности электронов, ионов и уравнение Пуассона, находящееся в блоке *уравнение на плотность электронов*; в этом же блоке определяется средняя энергия ε , с помощью которой вычисляются ФРЭЭ, транспортные коэффициенты, частоты столкновений, ионизации и возбуждения атомов; дополнительно, рассчитав проводимость плазмы в блоке *Проводимость и нагрев плазмы*, *Уравнения Навье-Стокса* и *Уравнение теплопереноса*, можно получить значение удельной мощности разряда Q_r и параметров σ , p и $\mathbf{v}$, T итерация завершается и расчет повторяется, начиная с блока «Уравнения Максвелла», как описано выше.

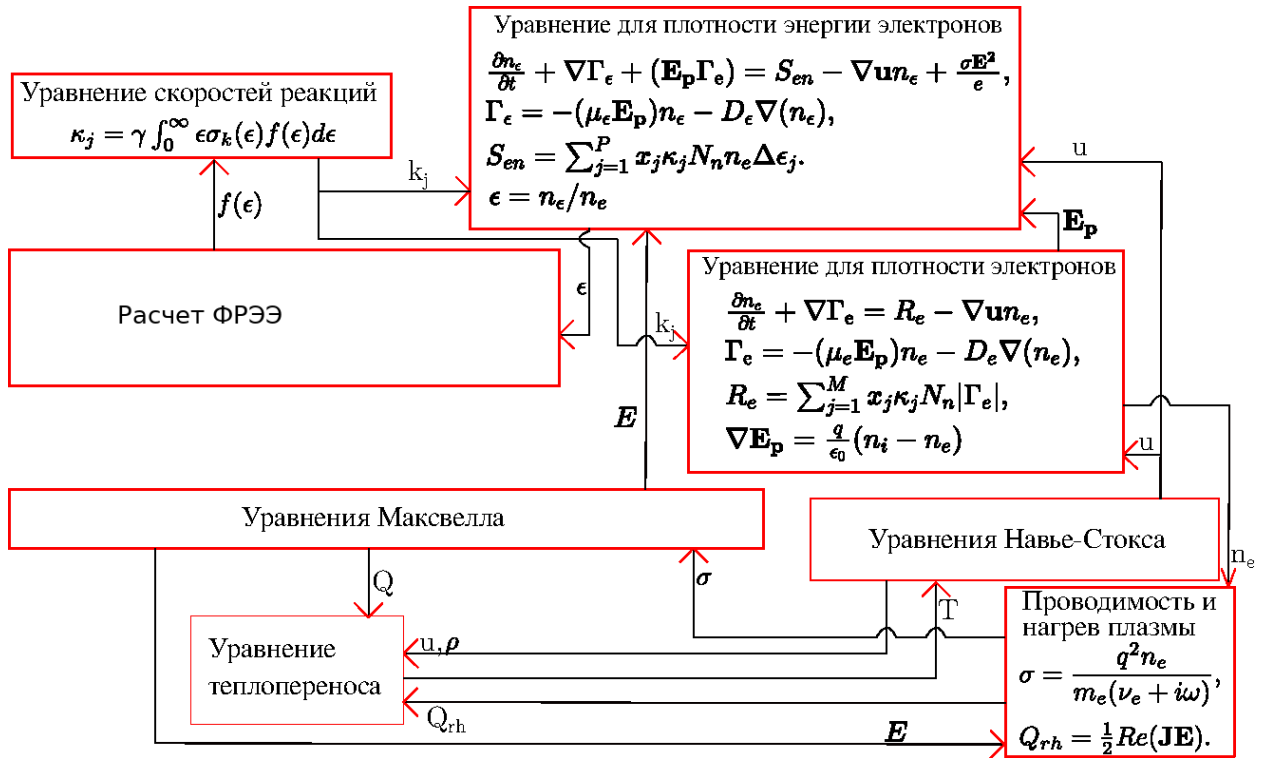


Рисунок 4.1 — Схема функциональных связей расчетных блоков задачи расчета параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного авления в разрядной камере. Основные уравнения приведены в блоках, каждый блок принимает на вход определенный набор переменных и выдает результаты расчетов в виде следующих переменных. Стрелочками обозначены переходы из одного блока уравнений в другой.

4.2.2 Численные методы, применяемые для решения задачи в области разрядной камеры

Как показано в главе 3, для расчета транспортных коэффициентов, необходимо использовать ФРЭЭ отличную от максвелловской. Поэтому, математическая модель и численные методы, используемые в пакете COMSOL, модифицированы за счет использования коэффициентов подвижности и диффузии, которые рассчитываются через функцию распределения, учитывающую приложенное ВЧ-поле, ФРЭЭ рассчитывается с помощью двухчастичного приближения уравнения Больцмана [187].

Гидродинамическая формулировка течения газоразрядной плазмы подразумевает совместное решение уравнений конвекции-диффузии для

электронной плотности (концентрация электронов), концентраций ионов и метастабильных частиц, средней энергии электронов, а также расчет уравнений Максвелла, уравнения Пуассона с учетом пространственного заряда, уравнений Навье-Стокса. Источниками энергии частиц является нагрев электронов приложенным электрическим полем и обмен энергией в столкновениях электронов с атомами и метастабильными.

При решении системы, выполняется совместный расчет нестационарной нелинейной системы с последующим анализом параметров формирования и поддержания разряда, локализации концентрации электронов и тяжелых частиц, электронной температуры, распределения токов, потенциалов полей.

Начальное пространственное распределение электронов выбирается исходя из распределения Максвелла по скоростям, и описывается локальными значениями концентрации n_e и температуры T_e .

В рамках моделирования течения жидкости или газа одним из методов для решения задач газоразрядной плазмы или вычислительной гидродинамики является метод конечных элементов [218, 219].

Основные расчётные переменные: концентрация электронов n_e , средняя энергия $\langle \varepsilon \rangle$, массовая доля каждой из тяжелых частиц m_k , электрический потенциал φ и напряженность вихревой компоненты электрического поля $\mathbf{E}_{RF}$. Концентрация тяжелых частиц определяется после задания всех плазмохимических реакций в плазме, так как уравнения записываются для массовых долей частиц относительно плазмообразующего газа. Концентрация электронов обычно имеет порядок от 10^{13} м^{-3} до 10^{20} м^{-3} , поэтому расчет выполняется в логарифмической формулировке.

В данной части работы для дискретизации задачи используется метод конечных элементов (МКЭ) с линейными базисными функциями (в терминологии COMSOL — "Finite element, log formulation (linear shape function)").

Для дискретизации задач (3.62)-(3.92) с помощью метода конечных элементов уравнения системы переформулируются в виде интегрального тождества ("слабая формулировка").

$$\int_{\Omega} \frac{\partial n_k}{\partial t} U dv - \int_{\Omega} \Gamma \cdot \nabla U dv + \int_{\partial\Omega} (\Gamma U) \mathbf{n} dS = \int_{\Omega} S_k U dv. \quad (4.1)$$

Здесь U - пробная функция, Ω - область решения, $\partial\Omega$ - область решения, S_k - источники и стоки, Γ - поток.

Третий член в левой части есть интеграл плотности потока Γ для величины n_k по всей внешней границе расчётной области $\partial\Omega$. Решение в слабой форме уравнения отвечает исходной задаче в том случае, если оно получено для произвольной пробной функции U .

Выражение для потока электронов разбивается на диффузионный и дрейфовый потоки:

$$\Gamma_e = \Gamma_e^{\mu} + \Gamma_e^{D_e}, \quad (4.2)$$

$$\Gamma_e^{\mu} = -(b_e \mathbf{E}) n_e, \quad (4.3)$$

$$\Gamma_e^{D_e} = -D_e \nabla n_e. \quad (4.4)$$

Здесь b_e, D_e есть подвижность и диффузия электронов.

Модуль Plasma, в котором производятся основные расчеты в пакете COMSOL Multiphysics описывает поток электронов и энергии в тензорном виде в полярной системе координат. В этом случае компоненты потока имеют следующий вид:

$$\Gamma_{e,r}^{\mu} = \left(b_e^{rr} \frac{\partial E_r}{\partial r} + b_e^{rz} \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) n_e, \quad (4.5)$$

$$\Gamma_{e,z}^{\mu} = \left(b_e^{zr} \frac{\partial E_r}{\partial r} + b_e^{zz} \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) n_e, \quad (4.6)$$

где $\Gamma_{e,r}^{\mu}, \Gamma_{e,z}^{\mu}$ - соответственно, индексы r, z - компоненты Γ_e^{μ} , $b_e^{rr} = b_e^{zz} = b_e$, $b_e^{rz} = b_e^{zr} = 0$ - компоненты тензора подвижности в цилиндрической системе координат.

Для $\Gamma_e^{D_e}$ компоненты будут выглядеть следующим образом (при $r < 0,001h$, где h - размер шага (сетки)):

$$\Gamma_{e,r}^{D_e} = -n_e \left(D_e^{rr} \frac{\partial N_e}{\partial r} + D_e^{rz} \frac{\partial N_e}{\partial z} + 2 \frac{\partial D_e^{rr}}{\partial r} + \frac{\partial D_e^{rz}}{\partial z} \right), \quad (4.7)$$

$$\Gamma_{e,z}^{D_e} = -n_e \left(D_e^{zr} \frac{\partial N_e}{\partial r} + D_e^{zz} \frac{\partial N_e}{\partial z} + 2 \frac{\partial D_e^{zr}}{\partial r} + \frac{\partial D_e^{zz}}{\partial z} \right), \quad (4.8)$$

где $N_e = \ln(n_e)$, $D_e^{rr} = D_e^{zz} = D_e$, $D_e^{rz} = D_e^{zr} = 0$ - компоненты тензора диффузии в цилиндрической системе координат.

При $r > 0,001h$ компоненты потоков принимают вид:

$$\Gamma_{e,r}^{D_e} = -n_e \left(D_e^{rr} \frac{\partial N_e}{\partial r} + D_e^{rz} \frac{\partial N_e}{\partial z} + \frac{\partial D_e^{rr}}{\partial r} + \frac{D_e^{rr}}{r} + \frac{\partial D_e^{rz}}{\partial z} \right), \quad (4.9)$$

$$\Gamma_{e,z}^{D_e} = -n_e \left(D_e^{zr} \frac{\partial N_e}{\partial r} + D_e^{zz} \frac{\partial N_e}{\partial z} + \frac{\partial D_e^{zr}}{\partial r} + \frac{D_e^{zr}}{r} + \frac{\partial D_e^{zz}}{\partial z} \right). \quad (4.10)$$

Следует также заметить, что диффузионный и дрейфовый потоки электронов записываются покомпонентно.

Аналогично можно записать выражения для компонент потока энергии электронов Γ_ε :

$$\Gamma_{\varepsilon,r} = \Gamma_{\varepsilon,r}^{\mu_\varepsilon} + \Gamma_{\varepsilon,r}^{D_\varepsilon}, \quad (4.11)$$

$$\Gamma_{\varepsilon,z} = \Gamma_{\varepsilon,z}^{\mu_\varepsilon} + \Gamma_{\varepsilon,z}^{D_\varepsilon}. \quad (4.12)$$

Соответственно, компоненты $\Gamma_\varepsilon^{\mu_\varepsilon}$ и $\Gamma_\varepsilon^{D_\varepsilon}$ записываются следующим образом:

$$\Gamma_{\varepsilon,r}^{\mu_\varepsilon} = \left(b_\varepsilon^{rr} \frac{\partial V}{\partial r} + b_\varepsilon^{rz} \frac{\partial V}{\partial z} \right) n_\varepsilon, \quad (4.13)$$

$$\Gamma_{\varepsilon,z}^{\mu_\varepsilon} = \left(b_\varepsilon^{zr} \frac{\partial V}{\partial r} + b_\varepsilon^{zz} \frac{\partial V}{\partial z} \right) n_\varepsilon, \quad (4.14)$$

где V — электрический потенциал.

При $r < 0,001h$, где h - размер шага (сетки):

$$\Gamma_{\varepsilon,r}^{D_\varepsilon} = -n_\varepsilon(D_\varepsilon^{rr}\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial r} + D_\varepsilon^{rz}\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial z} + 2\frac{\partial D_\varepsilon^{rr}}{\partial r} + \frac{\partial D_\varepsilon^{rz}}{\partial z}), \quad (4.15)$$

$$\Gamma_{\varepsilon,z}^{D_\varepsilon} = -n_\varepsilon(D_\varepsilon^{zr}\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial r} + D_\varepsilon^{zz}\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial z} + 2\frac{\partial D_\varepsilon^{zr}}{\partial r} + \frac{\partial D_\varepsilon^{zz}}{\partial z}), \quad (4.16)$$

где $E_\varepsilon = \ln(n_\varepsilon)$, b_ε и D_ε - подвижность и диффузия энергии электронов.

При $r > 0,001h$:

$$\Gamma_{\varepsilon,r}^{D_\varepsilon} = -n_\varepsilon(D_\varepsilon^{rr}\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial r} + D_\varepsilon^{rz}\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial z} + \frac{\partial D_\varepsilon^{rr}}{\partial r} + \frac{D_\varepsilon^{rr}}{r} + \frac{\partial D_\varepsilon^{rz}}{\partial z}), \quad (4.17)$$

$$\Gamma_{\varepsilon,z}^{D_\varepsilon} = -n_\varepsilon(D_\varepsilon^{zr}\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial r} + D_\varepsilon^{zz}\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial z} + \frac{\partial D_\varepsilon^{zr}}{\partial r} + \frac{D_\varepsilon^{zr}}{r} + \frac{\partial D_\varepsilon^{zz}}{\partial z}), \quad (4.18)$$

Для ионов и метастабилей потоки формулируются аналогично. Таким образом, зная вид компонент потока электронов и энергии и используя выражение (4.1), в программе формируются уравнения в слабой форме для, соответственно, концентрации электронов, ионов и метастабилей, плотности потока энергии электронов, а также электрического потенциала.

Интегралы по области в уравнениях (4.1) в цилиндрической системе координат записываются следующим образом:

$$\int_{\Omega} 2\pi r(-n_e\frac{\partial N_e}{\partial t}U_{Ne} + \Gamma_{e,r}\frac{\partial U_{Ne}}{\partial r} + \Gamma_{e,z}\frac{\partial U_{Ne}}{\partial z})dv, \quad (4.19)$$

$$\int_{\Omega} 2\pi r(-n_\varepsilon\frac{\partial E_\varepsilon}{\partial t}U_{E\varepsilon} + \Gamma_{\varepsilon,r}\frac{\partial U_{E\varepsilon}}{\partial r} + \Gamma_{\varepsilon,z}\frac{\partial U_{E\varepsilon}}{\partial z})dv, \quad (4.20)$$

где U_{Ne} , $U_{E\varepsilon}$ - пробные функции в уравнениях на n_e и n_ε , вводимые по аналогии с пробной функцией U из уравнения (4.1). $\Gamma_{e,r}$, $\Gamma_{e,z}$ - компоненты потока электронов из уравнений (4.4),(4.6),(4.8), $\Gamma_{\varepsilon,r}$, $\Gamma_{\varepsilon,z}$ - компоненты потока энергии электронов из уравнений (4.12),(4.14),(4.16), $N_e = \ln(n_e)$.

Интегралы по границе для функций N_e и E_ε имеют следующий вид:

$$S_n^{N_e} = \int_{\partial\Omega} 2\pi r N_A e^{-N_e} U_{Ne} dS, S_n^{E_\varepsilon} = \int_{\partial\Omega} 2\pi r N_A e^{-E_\varepsilon} U_{E\varepsilon} dS, \quad (4.21)$$

где N_A - число Авогадро.

Интегралы для источников, стоящих в правой части уравнения (4.1), вводятся в следующем виде:

$$S_n^{R_e} = \int_{\Omega} 2\pi r R_e U_{Ne} dv, S_n^{S_\varepsilon} = \int_{\Omega} 2\pi r \frac{S_\varepsilon}{e} U_{E\varepsilon} dv. \quad (4.22)$$

Выражения для электрического потенциала записываются следующим образом:

$$\int_{\Omega} -2\pi r \rho_q U_V dv, \int_{\Omega} 2\pi r (D_r \frac{\partial U_V}{\partial r} + D_z \frac{\partial U_V}{\partial z}) dv. \quad (4.23)$$

Здесь D_r, D_z – компоненты вектора электрической индукции $\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}$, U_V – пробная функция для потенциала V .

Сетка для решения поставленной задачи генерируется с помощью утилит пакета Comsol Multiphysics. Результат генерации сетки представлен на рис. 4.2. Для генерации сетки выбирается опция 'Physics-controlled mesh' со сгущением в области индуктора, размер элементов - от $1.5 \cdot 10^{-5}$ м до $4 \cdot 10^{-3}$ м.

Системы линейных алгебраических уравнений, которые получаются при дискретизации уравнений модели, решаются с помощью обобщенного метода минимизации невязки GMRES [220]. Метод GMRES (Generalized Minimal RESidual) - это итерационный метод решения несимметричных разреженных систем линейных уравнений, который был разработан в 1986 году. Он использует минимальное количество памяти и может быть эффективно применен для решения больших разреженных систем. Метод приближает решение вектором в подпространстве Крылова с минимальной невязкой. Чтобы найти этот вектор используется итерация Арнольди.

Таким образом, с помощью разработанного алгоритма, численного метода и программы производится расчет параметров струйного ВЧИ-ряда в разрядной камере.

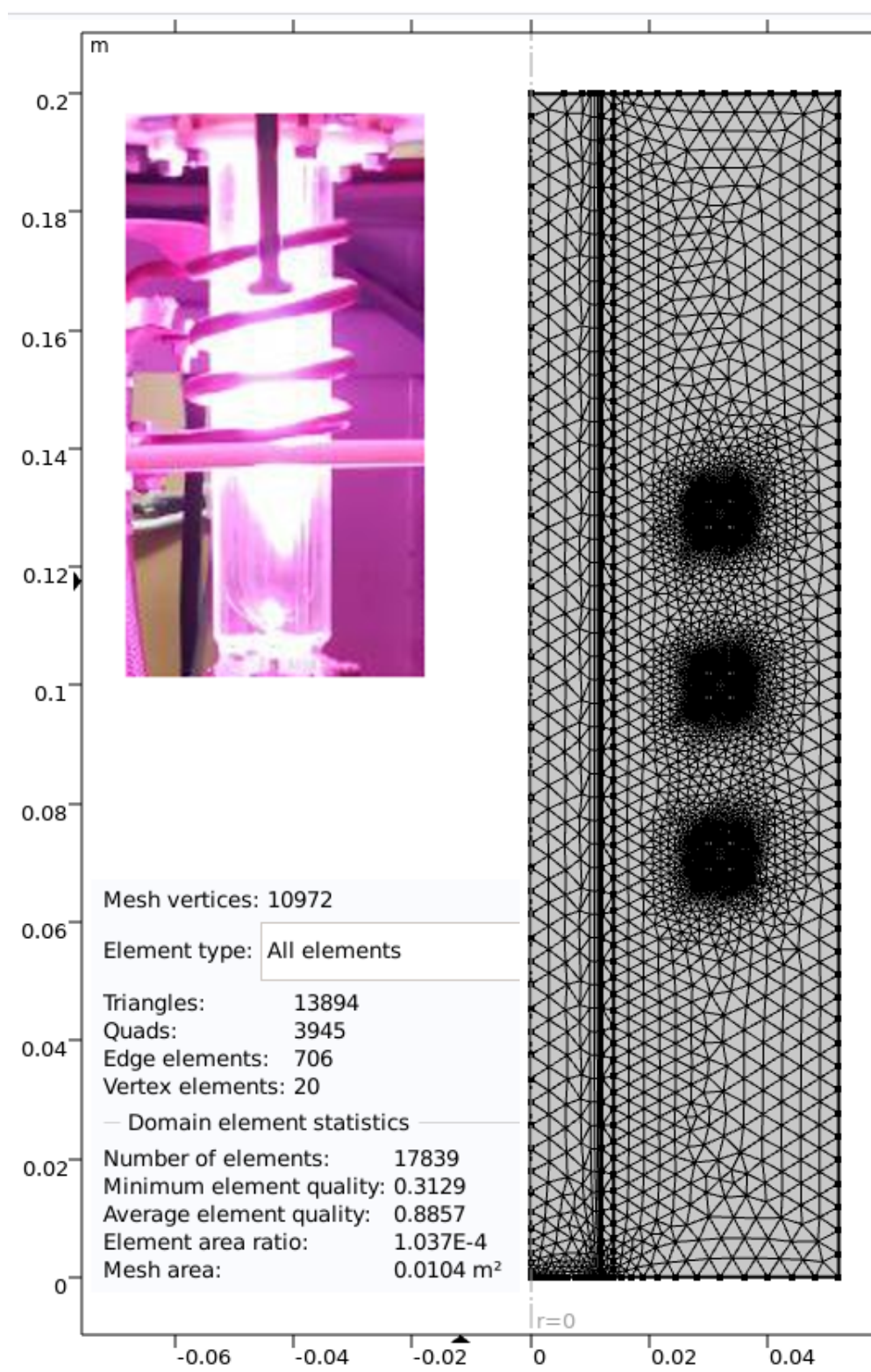


Рисунок 4.2 — Вид разбиения (сетки) исследуемой разрядной трубки с газоразрядной плазмой, слева — вид разряда, справа — сеточное разбиение.

4.2.3 Описание программы решения задачи в области разрядной камеры

Программа для расчета характеристик ВЧИ-разряда в разрядной камере с продувом газа при $Kn \leq 0,1$ реализована в системе Comsol Multiphysics. Выбор программного комплекса обусловлен тем, что он предоставляет удобный интерфейс для расчета потоков нейтрального газа при $Kn \leq 0,1$ и возможность взаимодействия с электродинамическими модулями. Программа выполняет расчет осесимметричной модели в среде COMSOL Multiphysics с использованием модулей Laminar flow, Magnetic fields, Heat transfer, Plasma module.

Входными параметрами модели являются геометрия разрядной камеры (радиус и длина), координаты центров витков индуктора - по ним генерируется расчетная сетка, расход плазмообразующего газа, давление на выходе разрядной камеры, мощность на индукторе и частота электромагнитного поля. А так же информация о транспортных свойствах электронов, транспортных термодинамических свойствах тяжелых частиц, перечень химических реакций в системе и их константы скоростей.

Разработанная программа возвращает в файл значения распределений концентрации электронов, ионов, метастабилей, температуры электронов, температуры плазмообразующего газа, скорости потока, распределения давления, напряженностей вихревой составляющей электромагнитного поля, потенциала электрического поля. Этот файл затем используется в качестве входных параметров для программы расчета параметров в вакуумной камере.

Далее рассмотрим конструирование алгоритма, численного метода и программного комплекса для решения задачи расчета параметров плазменной струи.

4.3 Алгоритм, численный метод и программный комплекс решения задачи расчета параметров плазменной струи ВЧИ-разряда пониженного давления

4.3.1 Численные методы, применяемые для решения задачи расчета параметров плазменной струи

Для расчета характеристик струйного течения ВЧИ-плазмы пониженного давления (скорость, температура и давление плазмообразующего газа, концентрация заряженных частиц и метастабильных атомов, электронная температура, напряженности вихревой компоненты электромагнитного поля, потенциал электрического поля) в плазменной струе используется гибридный подход, применение которого обосновано в главе 3. Уравнение Больцмана решается с помощью методов статистического моделирования, а уравнения для ЭМП, уравнения диффузии и электронной теплопроводности - методом конечных объемов (МКО).

Метод прямого моделирования Г.Бёрда успешно применяется для широкого класса задач, в том числе и для расчета течения газа в переходном режиме. Метод Г.Бёрда основан на расщеплении уравнения Больцмана по процессам. В методе производится разбиение расчетной области на ячейки, в которых происходят процессы столкновения и передачи энергии, а размер ячейки подбирается в зависимости от длины свободного пробега.

Метод Г.Бёрда позволяет описать газодинамические процессы в переходном режиме для течения нейтральных разреженных газов.

Поток плазмы отличается от потока нейтрального газа наличием распределенного по объему источника тепла, так как в результате упругих столкновений электронов с атомами и ионами происходит нагрев тяжелых частиц.

Для определения характеристик потока нейтрального газа рассматривается модифицированное кинетическое уравнение Больцмана, которое учитывает распределенный по объему источник тепла, отвечающий за перенос энергии от электронов нейтральным атомам вследствие соударений.

Частота упругих столкновений, при которых происходит обмен энергией между частицами плазмы, в струйном ВЧ-разряде пониженного давления $\nu_c \sim 10^{10} - 10^{11}$ Гц. В упругих столкновениях электроны передают атомам энергию

$$E_c = \frac{3}{2} k_B \delta \nu_c n_e (T_e - T_a). \quad (4.24)$$

Удельную мощность распределенного источника тепла можно записать в виде

$$W_T = \int E_c dV dt, \quad (4.25)$$

где dV - элемент объёма.

В связи с изложенным, применение метода Г.Бёрда для решения задачи моделирования потока ВЧ-плазмы пониженного давления требует его модификации, учитывающей наличие распределенного источника тепла и согласования с моделью сплошной среды для потока электронно-ионного газа.

Для решения системы (3.95) в работе используется модифицированный подход Г.Бёрда.

Для решения уравнения Больцмана в качестве основной расчетной единицы выбирается «элементарный объём», содержащий N атомов газа (мезочастица). Считается, что в мезочастице все атомы обладают одинаковыми характеристиками, то есть мезочастица представляет весь ансамбль атомов выбранного элементарного объема.

Модифицированный подход Г.Бёрда состоит из следующих этапов:

- 1) Разбиение геометрии расчетной области на ячейки заданного объема;
- 2) Генерация мезочастиц на основе распределения Максвелла для атомов газа и соответствующих начальных и граничных условий в ячейках расчетной области;
- 3) Расчет столкновений мезочастиц, вычисление новых скоростей и направлений движения мезочастиц;

- 4) Сдвиг мезочастиц в соответствии с их скоростями и шагом по времени, фиксация мезочастиц в новых ячейках;
- 5) Применение внешней силы $\tilde{\mathbf{F}}$, действующей на мезочастицы.

Процедура метода прямого статистического моделирования согласуется с уравнением Больцмана [157].

Для выбора количества реальных атомов «входящих» в мезочастицу, проводится численный эксперимент для различного количества атомов в мезочастице ($10^{12} - 10^{15}$). Установлено, что для рассматриваемого диапазона параметров течения удовлетворительным является использование в качестве основной расчетной единицы элементарный объём, содержащий $N = 10^{14}$ атомов.

Нелинейные краевые задачи в (3.97) — (3.122) линеаризуются методом сноса нелинейности на предыдущий слой. Полученные в результате линейные дифференциальные уравнения дискретизируются с помощью метода конечных объемов.

В методе конечных объемов для каждого контрольного объема Ω_k , образованного построенной сеткой, для уравнений (3.97)–(3.122) записываются балансовые соотношения в интегральном виде

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_k} \frac{\partial n_s}{\partial t} d\Omega_k - \sum_k \int_{S_k} (D_s \text{grad } n_s - \mathbf{v}_a n_s \pm b_s \mathbf{E}_{cp} n_s) \cdot \mathbf{n} ds = \\ = \int_{\Omega_k} \sum_i R_i d\Omega_k, \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} c_p \rho_e \frac{\partial T_e}{\partial t} d\Omega - \sum_k \int_{S_k} \left(\lambda_e \text{grad } T_e - \frac{5}{2} k_B n_e T_e \mathbf{v}_e \right) \cdot \mathbf{n} ds = \\ = \int_{\Omega} \left(-\frac{3}{2} k_B \delta \nu_c n_e (T_e - T_a) + \mathbf{j} \mathbf{E}_j - k_1 n_a E_I n_e - I_1 k_6 n_a n_e - (E_I - I_1) k_3 n_m n_e \right) d\Omega, \end{aligned} \quad (4.27)$$

где $\mathbf{n}$ - вектор нормали, S_k - куски поверхности контрольного объема Ω_k , R_i - соответствующие слагаемые для реакций k_i .

Далее для балансовых уравнений типа (4.26), (4.27) строится дискретный аналог, интегралы в уравнениях вычисляются с помощью квадратур-

ных формул Гаусса. Схема имеет второй порядок аппроксимации балансовых уравнений. По времени в расчетах используется явная схема.

Для проведения расчетов используется цилиндрическая геометрия вакуумной камеры в декартовой системе координат с входным отверстием на нижнем торце камеры.

4.3.2 Алгоритм решения задачи, описывающей характеристики плазменной струи

Для получения начального приближения при решении системы (3.95)-(3.129) без учета потенциальной составляющей поля и метастабильных частиц, строится двухступенчатый итерационный процесс. В начале с помощью метода ПСМ Г.Бёрда [134] находится решение задачи (3.95), из которой определяются $\mathbf{v}_a$, T_a и p_a . Эти значения используются для решения краевых задач (3.97)–(3.129) в предположении амбиполярной диффузии электронов и находятся n_e , $\mathbf{E}_{RF}$ и T_e , которые используются в задаче (3.95) на следующем шаге итерационного процесса. Процесс продолжается до достижения сходимости, которая оценивалась отношением последовательных приближений в норме

$$\left\| \frac{z^{j+1} - z^j}{z^j} \right\| < \delta_\epsilon, \quad (4.28)$$

где z принимает значения p_a, n_e, T_e , а δ_ϵ - относительная погрешность ($\leq 10^{-2}$).

Далее разберем подробнее применение этих подходов для задачи расчета параметров струи ВЧИ-разряда пониженного давления.

Алгоритм метода состоит из следующих шагов. На первом шаге подготавливается 3D-геометрия области, для чего разработан скрипт на языке «bash», который выполняется под управлением ОС Linux и генерируется расчетная сетка. На втором шаге подготавливается пакет файлов («case» в терминах среды OpenFOAM) с начальными и граничными условиями. На третьем шаге происходит расчет начального приближения для газодинамических характеристик нейтральной компоненты ВЧ-плазмы пониженного

давления в соответствии с уравнением (3.95). Расчет продолжается до установления стационарного состояния характеристик течения $\mathbf{v}_a, T_a, p_a$ при заданном начальном распределении концентрации электронов, ионов, метастабилей, напряженности полей и электронной температуры. После этого, на четвертом шаге начинается итерационный процесс между расчетом заряженной компоненты ВЧ-плазмы пониженного давления и расчетом нейтральной компоненты (3.95)-(3.129). На каждом временном слое для вновь рассчитанных параметров $n_e, n_i, \mathbf{E}_{RF}$ и T_e происходит пересчет параметров нейтрального газа $\mathbf{v}_a, T_a, p_a$. Далее происходит переход на следующий временной слой и проверка сходимости по норме, записанной для двух ближайших слоев (4.28). После достижения сходимости, которая оценивалась отношением последовательных приближений в норме (4.28), на последнем шаге, данные передаются на постпроцессинг.

При добавлении потенциальной компоненты поля и метастабильных частиц в расчет, алгоритм модифицировался. Далее рассматривается модифицированный алгоритм задачи расчета параметров струи ВЧИ-разряда пониженного давления.

Задача решается многоуровневым итерационным методом. Внешние итерации (первый уровень) заключаются в последовательном решении начально-краевой задачи для уравнения Больцмана (3.95) и системы, состоящей из краевой задачи для уравнений Максвелла в форме телеграфных уравнений относительно комплексной амплитуды вектора напряженности электрического поля (3.101), (3.102), краевой задачи для векторного и скалярного потенциалов (3.109), краевой задачи для уравнения неразрывности электронного газа (3.114), краевой задачи для уравнения неразрывности метастабилей (3.122), краевой задачи для уравнения неразрывности ионного газа (3.119) и краевой задачи для уравнения сохранения энергии электронного газа (3.97). Задача по расчету характеристик потока нейтральной компоненты плазмы решалась методом прямого статистического моделирования Г. Бёрда [134] до достижения стационарного решения.

Так как каждая из задач модели является нелинейной, то на втором уровне строится итерационный метод для решения краевых задач для ВЧ-уравнений Максвелла в форме телеграфных уравнений, уравнений нераз-

рывности электронов, ионов и метастабилей, векторного и скалярного потенциалов и уравнения сохранения энергии электронного газа.

Третий уровень итераций учитывает линеаризацию уравнения сохранения энергии методом сноса нелинейности на предыдущий слой и отдельно расчет уравнений для действительной и мнимой частей вектора напряженности электрического поля. На данном уровне используется итерационный цикл для совместного решения всех уравнений неразрывности и процедура контроля сеточных чисел Пекле $Pe_h = vh/k$ для конвективных членов, h — шаг сетки в направлении потока, v — скорость потока, k — коэффициент температуропроводности. То есть на данном уровне находится 2 итерационных цикла.

На каждом уровне итерационного процесса используется аналог метода Зейделя, когда найденные ранее решения (под)задач используются при решении остальных в пределах одного уровня итераций. Вложенность уровней показана на обобщенной блок-схеме (рис. 4.3).

При решении уравнения сохранения энергии на каждой итерации выполняется перерасчет линеаризованного коэффициента электронной теплопроводности путем усреднения значений аппроксимирующего полинома по объему расчетной области.

Перед решением уравнения неразрывности электронного газа выполняется перерасчет коэффициента электронной диффузии и частоты ионизации. Перед решением уравнения неразрывности ионного газа выполняется перерасчет коэффициента ионной диффузии. Перед решением уравнения неразрывности метастабильных частиц выполняется перерасчет коэффициента диффузии метастабилей.

Перед решением телеграфных уравнений выполняется перерасчет мнимой и действительной частей коэффициента проводимости плазмы, коэффициента относительной диэлектрической проницаемости, пересчет граничных условий напряженностей и учет вклада индуктора путем пересчета граничных значений по закону Био-Савара. Перед расчетом уравнений на векторный и скалярный потенциалы выполняется перерасчет объемной плотности электрического заряда.

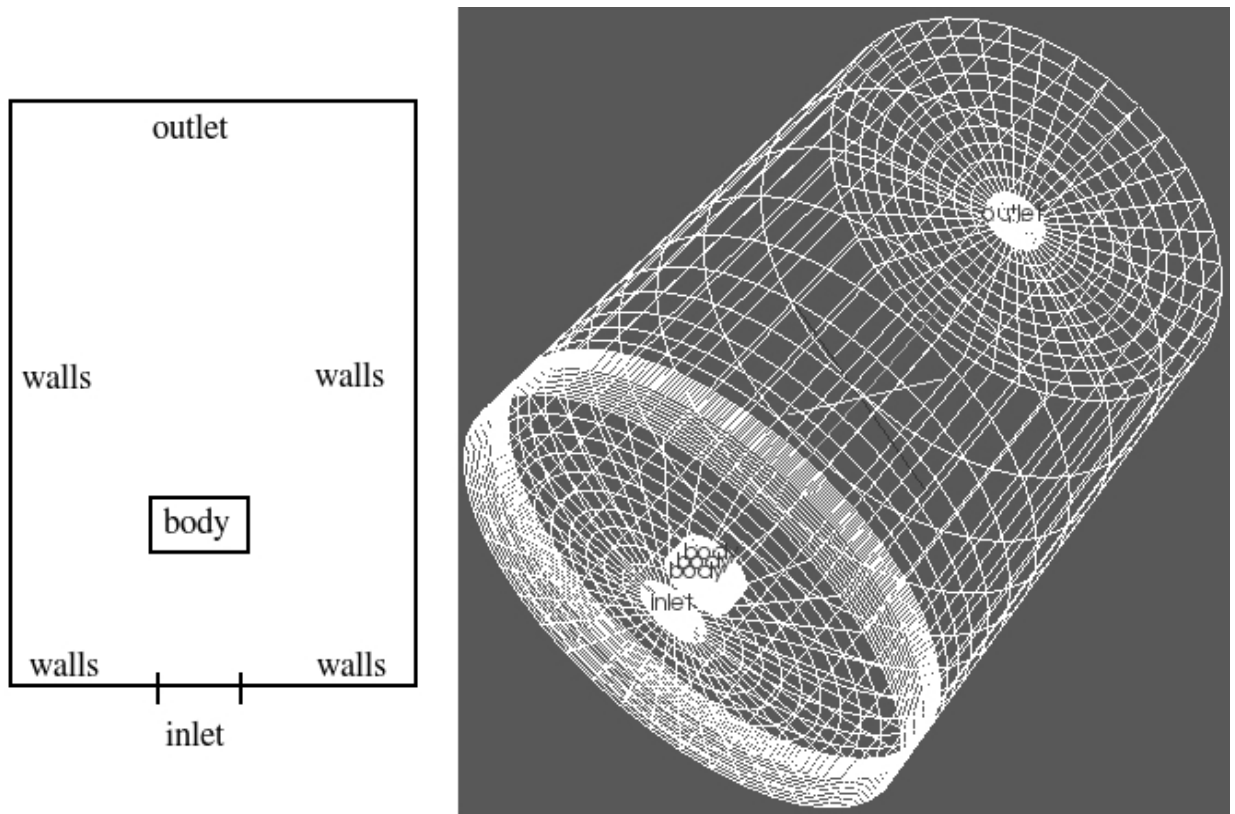


Рисунок 4.4 — Типичная геометрия расчетной области

Для расчета основных газодинамических параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления разработан программный комплекс, который позволяет найти пространственные распределения $\mathbf{v}_a, p_a, T_a, n_e, n_i, n_m, E_{Re}, E_{Im}, T_e, \varphi$ в заданной 3D-геометрии вакуумной камеры как для невозмущенной струи, так и для струи с образцом. Программы комплекса используют библиотеки открытого программного обеспечения для задач механики сплошных сред OpenFOAM [186].

Комплекс программ написан на языке ООП C++ и использует библиотеки DSMC и FVM, работает под управлением ОС Linux. Комплекс программ реализует разработанный численный метод при обозначенных ограничениях по числам Кн для ламинарного потока.

Программный комплекс состоит из следующих компонент:

- 1) Модуль (bash-скрипт) для моделирования различных замкнутых 3D-геометрий цилиндрической вакуумной камеры и различных расположений цилиндрического образца внутри вакуумной камеры для последующей генерации сетки утилитой blockMesh;

2) Модуль (case-пакет в нотации OpenFoam), подготавливающий краевые и начальные условия для проведения расчетов пакетом программ для решения системы (3.95)-(3.129);

3) Пакет программ, работающий под ОС Linux, позволяющий рассчитывать основные характеристики потока ВЧ-плазмы в вакуумной камере пониженного давления в заданной 3D-геометрии, состоящий из:

- Программы для расчета характеристик течения нейтральной компоненты плазмы с учетом распределенного источника тепла;
- Программы для расчета характеристик потока заряженных и возбужденных частиц плазмы;

Программный комплекс позволяет на основании заданных параметров вакуумной камеры и плазмообразующего газа (конфигурация и размеры вакуумной камеры, молекулярные характеристики газа, начальное давление в камере, расход газа на входе, температура и скорость потока на входе, температура газа на стенках, входная электронная концентрация и температура) рассчитывать газодинамические характеристики потока ВЧ-плазмы пониженного давления и газодинамические характеристики потока вблизи поверхности обрабатываемого тела (скорость, температуру, давление плазмообразующего газа, концентрацию заряженных частиц и метастабильных атомов, электронную температуру, напряженности электромагнитных полей).

Входными данными являются: шаг по времени, файл с геометрией расчетной сетки, начальная концентрация нейтральных частиц в вакуумной камере, расход газа на входе, концентрация нейтральных частиц на входе в вакуумную камеру, температура стенок камеры, концентрация электронов и метастабилей на входе в вакуумную камеру, начальное распределение комплексной напряженности электрического поля на границах вакуумной камеры и внутри неё, значения потенциала электромагнитного поля на входе в вакуумную камеру и приложенного потенциала смещения, температура электронов на входе в вакуумную камеру.

Верификация программного комплекса проводилась для метода конечных объемов - по точному решению, а для метода прямого статистического моделирования путём сравнения с решениями известных задач.

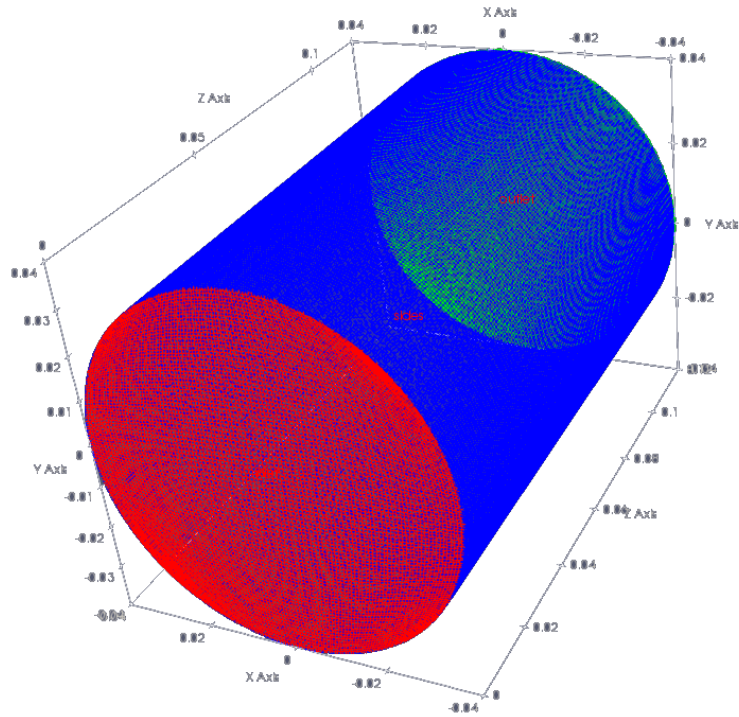


Рисунок 4.5 — Расчетная сетка для задачи расчета характеристик плазменной струи ВЧИ-разряда пониженного давления.

Программа расчета основных характеристик ВЧ-плазмы пониженного давления для свободного потока и при обтекании твердого тела позволяет определить распределения концентраций ионов, метастабильных частиц и электронов, напряженностей вихревой, потенциальной и амбиполярной компонент электромагнитного поля, распределение температуры электронов.

Для распараллеливания расчета применяется библиотека MPI для языка C++. Проводится декомпозиция расчетной области по расчетным ячейкам, в которых параллельно на каждом временном шаге происходит расчет параметров, далее производится обмен данными. Численные эксперименты показали, что, например, при распараллеливании на 6 процессоров скорость расчета увеличивается приблизительно в 2,5 - 3 раза по сравнению с расчетом на одном процессоре.

4.4 Алгоритм, численный метод и программный комплекс решения задачи расчета параметров СПЗ и приповерхностного слоя

В рамках единой математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления разработана модель СПЗ у поверхности твердого тела. Модель рассмотрена в локальном приближении, когда транспортные коэффициенты зависят от локального электрического поля.

Пусть локальная система координат для модели СПЗ задана следующим образом: начало на поверхности твердого тела, ось Ox направлена в сторону плазмы.

Модель, полученная из в рамках единой модели в главе 3, описывается системой краевых задач, которая включает в себя:

1. Краевую задачу для уравнения Пуассона

$$-\frac{\partial^2 \varphi(x,t)}{\partial x^2} = \frac{e}{\varepsilon_0} [n_i(x,t) - n_e(x,t)], \quad 0 < x < d_{sh}, \quad t > 0, \quad (4.29)$$

$$\varphi(0,t) = \varphi_{\text{н}} + \varphi_a \cos \omega t, \quad \frac{\partial \varphi(b,t)}{\partial t} = 0, \quad t > 0 \quad (4.30)$$

$$\varphi(x,0) = \varphi_{\text{н}}, \quad 0 < x < d_{sh}. \quad (4.31)$$

2. Начально-краевую задачу для уравнения диффузии-конвекции электронного газа

$$\frac{\partial n_e(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} = \nu_i n_e(x,t), \quad 0 < x < d_{sh}, \quad t > 0, \quad (4.32)$$

$$\Gamma_e(0,t) = \begin{cases} -b_e E(0,t) n_e(x,t), & \text{если } E(0,t) \geq 0, \\ -\gamma b_i E(0,t) n_i(x,t), & \text{если } E(0,t) < 0, \end{cases} \quad (4.33)$$

$$n_e(d_{sh},t) = n_{e0}, \quad t > 0, \quad (4.34)$$

$$n_e(x,0) = n_{e0}, \quad 0 < x < d_{sh}, \quad (4.35)$$

$$\text{где } \Gamma_e = -D_e \frac{\partial n_e(x,t)}{\partial x} - b_e E(x,t) n_e(x,t), \quad (4.36)$$

3. Начально-краевую задачу для уравнения диффузии-конвекции ионов

$$\frac{\partial n_i(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_i}{\partial x} = \nu_i n_e(x,t), \quad 0 < x < d_{sh}, \quad t > 0, \quad (4.37)$$

$$\Gamma_i(0,t) = 0, \quad \text{если } E(0,t) \geq 0, \quad (4.38a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [b_i E(x,t) n_i(x,t) = 0,] \quad \text{если } E(0,t) < 0, \quad (4.38b)$$

$$n_i(d_{sh},t) = n_{e0}, \quad t > 0, \quad (4.39)$$

$$n_i(x,0) = n_{e0}, \quad 0 < x < d_{sh}, \quad (4.40)$$

$$\text{где } \Gamma_i = -D_i \frac{\partial n_i(x,t)}{\partial x} + b_i E(x,t) n_i(x,t). \quad (4.41)$$

Здесь d_{sh} — граница СПЗ, n_e, n_i — концентрация электронов и однозарядных ионов, Γ_e, Γ_i — поток электронов и ионов, ε_0 — электрическая постоянная, e — элементарный электрический заряд, t — время, D_e, D_i — коэффициенты диффузии электронов и ионов, b_e, b_i — коэффициенты подвижности электронов и ионов, ν_i — частота ионизации прямым электронным ударом, φ — потенциал электрического поля, φ_a — амплитуда колебаний потенциала, которая обусловлена изменением потока электронов, приходящихся на поверхность твердого тела, φ_{fl} — плавающий потенциал твердого тела, f — частота электромагнитного поля, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, γ — коэффициент вторичной электронно-ионной эмиссии.

Коэффициенты ν_i, D_e, D_i зависят от приведенного локального электрического поля E/N , где $N = k_B T_a / p$ — концентрация нейтральных атомов, T_a — газовая температура, k — постоянная Больцмана, p — давление газа. Значения коэффициентов ν_i, D_e, D_i вычисляются с помощью программы BOLSIG+ с использованием базы данных LxCAT [215, 221–223].

Описанная система краевых задач решается с помощью итерационного конечно-разностного метода, с использованием модифицированного алгоритма Шарфеттера-Гуммеля [224].

Разработана программа, которая рассчитывает характеристики СПЗ. Программа создана в среде MatLab. С помощью программы стало возможно получить распределения концентраций электронов, ионов и распределение потенциала электрического поля в СПЗ.

Алгоритм расчета характеристик ионного потока в приповерхностном слое Будем рассматривать слой в приповерхностной области твердого тела. В процессе построения модели ионного потока учтем, что предположения гипотезы сплошности в области приповерхностного слоя на расстоянии $x \leq \lambda_D$ не выполняются. Поэтому в приповерхностном слое будем рассматривать движение отдельных ионов.

Как показано в главе 3, возмущения, внесенные ударяющим ионом в приповерхностный слой атомов твердого тела, успевают релаксировать к моменту удара следующего иона. То есть таким образом, достаточно рассмотреть взаимодействие с поверхностью с микронеровностями отдельного иона.

При рассматриваемых в настоящей работе условиях $\lambda_D \approx 10^{-5}$ м, в то время как длина свободного пробега частиц составляет величину $\approx 10^{-3}$ м. Поэтому область от динамической границы «плазма-СПЗ» до поверхности является бесстолкновительной и ионы свободно «падают» сквозь нее на поверхность тела под воздействием поля поверхностного заряда.

Предположим, что все неровности имеют одинаковый вид в форме пирамиды с закругленной вершиной, при этом потенциал вершины равен потенциалу заряда q_μ , помещенного в центр области ее кривизны (рис. 5.79). Все вычисления будем проводить в декартовой системе координат, начало её расположим в центре кривизны одной из вершин микронеровностей таким образом, что плоскость xOy будет проходить через центры кривизны остальных микронеровностей, при этом ось Oz будет направлена в сторону ВЧ-плазмы.

В расчетах будем пренебрегать столкновениями ионов с несущими нейтральными атомами. Тогда движение единичного рассматриваемого иона при приближении к поверхности твердого тела можно описать системой следующих задач Коши в приповерхностном слое. Уравнение дви-

жения ионов в слое у поверхности твердого тела примет следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{e\mathbf{E}_{ds}}{m_i}, t > 0; \mathbf{v}_i(0) = -v_{i0}\mathbf{i}_z, \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i(t), t > 0; \quad (4.42)$$

$$\mathbf{r}_i(0) = d_{dl}\mathbf{i}_z, v_{i0} = \left(\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}\right)^{1/2} \quad (4.43)$$

Здесь $\mathbf{v}_i$ - вектор скорости иона, v_{i0} - начальная скорость иона на границе приповерхностного слоя ($d_{dl} = 5\lambda_D$), $\mathbf{i}_z$ - орт, перпендикулярный к поверхности твердого тела, $\mathbf{r}_i$ - радиус-вектор текущего положения иона, λ_D - дебаевская длина, m_i - масса иона. Знак «минус» для начальной скорости иона обуславливается тем, что в заданной системе координат ось Oz направлена навстречу потоку частиц, приходящих из плазмы.

Запишем выражение для электрического поля вблизи поверхности. Это поле является суперпозицией электростатических полей, которые созданы зарядами отдельных вершин микронеровностей и ВЧ-полем плазмы:

$$\mathbf{E}_{ds} = \sum_{\mu} \mathbf{E}_{\mu} + \mathbf{E}_{\approx}. \quad (4.44)$$

Здесь $\mathbf{E}_{ds}$ - напряженность электрического поля в приповерхностном дебаевском слое, $\mathbf{E}_{\mu}$ - напряженность поля, созданного зарядом одной микронеровности, $\mathbf{E}_{\approx}$ - напряженность ВЧ-поля в СПЗ.

Напряженность электрического поля $\mathbf{E}_{\mu}$, создаваемого зарядом q_{μ} , который сосредоточен на вершине микронеровности, вычисляется с помощью потенциала j_{μ} :

$$\mathbf{E}_{\mu} = -\nabla j_{\mu}, \quad j_{\mu}(r) = \frac{q_{\mu} \exp(-\sqrt{2}r_m/l_D)}{4\pi e_0 r_m}. \quad (4.45)$$

Здесь $r_m = \sqrt{(x - x_m)^2 + (y - y_m)^2 + z^2}$ - расстояние до вершины микронеровности, x, y - текущие координаты иона, x_m, y_m - координаты вершины микронеровности в плоскости xOy. Алгоритм расчета предполагает сначала расчет напряженности $\mathbf{E}_{ds}$ по соотношению (4.44), а затем уже решение уравнений движения (4.43).

Тогда путем решения системы задач (4.43)-(4.45) становится возможным найти энергию иона W_i в момент столкновения с поверхностью и плотность ионного тока, приходящуюся на поверхность твердого тела J_i по следующим формулам:

$$W_i = \frac{m_i v_i^2}{2}, J_i = e n_i v_i,$$

где $v_i = |\mathbf{v}_i|$ берется в момент столкновения с поверхностью, n_i берется из решения системы уравнений для СПЗ на границе «дебаевский слой–плазма».

Таким образом, при задании различных значений величин энергии иона на границе приповерхностного слоя, различных положений иона относительно вершин микронеровностей и расстояний между вершинами микронеровностей, становится возможным исследовать влияние этих факторов на энергию иона в момент соударения с поверхностью твердого тела.

Для расчета поставленной задачи применяется метод Эйлера для решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Программа для вычисления параметров движения иона в приповерхностном слое написана в среде MatLab. Программа позволяет вычислить энергию ионов при движении через приповерхностный слой.

4.5 Выводы по главе

Таким образом, разработанные алгоритм, численный метод и комплекс программ позволяют провести численные эксперименты по расчету характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления в разрядной камере, в области плазменной струи, в СПЗ и приповерхностном слое.

Разработана методика сквозного моделирования, позволяющая при заданных параметрах поддержания разряда, получить значения энергии ионов и ионного тока, поступающего на поверхность твердого тела.

Глава 5. Характеристики струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

В главе приводятся результаты численных исследований газодинамических, электродинамических и плазмодинамических параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления в разрядной камере и для плазменной струи. Проведена верификация и валидация разработанной модели.

Представлены результаты численных расчетов по описанной в предыдущих главах математической модели, проводится сравнение их с экспериментальными данными. При различных исходных данных рассчитаны распределения концентрации электронов n_e , ионов n_i и метастабилей n_m , электронной и газовой температур T_e и T_a , давления p_a , скорости течения плазмообразующего газа $\mathbf{v}_a$, напряженности вихревого электрического поля $\mathbf{E}_{Re}$, $\mathbf{E}_{Im}$, потенциала поля φ с учетом влияния вида ФРЭЭ.

Проведено исследование частотных зависимостей в разрядной камере струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, получены характеристики СПЗ и параметры ионного потока в приповерхностном слое.

Основные результаты главы опубликованы в работах [1, 3–12, 14–17, 19, 23].

5.1 Верификация и валидация разработанной модели

Качество математической модели определяется тем, насколько близки ее результаты с результатами ранее построенных моделей и с экспериментом.

Газовые разряды характеризуются набором следующих параметров: давление газа, способ возбуждения разряда (постоянный ток, ВЧ, СВЧ, импульсный и т. д.), геометрическая форма и размеры разрядного устройства, мощность, вкладываемая в разряд, вид плазмообразующего газа, скорость газа. Каждая разновидность разряда со своим набором значений этих параметров существенно отличается от других разновидностей по характеру элементарных процессов, протекающих в них, форме горения, концентрации заряженных частиц, электронной температуре и другим макропара-

метрам [202]. В связи с этим, сравнение математических моделей газовых разрядов возможно только с моделями разрядов того же вида.

Как указано в главе 1, работ по теоретическому и экспериментальному исследованию ВЧИ-разряда в диапазоне давлений 13,3 — 133 Па мало. Это связано с его особенностями, которые заключаются в сложности настройки генератора. Неравномерное нарастание напряжений по фазам при малых анодных напряжениях и необходимость исследования разряда при малых вкладываемых мощностях (1–3 кВт) требуют создания ВЧ-генераторов, работающих на рассогласованную нагрузку с колебательной мощностью 10–50 кВт.

Поэтому, основное внимание исследователей направлено на изучение свойств ВЧИ-разрядов при высоком давлении ($p = (0,3 - 10) \cdot 10^5$ Па) [51–59], или при низком ($p < 1$ Па) давлениях [60–68]. Функции распределения электронов по энергиям экспериментально исследованы в ВЧИ-плазмотроне с планарным индуктором при давлениях до 30 Па [90–93]. Влияние скорости продува газа на параметры плазмы в ВЧИ-плазмотронах с соленоидальным индуктором рассматривается преимущественно при высоких давлениях. При низких давлениях исследуются характеристики ВЧИ-разряда в плазмотроне с планарным индуктором при преобладании диффузионного переноса над конвективным («безрасходный» режим).

Сравнение построенной математической модели проводилось с аналитической моделью M.F. Romig [127]. В ней рассматривается распределение концентрации электронов в установившемся ВЧИ-разряде с продувом газа в разрядной камере радиусом R_{rk} бесконечной длины с соленоидальным индуктором длиной $2L_{ind}$. Предполагается, что плазма в разрядной трубке квазинейтральна, электрическое поле однородно во всем объеме, разряд контролируется диффузией, заряженные частицы возникают в результате прямой ударной ионизации, через разрядную трубку продувается плазмообразующий газ со скоростью U .

Распределение концентрации электронов $N(r, z)$ описывается уравнением

$$\nabla^2 N - \frac{\nabla \cdot N \mathbf{U}}{D} + N \frac{\nu_i}{D} = 0, \quad (5.1)$$

с граничными условиями

$$N(R, z) = N(r, \pm \infty) = 0, \quad (5.2)$$

$N(r, z), \frac{\partial N}{\partial z}$ непрерывны при $z = \pm L$, $\frac{\partial N}{\partial r} = 0$ при $r=0$.

Здесь коэффициент амбиполярной диффузии считается постоянным $D = \text{const}$ во всей области, коэффициент ионизации — кусочно-постоянная функция аксиальной координаты z : $\nu_i = \text{const} > 0$ в области индуктора при $-L_{ind} < z < L_{ind}$, и $\nu_i = 0$ в остальной части разрядной камеры. Эти предположения позволили автору [127] получить аналитическое решение в виде

$$\frac{n_e(r, z)}{n_{e, \max}} = \begin{cases} \frac{J_0(2,405r^*)\Lambda\phi}{L \cos(\phi z_0^*)} \cdot e^{[\beta(z^*-z_0^*)+\alpha(z^*+1)]}, & \text{для } z^* \geq -1, \\ \frac{J_0(2,405r^*) \cos \phi z^*}{\cos(\phi z_0^*)} \cdot e^{[\beta(z^*-z_0^*)]}, & \text{для } -1 \leq z^* \leq 1, \\ \frac{J_0(2,405r^*) \cos \phi z^*}{\cos(\phi z_0^*)} \cdot e^{[\beta(z^*-z_0^*)+\alpha(1-z^*)]}, & \text{для } z^* \geq 1. \end{cases} \quad (5.3)$$

Здесь $r^* = r/R$, $z^* = z/L$, $\Lambda^2 = \nu_i/D$, $\alpha = (K^2 + \beta^2)^{1/2}$, $K = 2,405L/R$, $\beta = UL/2D$, $r_0^* = 0$, $z_0^* = \text{arctg}(\beta/\phi)/\phi$, $\phi = (L^2/\Lambda^2 - \alpha^2)^{1/2}$, J_0 — функция Бесселя нулевого порядка первого рода.

Непосредственный расчет распределения концентрации электронов по модели [127] с помощью COMSOL Multiphysics (CM) невозможен, так как в нем предполагается область конечного размера. Вследствие необходимости усечения бесконечной области до конечных размеров, модель [127] численно может быть реализована лишь с определенной точностью.

Расчеты распределения концентрации электронов по модели [127] проводились при соотношении длины разрядной камеры и длины индуктора $L_{RK}/L_{ind} = 30$. Получено, что на расстоянии $L_{RK}/4$ от концов разрядной камеры распределение $n_e(r, z)/n_{e, \max}$, вычисленное с помощью COMSOL Multiphysics и распределение, полученное по аналитической формуле 5.3, совпадают с точностью до 3 знаков после запятой. На более близком расстоянии к концам разрядной камеры сказывается влияние граничных условий.

Таким образом, математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, построенная во второй главе настоящей диссертации,

в описанном частном случае удовлетворительно согласуется с известными результатами.

Проведем верификацию путем измельчения сетки. Для исследования точности численного решения проводилось изучение зависимости параметров течения, его интегральных и локальных характеристик от расчетных сеток. Для верификации в пакете СМ использовались сетки М1—М3, соответствующие предустановленным параметрам генератора сеток Comsol “extra coarsed”, ”coarsed”, “fine”. Параметры используемых треугольных сеток представлены в таблице 5.1.

Таблица 5.1 — Параметры используемых треугольных сеток

Идентификатор сетки	Количество элементов	S_{min}	S_{max}
М1	4201	0,01	0,066
М2	7397	4E-4	0,02
М3	13894	1.5E-5	0,004

Таблица 5.2 — Сравнение параметров задачи

Идентификатор сетки	p , Па	n_e м ⁻³	H_R , А/м
М1	75,491	3,663E19	3623,4
М2	75,137	3,568E19	3577,0
М3	75,092	3,515E19	3558,8

Сравнение значений давления, концентрации электронов в центре сгустка и напряженности магнитного поля на стенке разрядной камеры ВЧИ-разряда пониженного давления, полученные на разных сетках при одной и той же комбинации параметров для одного момента времени, представлено в таблице 5.2. Как можно видеть, увеличение количества элементов более чем в три раза, реализуемое при переходе от сетки М1 к М3, не вносит существенных изменений в верифицируемые параметры. Относительно небольшие изменения наблюдаются и в интегральных характеристиках. Как можно видеть, отличия между значениями по давлению, рассчитанными на разных сетках, не превышают 0,5%. При этом разница между значениями, вычисленными на сетках М2 и М3, во всех контроль-

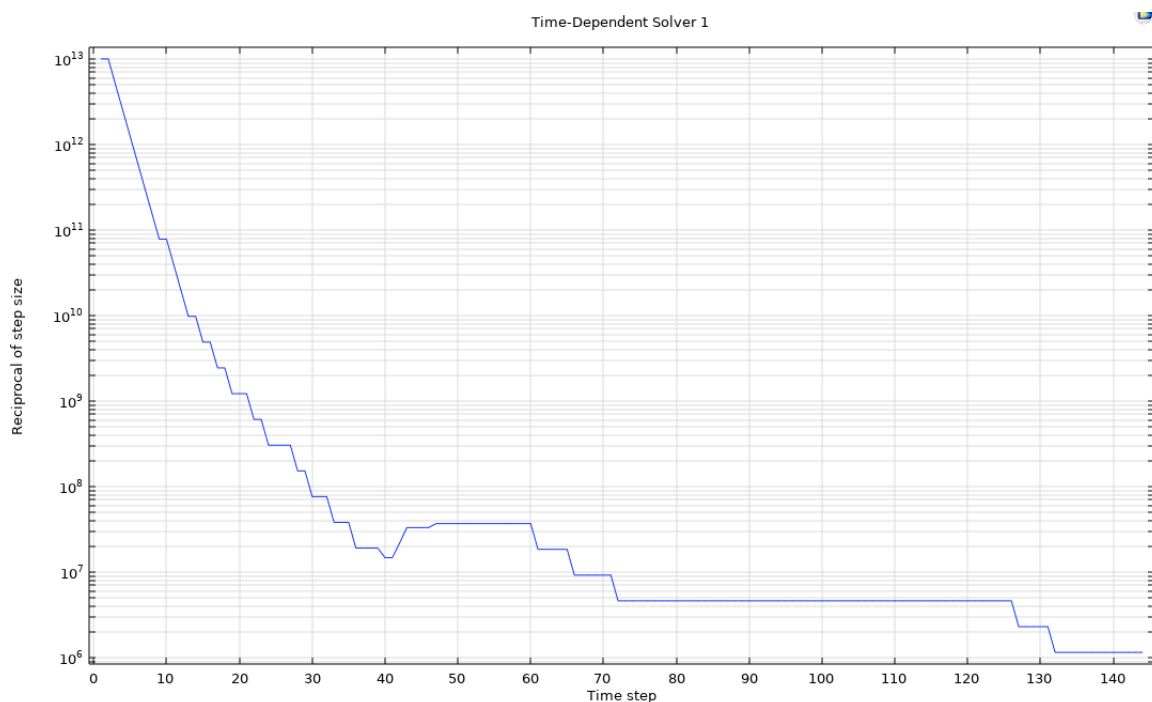


Рисунок 5.1 — График изменения обратного шага по времени расчета параметров разрядной камеры при расходе 0.04 г/с для мощности 2,4 кВт

ных точках меньше, чем на сетках M1 и M2, что свидетельствует о сеточной сходимости решения.

Для контроля сходимости решателей нестационарных задач выводится график обратного шага по времени (рис. 5.1). На рис. 5.1 показано как меняется эта величина в зависимости от параметров расчета невязки при входных параметрах модели: расход газа 0,04 г/с, мощность разряда 2,4 кВт. СМ проводит расчеты с автоматическим подбором шага. Видно, что начиная с шага интегрирования по времени $\tau = 10^{-13}$ с к 150 временному слою размер шага увеличивается до $\tau = 10^{-6}$ с. Из графика видно также, что сходимость почти монотонная, за исключением диапазона с 42 по 60 временных слоя, в котором наблюдается небольшое отклонение от монотонности. Отклонение связано, по видимому, с накоплением ошибок к 42-му слою. Для ликвидации этого отклонения СМ проводит вычисления с более мелким шагом, что отражается на графике (рис. 5.1). Контролировалась также сходимость итерационного процесса решения системы задач. После 10 итераций относительная ошибка двух последовательных приближений к решению задачи не превышает 10^{-2} .

Валидация модели проводилась путем сравнения с экспериментальными данными.

Экспериментальные измерения, включая зондовые, достаточно трудно проводить в разрядной трубке. Поэтому большинство измерений проводится в вакуумной камере. Тем не менее, магнитное поле измерялось по радиусу разрядной трубки в области индуктора на высоте $L = 80$ мм от входа в трубку. Стоит заметить, что погрешность измерения экспериментальных данных составляет около 20%. Расчетная область показана на рис. 5.2. Результаты эксперимента сопоставлены с результатами численного моделирования и представлены на рисунке 5.3.

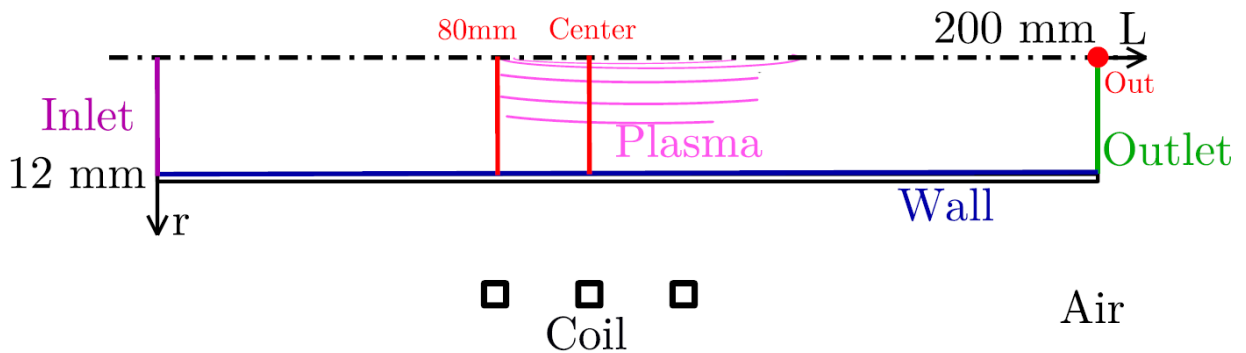


Рисунок 5.2 — Принципиальная схема газоразрядной трубки. На рис. обозначены: Inlet - входное сечение, Outlet - выходное сечение, Wall - стенка разрядной камеры, Coil - витки индуктора

На рис. 5.3а показана расчетная кривая (синяя) и оранжевые точки. Измерение напряженности магнитного поля проводилось с помощью миниатюрного магнитного зонда. Отметим, что погрешность экспериментальных измерений составляет 20% из-за влияния сильного ЭМП индуктора. Техника эксперимента и результаты измерения приведены в главе 2. Расхождение результатов расчетов распределения напряженности магнитного поля (аксиальная составляющая) составляет 20%, то есть не превышает погрешности измерения. Расхождение с экспериментальными данными в центре разряда объясняется 2 факторами: 1. погрешность измерения, 2. более сильным экранированием магнитного поля в расчете.

На рис. 5.3б показаны результаты расчета концентрации электронов на выходе из разрядной камеры при изменении расхода несущего газа для

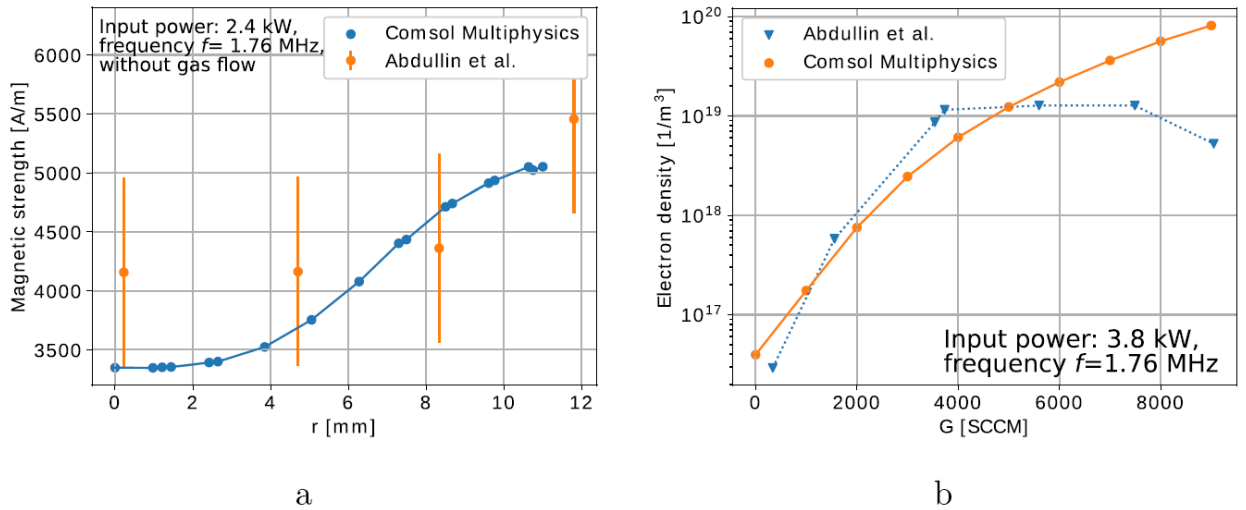


Рисунок 5.3 — Сравнение результатов моделирования со второй главой.

(а) Распределение магнитного поля H (на рис. обозначено Magnetic strength [A/m]) вдоль радиуса разрядной трубки $r = 0-12$ мм при $L = 80$ мм для мощности 2,4 кВт и частоты ЭМП 1,76 МГц, (б) зависимость электронной плотности n_e от расхода газа G в центре выходного отверстия трубки (отметка ‘out’ на рисунке 5.2) для мощности 3,8 кВт и частоты ЭМП 1,76 МГц.

$P = 3,8$ кВт, $f = 1,76$ МГц, оранжевая кривая- расчетные данные, синие точки – эксперимент. Видно, что модель удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными в диапазоне до 6000 sccm при мощности на индукторе менее 3,8 кВт, при дальнейшем увеличении расхода в эксперименте концентрация сначала остается неизменной, а затем начинает уменьшаться, в то время как расчет дает постоянно увеличивающееся значение концентрации. Данный график дает ограничение на использование этой модели.

На рис. 5.4 приведено сравнение расчетных и экспериментальных данных по мощности, выделяемой в разряде, измеренной колориметрическим методом. Разница составила не более 10%.

На рисунке 5.6 видно, что при $G = 8000$ sccm соотношение числа Дебая к диаметру разрядной камеры > 1 , а при $G = 6000$ sccm соотношение числа Дебая к диаметру разрядной камеры не превышает 1, то есть по этому параметру мы также преодолеваем порог в 6000 sccm.

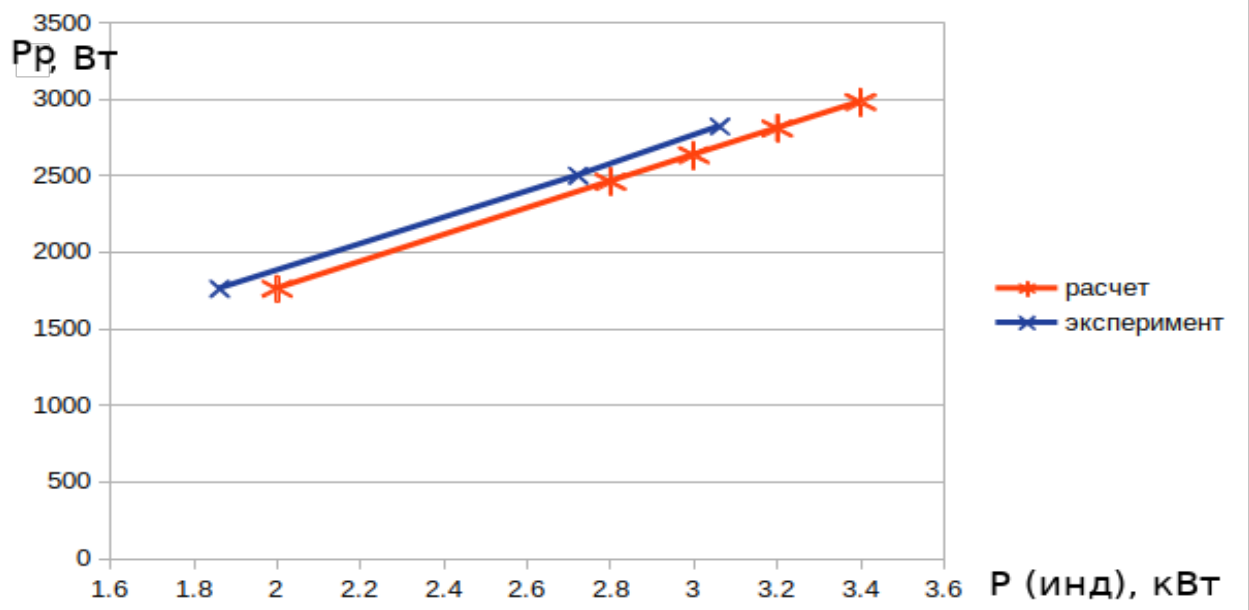


Рисунок 5.4 — Валидация математической модели по экспериментальным данным мощности, выделяемой в разряде от мощности на индукторе

На рисунке 5.7 видно, что при $p = 53$ Па максимальное число Кнудсена для плазмообразующего газа (аргон) 0,0167, при $p = 26$ Па максимальное число Кнудсена равно 0,0279, а при $p = 13$ Па максимальное число Кнудсена достигает 0,0514. Заметим, что мы вычисляли число Кнудсена в зависимости от поперечного размера частицы по формуле $Kn = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi\sigma^2 p} L}$. Здесь p — давление несущего газа, L — диаметр разрядной камеры, T — температура несущего газа, σ — поперечный размер частицы, который в различных базах и справочниках варьируется от 142 пм до 384 пм для аргона. Поэтому, оценка числа Кнудсена имеет приближенный характер. Практические численные эксперименты в пакете Comsol [187] показали, что численный метод решения системы уравнений расходится при давлении ниже 9,65 Па (рис. 5.8), а с увеличением расхода газа число Kn падает по сравнению с безрасходным режимом течения. Полученные числа Кнудсена входят в допустимые к расчету в пакете Comsol [187] для режима течения с проскальзыванием ($Kn < 0,1$), то есть можно считать для рассматриваемых режимов течения и радиуса разрядной камеры формально минимально возможное расчетное давление — 9,65 Па.

Основные закономерности, описанные выше, подтверждаются экспериментальными данными полученными при расходах $G = 0 \div 6000$ sccm. Перейдем к верификации и валидации модели для плазменной струи.

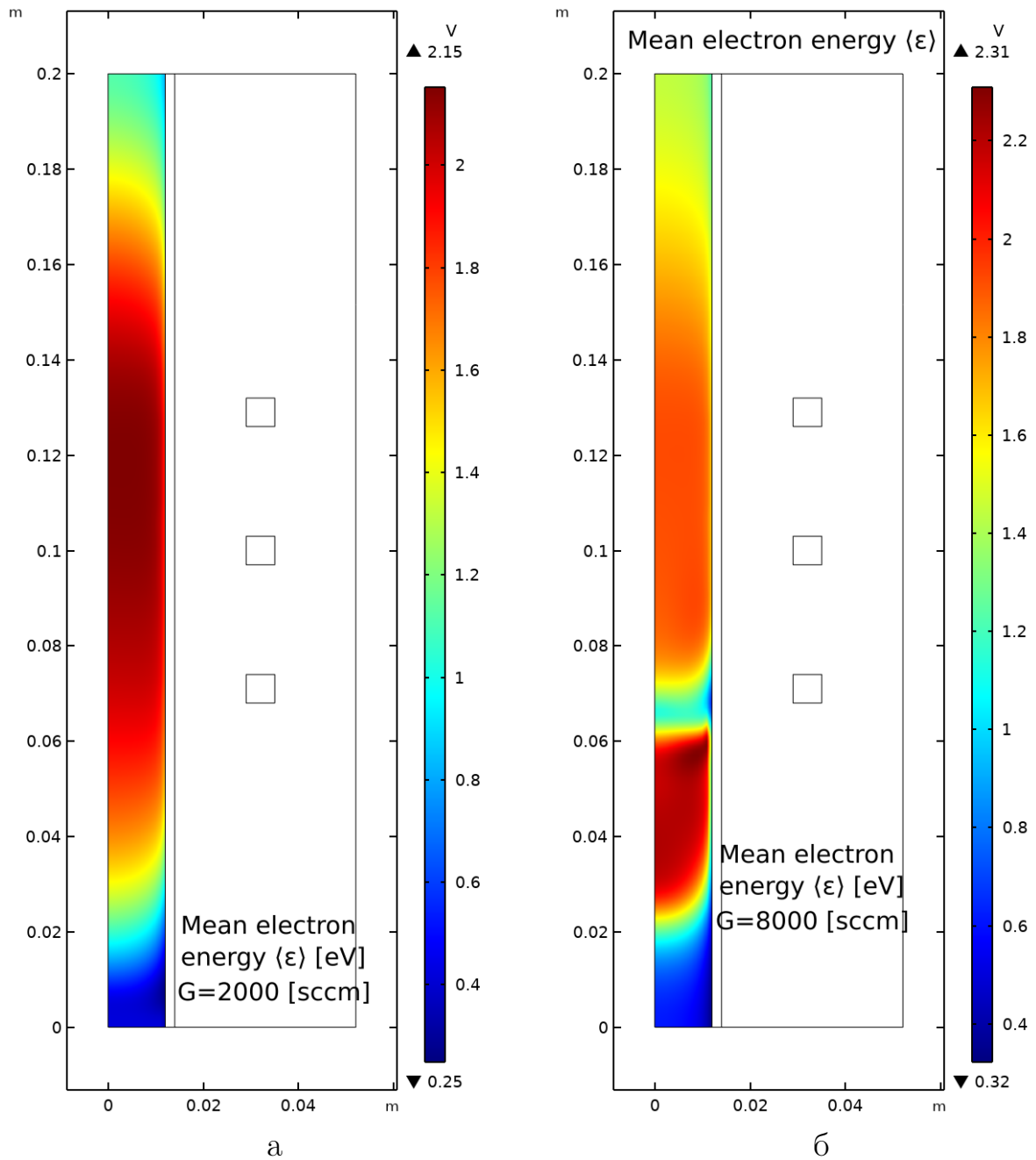


Рисунок 5.5 — Пространственное распределение средней энергии электронов $\langle \epsilon \rangle$ при расходе газа а) $G = 2000$ sccm, б) $G = 8000$ sccm.

Для исследования точности численного решения в плазменной струе проводилось изучение зависимости параметров течения, его интегральных и локальных характеристик от расчетных сеток. Для верификации численного метода в пакете OpenFOAM использовались сетки М4—М6, парамет-

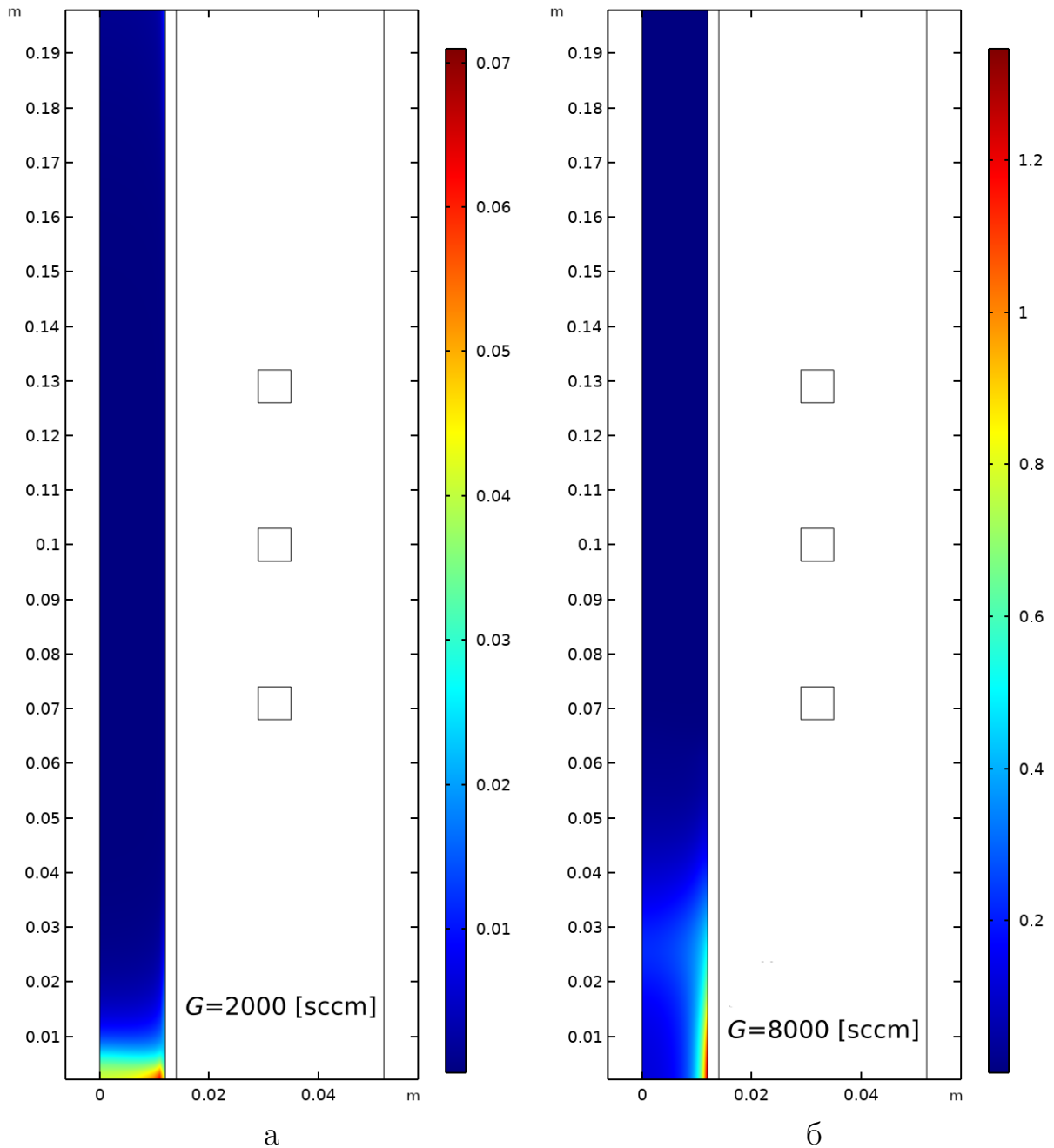


Рисунок 5.6 — Соотношение числа Дебая к диаметру разрядной камеры при расходе газа а) $G = 2000$ sccm, б) $G = 8000$ sccm.

ры используемых градиентных октогональных сеток представлены в таблице 5.3. Здесь V_{min} и V_{max} — максимальный и минимальный объемы ячейки сетки соответственно. Сравнение распределения для данных модели на расстоянии 0,1 м от входного отверстия вакуумной камеры, полученные на разных сетках при одной и той же комбинации параметров для одного момента времени, представлено в таблице 5.4. Как можно видеть, увеличение количества узлов более чем в четыре раза, реализуемое при переходе от сет-

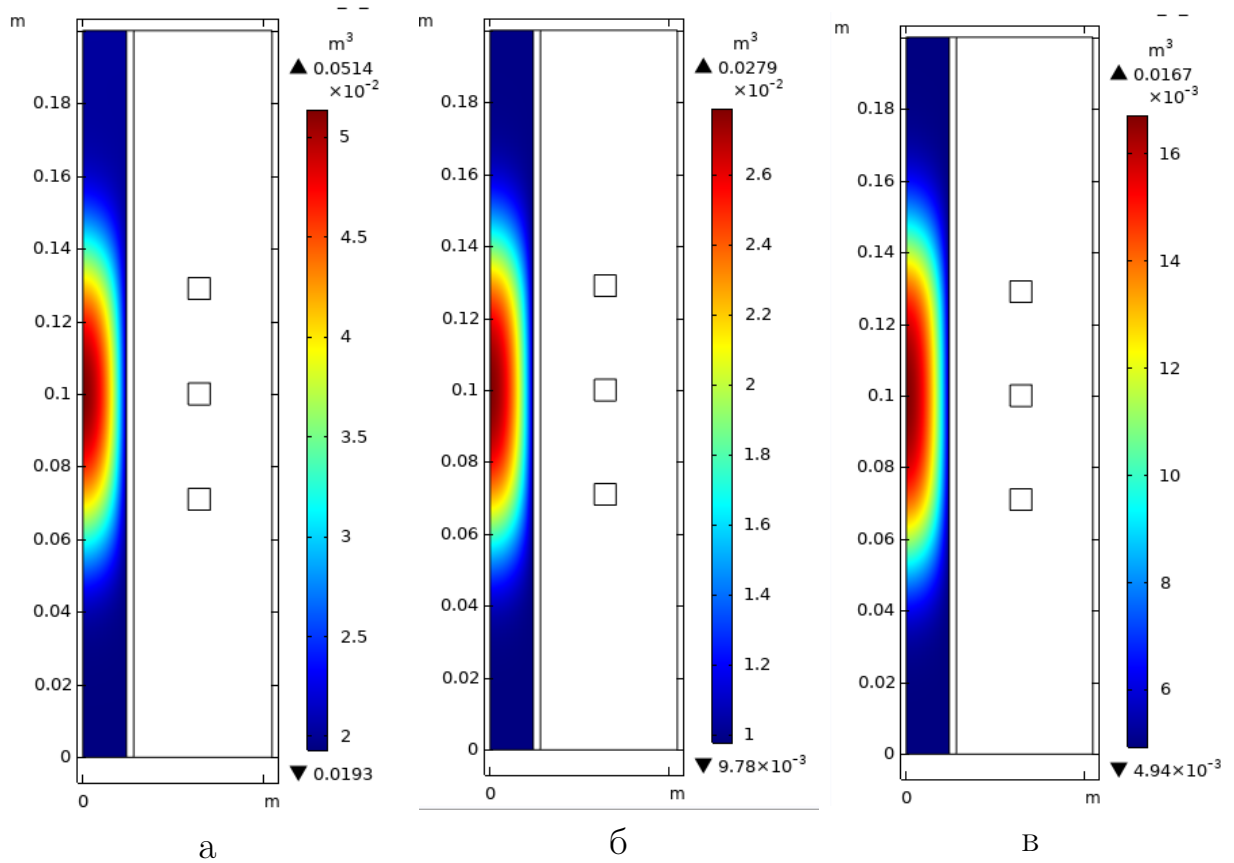


Рисунок 5.7 — Число Кнудсена Kn в безрасходном режиме при а) $p = 13$ Па, б) $p = 26$ Па, в) $p = 53$ Па.

ки М4 к М6, не вносит существенных изменений. Относительно небольшие изменения наблюдаются и в интегральных характеристиках.

Таблица 5.3 — Параметры используемых сеток

Идентификатор сетки	Количество элементов	V_{min}	V_{max}
М4	135 000	1,3E-9	1,3E-8
М5	625 000	2,8E-10	2,8E-9
М6	5 000 000	3,6E-11	3,6E-10

Как можно видеть, отличия между значениями по исследуемым величинам, рассчитанными для на разных сетках, не превышают 3%. При этом разница между значениями, вычисленными на сетках М5 и М6, во всех контрольных точках меньше, чем на сетках М4 и М5, что свидетельствует о сеточной сходимости решения.

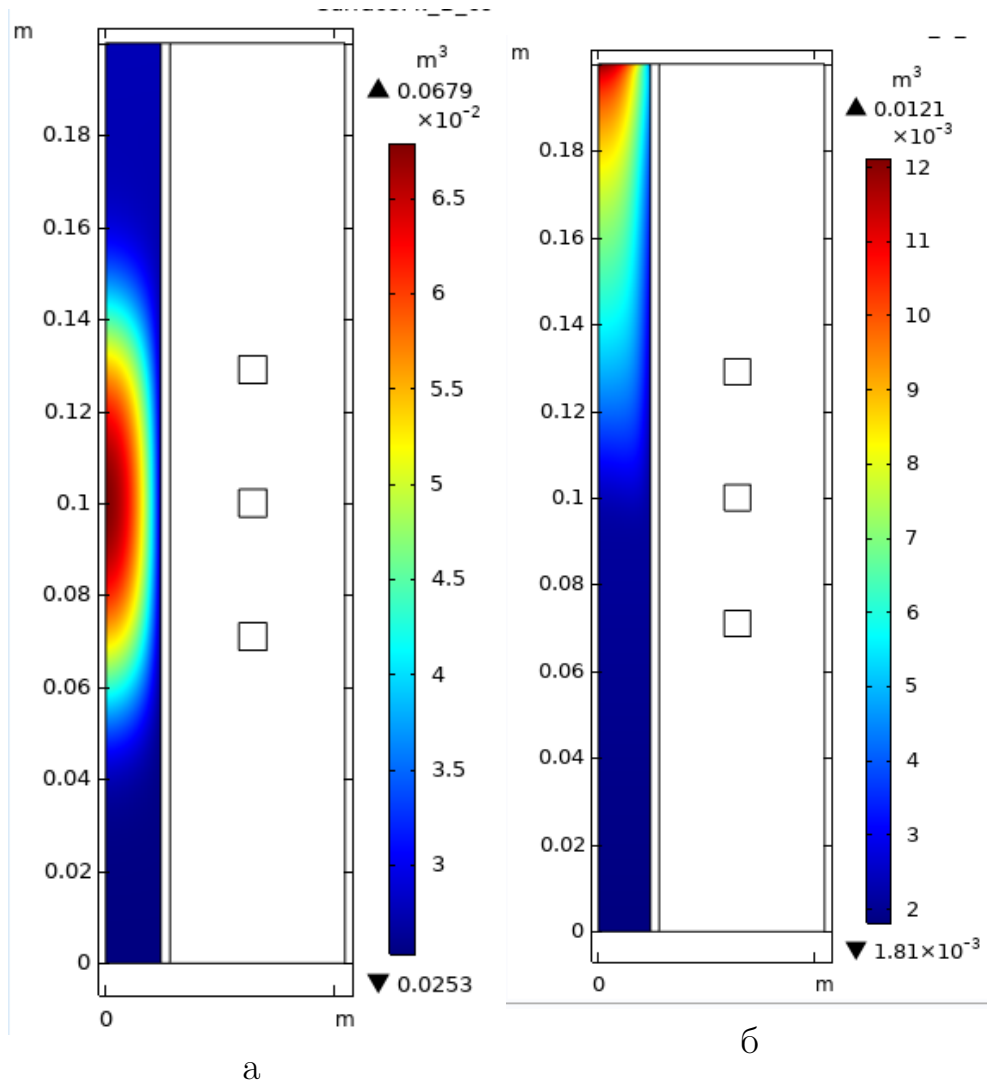


Рисунок 5.8 — Число Кнудсена Kn при а) $p = 9,65$ Па, б) $p = 53$ Па и расходе 6000 sccm.

Аналогичным образом проводилась верификация одномерных моделей струйного ВЧИ-разряда пониженного давления в области СПЗ и приповерхностном слое.

Проведено теоретическое исследование параметров ВЧ-плазмы, ответственных за модификацию поверхности твердых тел. Технологические параметры взаимодействия струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с твердым телом (W_i, j_i) связаны со степенью неравновесности плазмы. В соответствии с известным соотношением, определяющим плавающий потенциал [201], плотность потока ионов уменьшается, а их энергия растет с увеличением степени неравновесности плазмы.

Таблица 5.4 — Сравнение параметров задачи

Идентификатор сетки	p , Па	v , м/с	n_e , м^{-3}	E_{full} , В/м
M4	32,773	73,586	2,350E+16	315,84
M5	32,077	72,632	2,302E+16	309,42
M6	31,848	72,195	2,282E+16	307,69

Проведены расчеты энергии ионов и плотности ионного тока, приходящейся на поверхность твердого тела при значениях расхода и давления плазмообразующего газа, мощности разряда, частоты поля, соответствующих экспериментам по полировке металлов [227]

Проведено сравнение с экспериментальными данными расчетных данных по энергии ионной бомбардировки, плотности ионного тока на поверхность образца от давления, расхода газа, мощности разряда (табл. 5.5, 5.6, 5.7). Плотности ионного тока на поверхность образца находились в диапазоне 0,8 - 10 А/м² для мощностей разряда 0,6-1,0 кВт, 10 - 25 А/м² для мощностей разряда 1,0-3,0 кВт при расходе 0,06 г/с. Отклонения расчетных и экспериментальных данных составляют не более 20%.

Таблица 5.5 — Зависимость энергии ионов, приходящихся на поверхность твердого тела в зависимости от расхода плазмообразующего газа ($p = 53,2$ Па)

$P_p = 1$ кВт			$P_p = 2$ кВт		
G_s , г/с	W_i расч, эВ	W_i эксп, эВ	G_s , г/с	W_i расч, эВ	W_i эксп, эВ
0,00	8,1	10,0	0,00	9,9	12,1
0,012	14,5	17,3	0,012	19,8	23,0
0,032	17,9	15,1	0,032	34,9	42,5
0,051	33,1	28,5	0,051	37,3	31,1
0,080	43,8	40,2	0,080	48,1	51,4

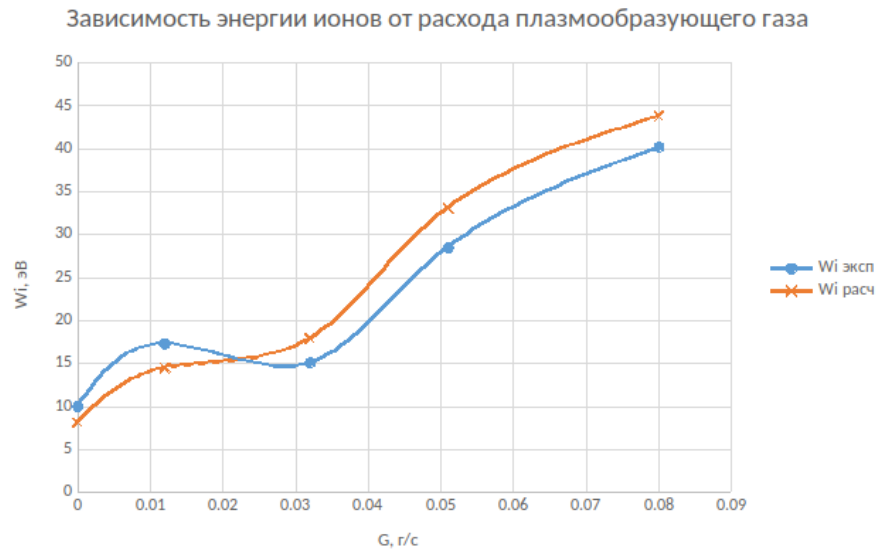


Рисунок 5.9 — Зависимость энергии ионов от расхода плазмообразующего газа ($p = 53,2$ Па, $P_p = 1$ кВт)

Таблица 5.6 — Зависимость энергии ионов, приходящихся на поверхность твердого тела от давления плазмообразующего газа ($P_p = 1$ кВт, $G = 0,04$ г/с)

ВЧИ-разряд аргон		
p , Па	W_i эксп, эВ	W_i расч, эВ
26,6	12,0	13,7
53,2	38,2	31,1
79,8	50,2	46,4
106,4	36,7	30,1
133,0	10,5	8,7

Таблица 5.7 — Зависимость плотности тока, приходящейся на поверхность твердого тела от расхода плазмообразующего газа ($p = 53,2$ Па, $P_p = 0,8$ кВт)

ВЧИ-разряд, аргон		
G , г/с	J_i расч, $A \cdot m^{-2}$	J_i эксп, $A \cdot m^{-2}$
0,02	1,21	1,30
0,04	1,9	2,12
0,05	2,32	2,21
0,06	2,69	2,26
0,08	3,52	3,85

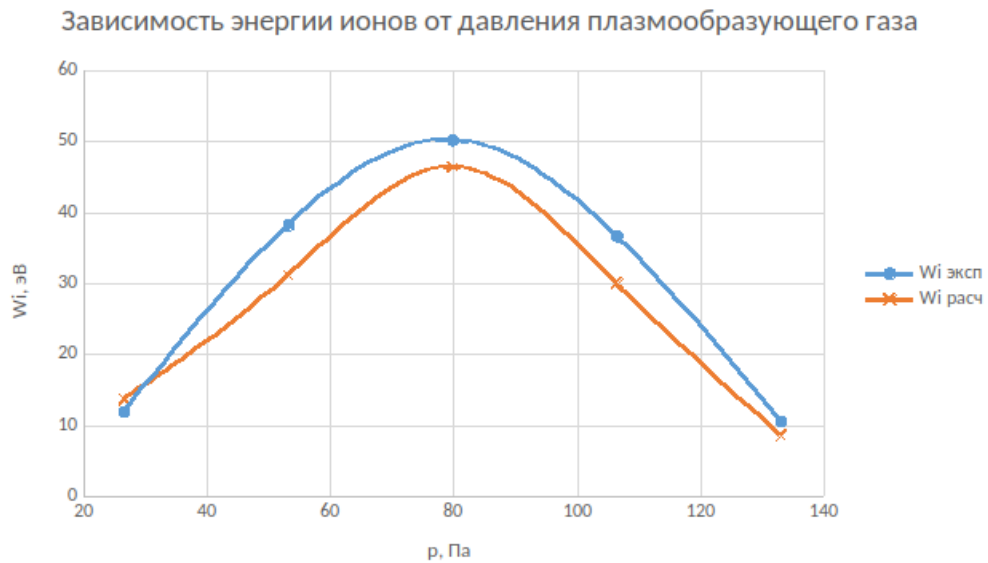


Рисунок 5.10 — Зависимость энергии ионов, приходящихся на поверхность твердого тела от давления плазмообразующего газа ($P_p = 1$ кВт, $G = 0,04$ г/с)

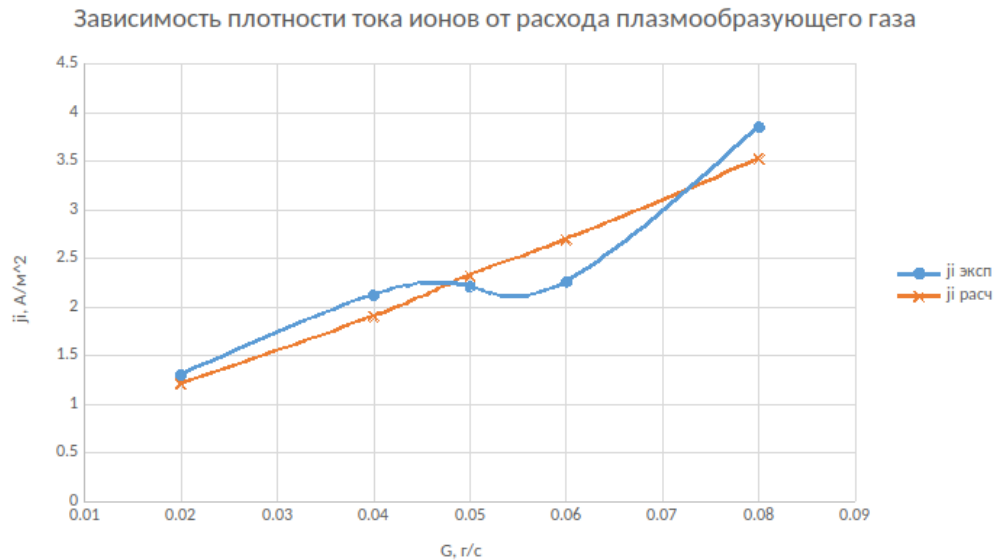


Рисунок 5.11 — Зависимость плотности ионного тока, поступающего на поверхность твердого тела в зависимости от расхода плазмообразующего газа ($p = 53,2$ Па, $P_p = 0,8$ кВт)

5.2 Характеристики ВЧИ-плазмы в разрядной камере

Для моделирования потока газа, на границе "inlet" задается объемный расход G , измеряемый в $\text{см}^3/\text{мин}$ (сссм) или массовый расход, измеряемый в г/с. Объемный расход преобразуется в скорость на границе по формуле (3.64). Далее добавляется граничное условие, симулирующее откачку газа насосом: на противоположном конце трубки "outlet" задается постоянное давление $p = p_0$.

Газодинамические параметры плазмы рассчитываются с помощью уравнений Навье-Стокса (3.62) с вышеописанными условиями на границах "inlet" и "outlet". Результатом решения являются пространственные распределения скорости газа v и давления p (рис. 5.12), которые затем применяются в расчетах уравнений на концентрацию электронов, ионов и метастабилей (3.66)–(3.69). Значения n_e, n_i, n_m на выходном сечении разрядной камеры в зависимости от расхода газа G показаны на рис. 5.13, 5.14.

Незначительное падение концентрации газа нейтральных атомов на рис. 5.13 по сравнению с ростом концентрации ионов n_i и метастабильных состояний n_m объясняется увеличением скорости газа с ростом расхода, выраженном в единицах сссм. Таким образом, поток суммы частиц через поперечный срез разрядной трубки $\int_0^R (n_m + n_i + n_a) \cdot \mathbf{v} dr$ остается одинаковым на протяжении всей длины трубки. Так как концентрации ионов и метастабилей увеличиваются в плазменном сгустке и ниже по течению, то небольшое падение концентрации атомов нейтрального газа при повышении G является корректным.

Из рисунков 5.14б и в видно, что нижняя граница плазменного сгустка смещается к центру индуктора, верхняя граница отдаляется от него. Происходит перераспределение концентрации заряженных и метастабильных частиц в пределах области индуктора. Расчеты согласуются с теоретической моделью Ромиг [127] и с экспериментальными данными.

В модели Ромиг рассмотрено влияние потока на распределение концентрации электронов в предположении ударной ионизации, постоянного коэффициента амбиполярной диффузии и частоты ионизации равной константе в пределах области индуктора и нулю в остальной части разрядной

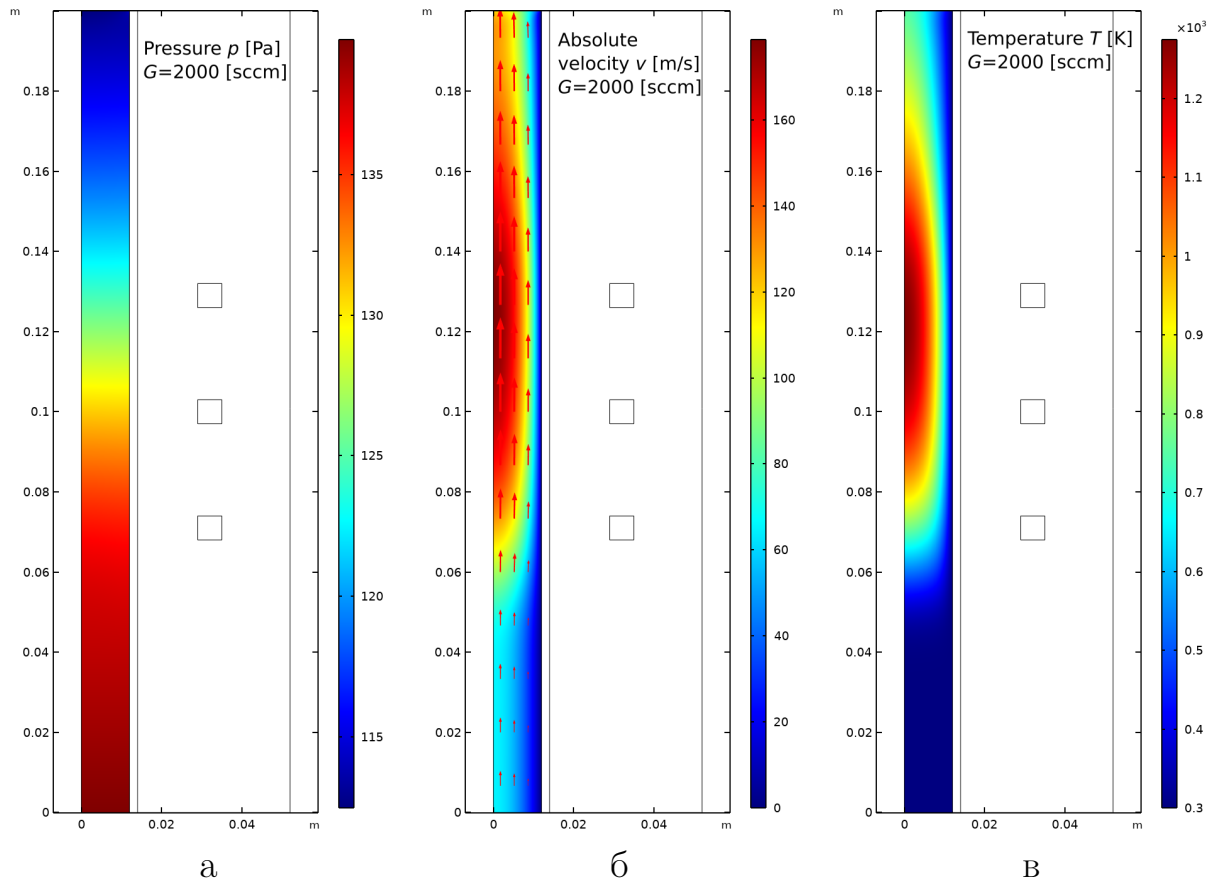


Рисунок 5.12 — Пространственное распределение давления p (а), модуля скорости v (б) и температуры газа (в) при расходе газа $G = 2000$ sccm

трубки. Получено, что с ростом скорости газа происходит смещение распределения концентрации электронов вниз по потоку, но в пределах области индуктора.

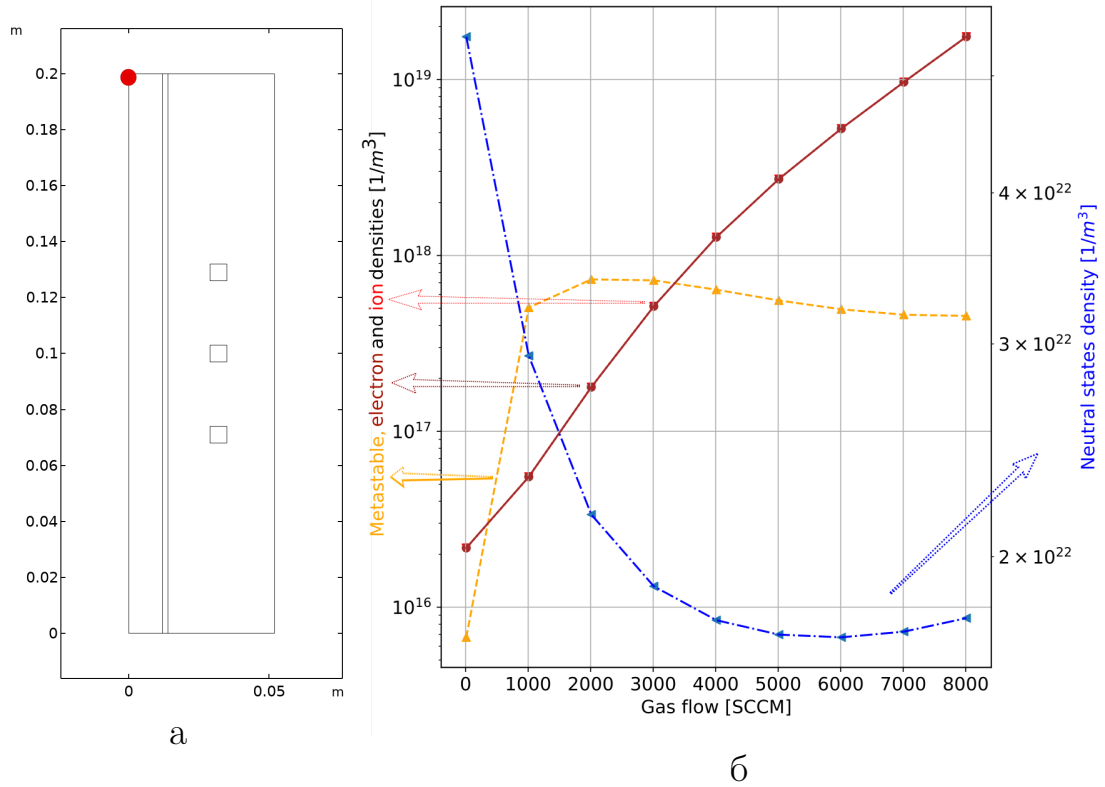
В отличие от модели Ромиг, в настоящей работе учитывается процесс ступенчатой ионизации и коэффициенты диффузии и частоты ионизации, зависящие от ФРЭЭ. Поэтому, в представленных результатах расчета на рисунках 5.14б и в при увеличении расхода газа от 0 до 2000 sccm максимум концентрации электронов и возбужденных частиц вначале смещается вверх по потоку, а с дальнейшим повышением расхода смещается вниз по потоку. Смещение максимума концентрации электронов и возбужденных частиц в направлении, противоположном потоку плазмы, может быть вызвано разной направленностью их диффузионной и конвективной скоростей: до плазменного сгустка диффузионная скорость заряженных частиц направлена противоположно конвективному потоку нейтрального газа, а после плазменного сгустка — в том же направлении. Поэтому до центра плазменно-

го сгустка график аксиального профиля n_e, n_i, n_m более «крутой», а после плазменного сгустка становится пологим.

Из рисунка 5.13в видно, что при повышении расхода газа температура нейтральных частиц в точке, расположенной на оси у выхода из плазмотрона, растет быстрее, чем температура электронов. Эта разница в приросте обусловлена увеличением сечения и частоты упругих столкновений электронов с атомами, в следствие чего растет доля энергии передаваемая атомам от электронов.

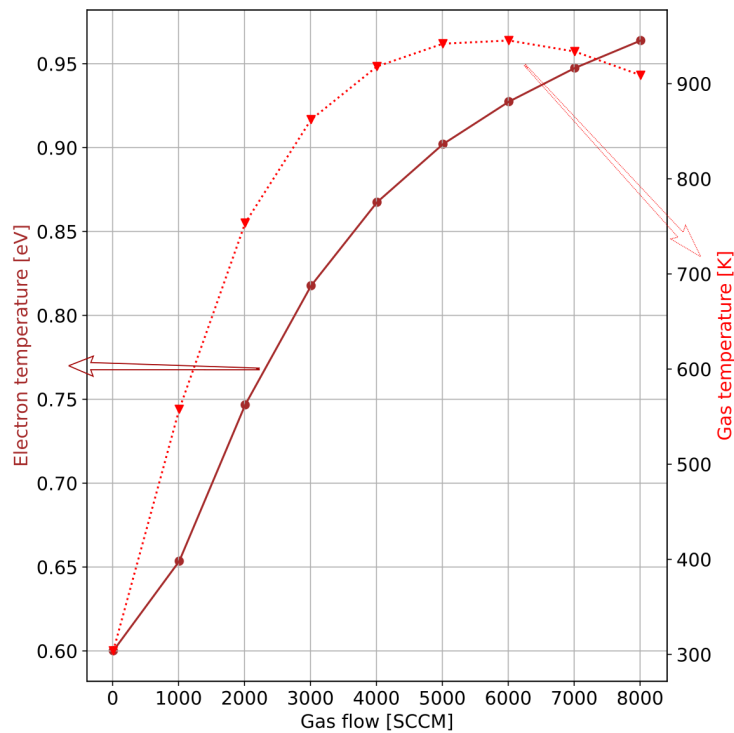
Проведены расчеты параметров несущего газа в разрядной камере (давление, скорость, температура) (рис. 5.15 и 5.16). Установлено, что максимум поля скоростей смещается к выходу при большем расходе плазмообразующего газа.

Проведены расчеты вихревой компоненты ВЧ-поля для мощностей 100-1000 Вт. Получено, что максимум модуля напряженности магнитного поля достигается вокруг центрального витка и возрастает от $3,53 \cdot 10^3$ А/м при 100 Вт до $2,36 \cdot 10^4$ А/м при 1 кВт (рис. 5.17 а,б). Максимум модуля азимутальной компоненты вихревого поля достигается на расстоянии 0,01 м от оси трубки по центру разрядной камеры (рис. 5.17 с).



а

б



в

Рисунок 5.13 — а) положение точки вывода данных на области расчета б) Зависимость концентрации электронов, возбужденных атомов и ионов на выходе разрядной трубки $n_{e,m,i:outlet}$ от расхода газа G в) температура электронов и температура нейтральных частиц в зависимости от расхода газа G . Графики концентрации электронов n_e и ионов n_i накладываются друг на друга, вследствие чего зависимость n_i видна только в виде точек на рисунке.

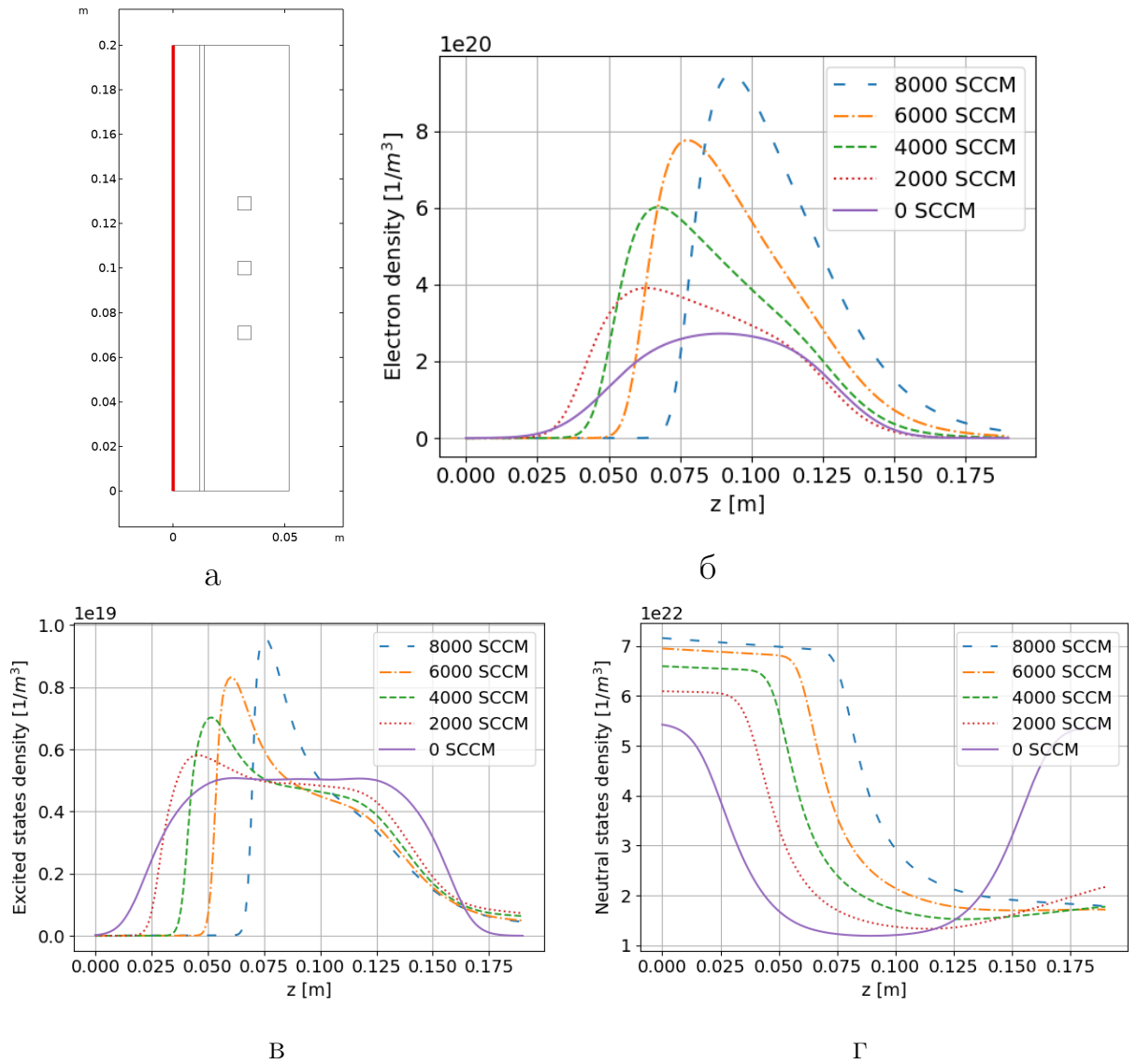


Рисунок 5.14 — а) прямая вывода данных на области расчета б) Зависимость концентраций электронов n_{ez} , в) возбужденных состояний n_{mz} и г) нейтральных атомов аргона n_{iz} вдоль разрядной трубки (а) от расхода газа G

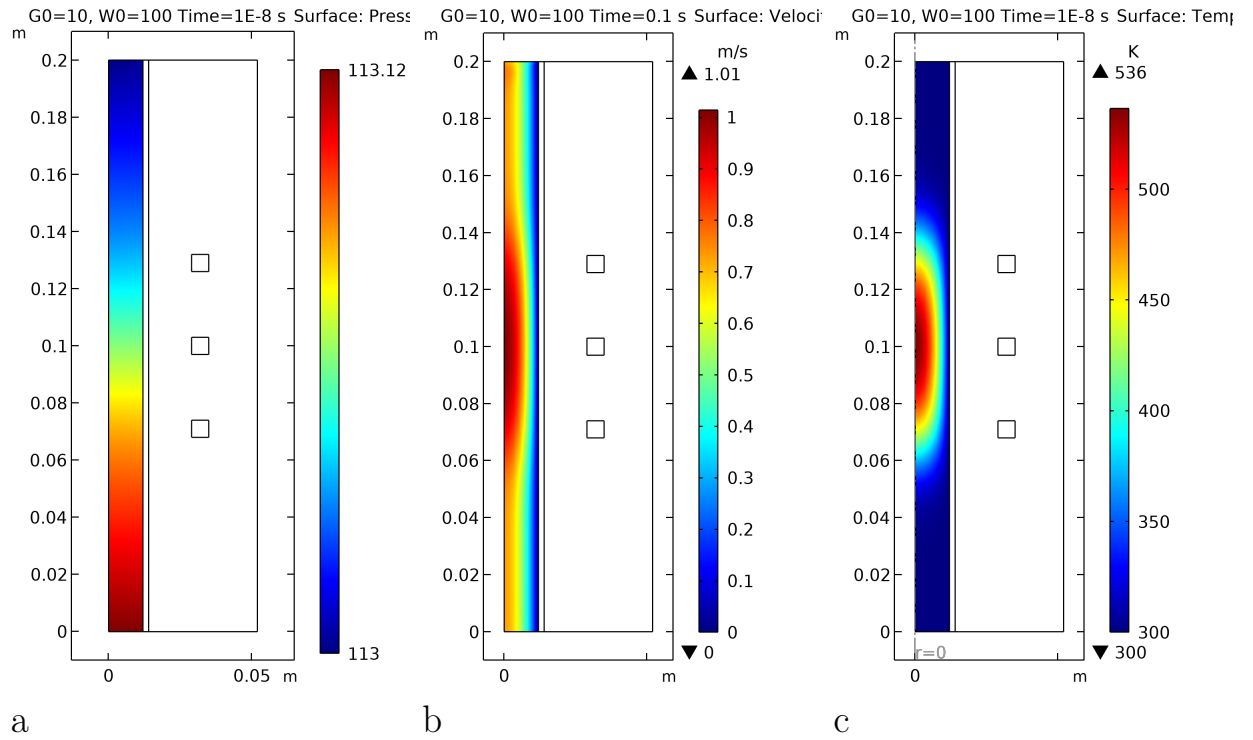


Рисунок 5.15 — а) Давление б) Модуль скорости в) Температура несущего газа в разрядной камере при $P_p = 100$ Вт, $G = 10$ сссм.

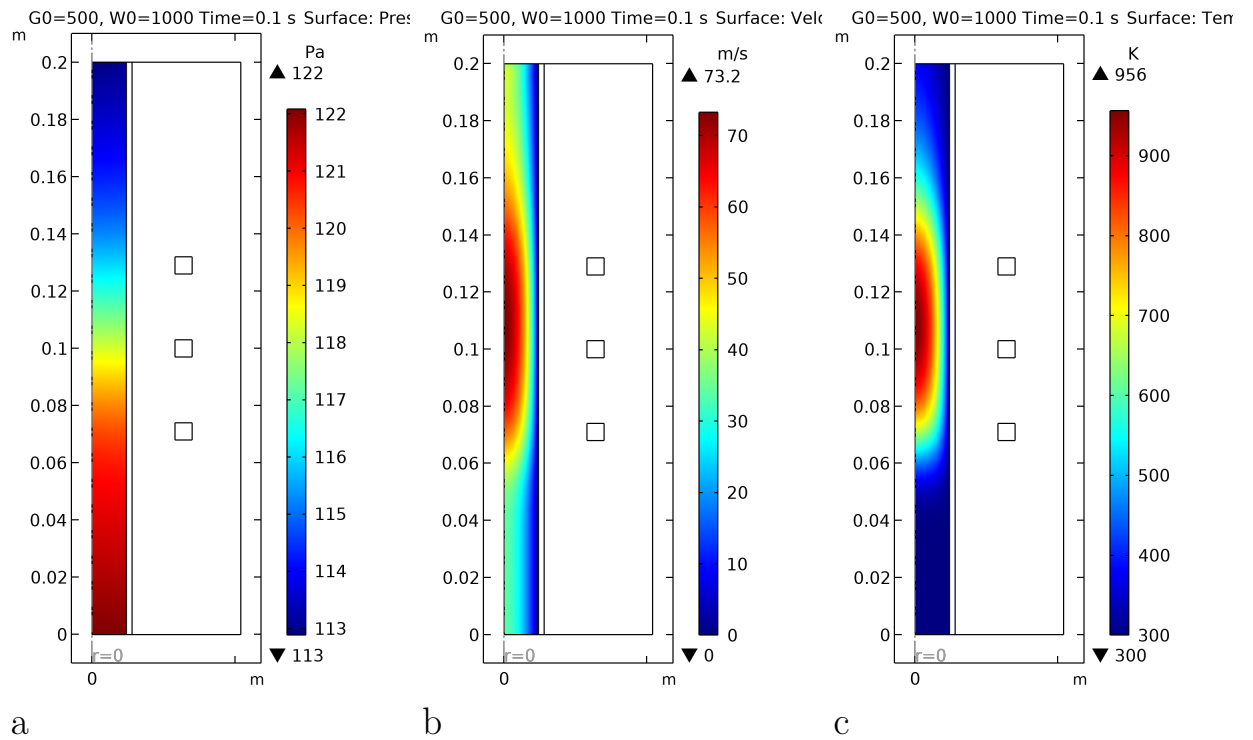


Рисунок 5.16 — а) Давление б) Модуль скорости в) Температура несущего газа в разрядной камере при $P_p = 1$ кВт, $G = 500$ сссм

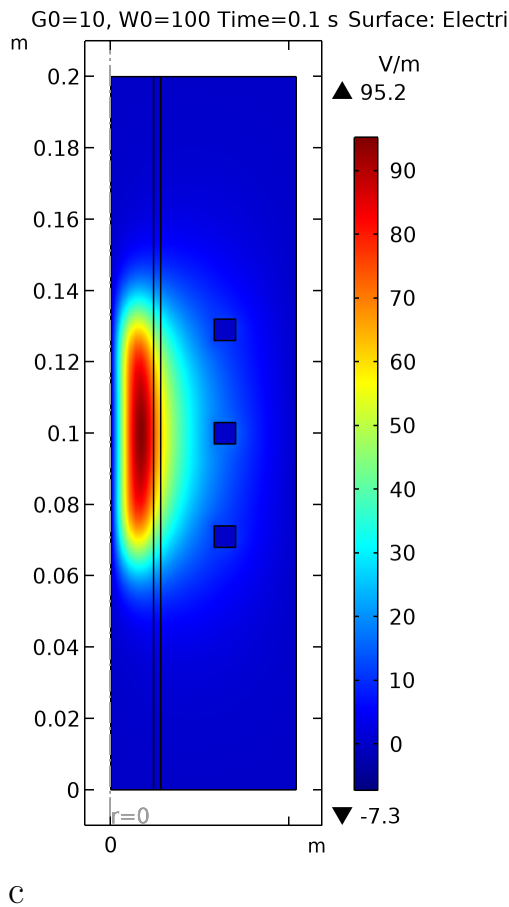
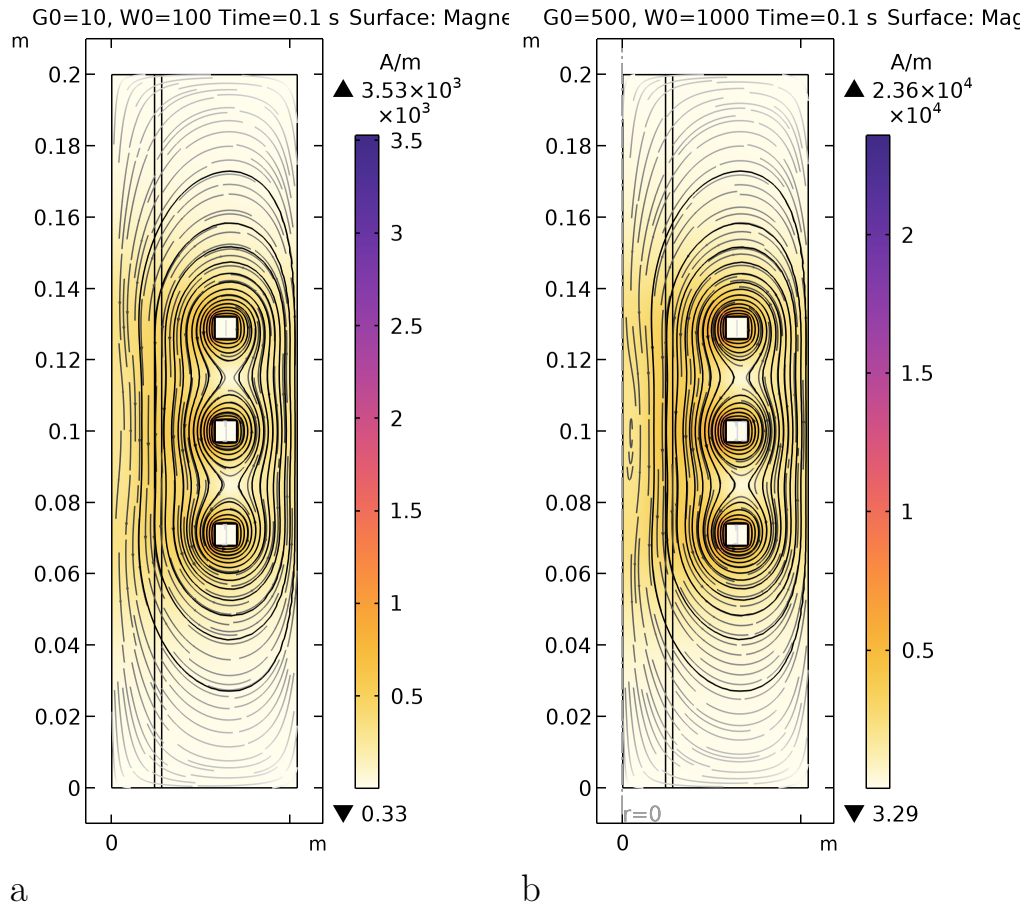


Рисунок 5.17 — а) Модуль напряженности магнитного поля ($P_p = 100$ Вт) б) Модуль напряженности магнитного поля ($P_p = 1$ кВт) в) Модуль азимутальной компоненты вихревого поля ($P_p = 100$ Вт). Расчеты сделаны в зоне разрядной камеры.

5.2.1 Влияние вида ФРЭЭ на результаты расчетов в разрядной камере

Получено распределение ФРЭЭ для струйного ВЧИ-разряда пониженного давления при частоте поля $f=1,76$ МГц (рис. 5.18) путем решения уравнения Больцмана (3.17). Как было показано в главе 3, при частоте поля 1,76 МГц необходим расчет ФРЭЭ и учет коэффициентов уравнений системы в зависимости от полученной ФРЭЭ, использование ФРЭЭ Максвелла возможно только при частоте поля 13,56 МГц и выше.

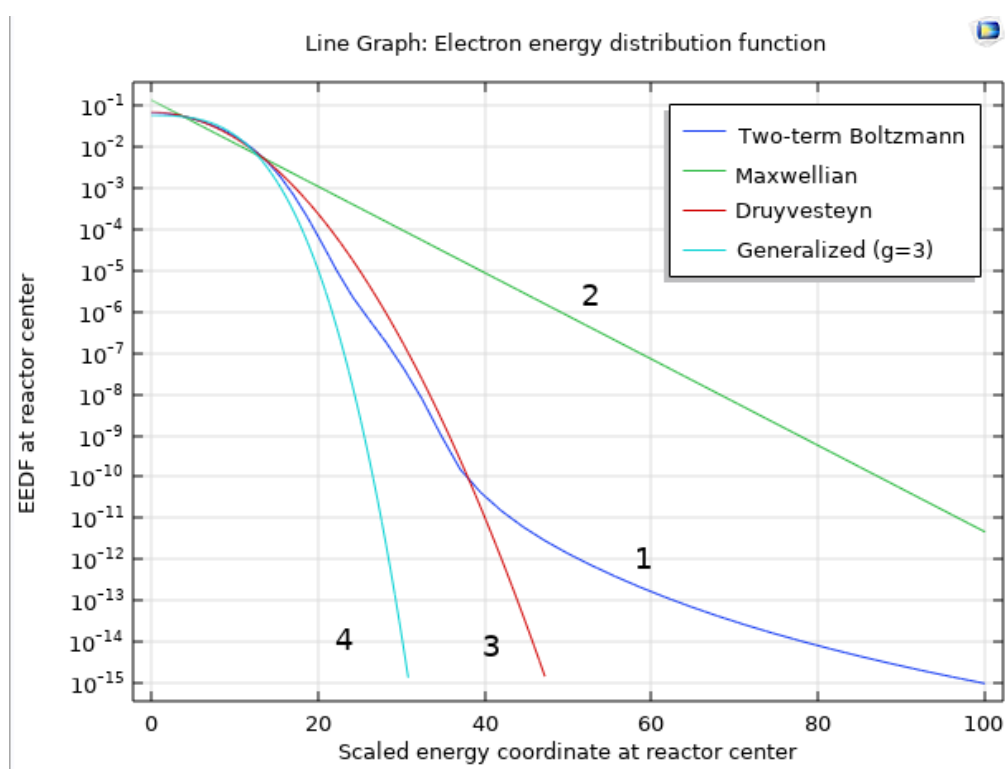


Рисунок 5.18 — Сравнение двухчленной ФРЭЭ струйного ВЧИ-разряда пониженного давления при частоте поля $f=1,76$ МГц (линия 1) в сравнении с максвелловской (линия 2), Дрювестейна (линия 3) и обобщенной (линия 4)

На рис. 5.19 показана разница в концентрации электронов при расчете с ФРЭЭ Максвелла и ФРЭЭ, рассчитанной по уравнению Больцмана. Можно видеть, что разница составляет более чем 1,5 раза. Что подтверждает вывод о необходимости расчета ФРЭЭ для струйного ВЧИ-разряда пониженного давления.

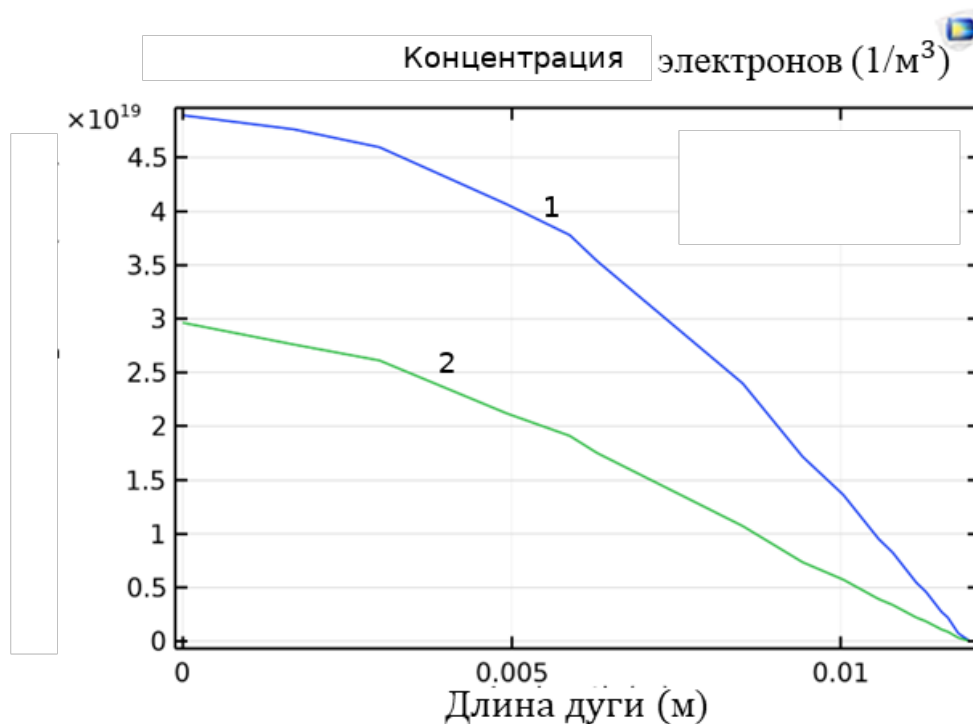


Рисунок 5.19 — Влияние вида ФРЭЭ на распределение концентрации электронов вдоль радиуса разрядной камеры: 1 - расчет по уравнению Больцмана в двучленном приближении, 2 - максвелловская ФРЭЭ

5.2.2 Влияние области расширения потока на концентрацию электронов в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления

Рассмотрены характеристики потока плазмы ВЧИ-разряда пониженного давления на выходе из разрядной камеры в области расширения потока. Использовалась численная модель, разработанная в пакете COMSOL Multiphysics, с заданными параметрами давления на выходе $p = 133$ Па, мощностью разряда $P_p = 1,3$ кВт, частотой поля $f = 1,76$ МГц и расходом газа $G = 0 \div 0,4$ г/с. Получены пространственные распределения концентрации электронов, температуры электронов, давления в камере, скорости газа и проведен анализ эффектов в области расширения. Выявлено аномальное увеличение электронной плотности в области расширения.

Моделирование проводилось при следующих условиях: давление на выходной границе «to pump» 113 Па, ток на индукторе 240 А (соответствует мощности на индукторе 1300 Вт), расход аргона находится в диапазоне

0-0,4 г/с. Плазмообразующий газ втекает в области «inlet» и вытекает на границе «to pump».

Поскольку газ протекает вдоль оси z , пренебрегаем радиальной составляющей скорости газа v_r , v_z полностью представляет вектор скорости газа $\mathbf{v}$.

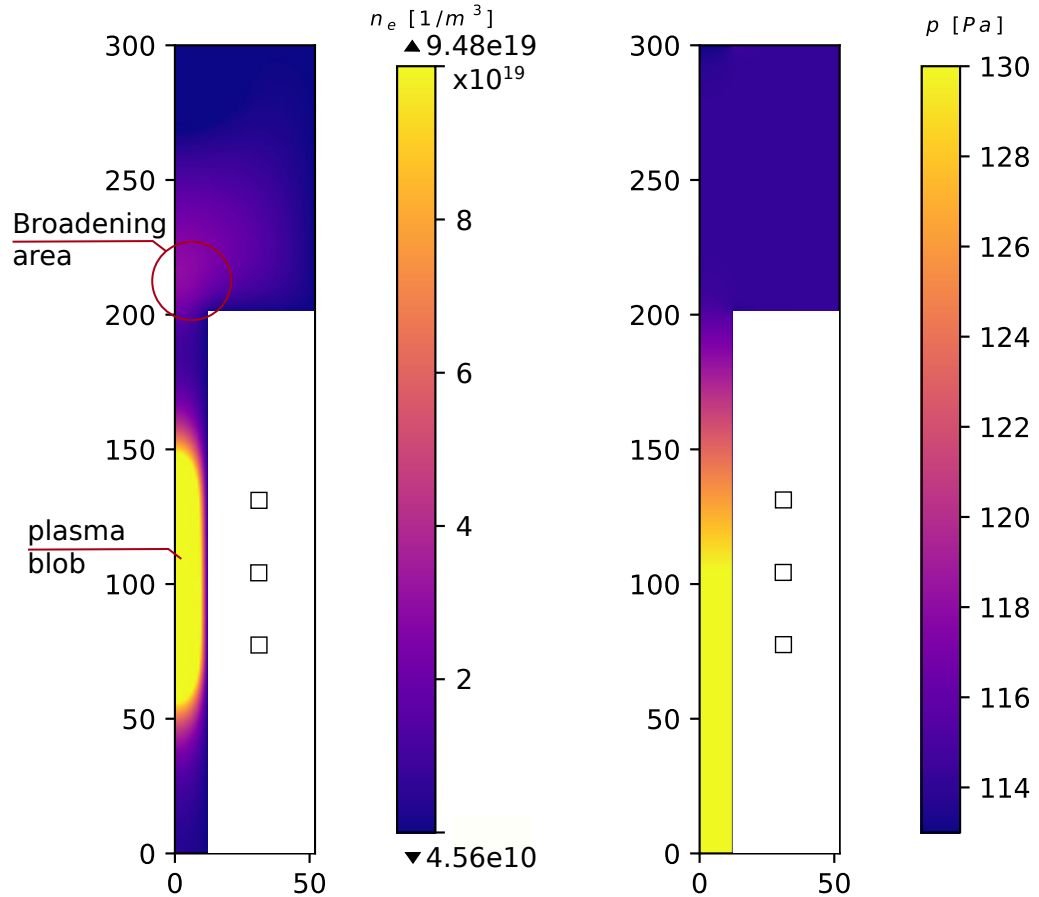


Рисунок 5.20 — Пространственные распределения электронной плотности и давления. Диапазон цветных полос сдвинут вниз для n_e для того, чтобы показать распределение в области расширения. Газ - аргон, потребляемая мощность 1,3 кВт, частота возбуждения 1,76 МГц, расход газа 0,1 г/с, геометрические размеры указаны в мм.

На рисунках 5.20, 5.21 даны пространственные распределения электронной концентрации n_e , электронной температуры T_e , концентрации атомов в возбужденных состояниях n_m , скорости газа v и давления p .

Пространственное распределение поля скоростей увеличивается вдоль плазмотрона от $z = 0$ мм до $z = 200$ мм, затем резко уменьшается в области расширения при переходе в камеру. На границе «to pump»

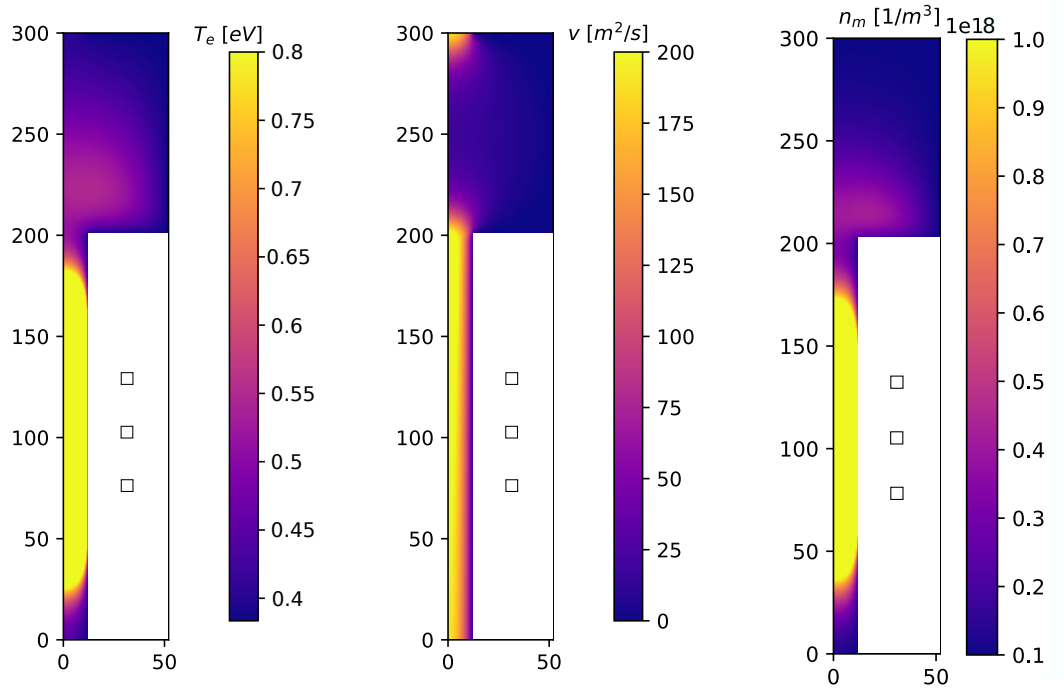


Рисунок 5.21 — Пространственные распределения электронной температуры T_e , скорости газа v и плотности возбужденных состояний n_m . Диапазон цветных полос сдвинут вниз для T_e и n_m для того, чтобы показать распределение в области расширения. Газ аргон, потребляемая мощность 1,3 кВт, частота возбуждения 1,76 МГц, расход газа 0,1 г/с, геометрические размеры указаны в мм.

давление постоянно. Таким образом, из-за разницы давлений между камерой и граничным условием поле скоростей увеличивается.

В зоне расширения потока наблюдается область повышенной концентрации электронов, она отмечена красным кружком на рисунке 5.20. Здесь концентрация электронов достигает $2.5 \cdot 10^{19} \text{ 1/м}^3$, это немного по сравнению с концентрацией электронов в плазмотроне, однако это значение значительно больше, чем в промежутке между сгустком плазмотрона и зоной расширения.

Предполагается, что причиной появления этой области является наличие слагаемого $\nabla \cdot (\mathbf{v}n_e)$ в уравнении для концентрации электронов (3.66). Данный член уравнения рассчитывается через производную по пространственным координатам, а так как в уравнение (3.66) он входит со знаком «-», то уменьшение скорости v приводит к увеличению n_e .

Физический смысл этого выражения – уход электронов из рассчитываемой области. Таким образом, можно считать, что с уменьшением v вынос заряженных частиц замедляется. Кроме того, расход возбужденных частиц и энергии электронов также замедляется, поскольку уравнения (3.67), (3.69) для n_ε и n_m включают такой же член со скоростью как и в уравнении (3.66) на n_e .

Увеличение n_e , n_ε , n_m вызывает рост R_e , что приводит к дальнейшему увеличению n_e , что в конечном итоге приводит к появлению области увеличенной концентрации электронов в зоне расширения.

Температура электронов T_e на рисунке 5.21 вычисляется из плотности энергии электронов n_ε и имеет такое же распределение, что и концентрация электронов n_e . Это вызвано подобием уравнений (3.66), (3.67), поэтому сделанные выше выводы можно применить и к электронной температуре.

На рисунке 5.22a показаны зависимости электронной концентрации вдоль оси z . Каждая кривая соответствует расходу газа. Электронная плотность увеличивается с увеличением потока газа. Кривые имеют два пика: около $z = 110$ мм, т.е. плазменного сгустка, и около $z = 220$ мм в области расширения. Как видим, второй пик появляется при наличии потока газа.

На рисунке 5.22b показана зависимость этих пиков от расхода газа, как видно, зависимость носит линейный характер. Это наблюдение подтверждает зависимость величины электронной концентрации от скорости газа, обусловленную течением газа.

Таким образом, обнаружено, что при наличии потока плазмообразующего газа возникает эффект увеличения концентрации электронов в области расширения. Показано, что изменение распределения давления в камере не влияет на концентрацию электронов в области расширения. Однако скорость газа в этой области значительно снижается, что и приводит к такому эффекту.

Стоит отметить, что при давлении в области струи меньше 100 Па, число Кнудсена превышает 0,1 и моделирование в предположении сплошной среды невозможно, что обуславливает необходимость перехода на расчет характеристик потока несущего газа с помощью уравнения Больцмана.

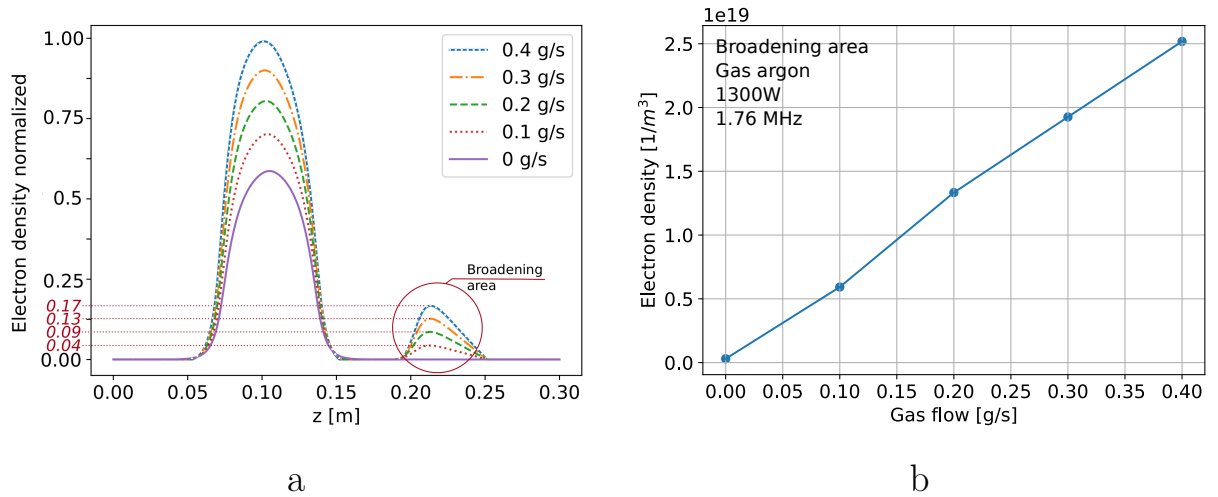


Рисунок 5.22 — а) Нормированное распределение электронной плотности по оси z в центре плазмотрона ($r = 0$). Пики электронной плотности в области расширения отмечены красным цветом. Каждая кривая соответствует определенному расходу газа в граммах в секунду. б) Пиковые значения электронной концентрации в области расширения в зависимости от расхода газа

5.2.3 Распределение возбужденных и заряженных частиц в разрядной камере при малых расходах

Для изучения влияния подачи дополнительного потенциала на область расширения струи, проведены расчеты параметров плазмы с помощью пакета Comsol multiphysics [187] с учетом подачи напряжения в верхнюю точку оси разрядной камеры при расходах $G = 10 - 500 \text{ sccm}$ по модели, представленной в п. 3.4.1.

Проведены были численные эксперименты в двух вариантах:

1) с различными значениями потенциала, поданного в верхнюю точку оси разрядной камеры, вследствие чего увеличивается z компонента потенциального электрического поля $E_{p,z}$;

2) с различными значениями потока плазмообразующего газа, продуваемого через трубку, что увеличивает z компоненту скорости газа v_z . Целью этих экспериментов было выявление зависимостей концентрации заряженных частиц и их температуры от данных параметров $E_{p,z}$ и v_z .

В первой серии экспериментов в верхней точке оси разрядной камеры задавался потенциал смещения ϕ в диапазоне от -8 до 3 В относительно кварцевой стенки. Данное смещение вносит вклад в напряженность электрического поля $E_{p,z}$ (уравнение 3.109), вследствие чего заряженные частицы приобретают дополнительную скорость по полю или против поля в зависимости от знака заряда частицы. Данный эффект объясняется увеличением дрейфового потока $b_{e,i}E_p n_{e,i}$ и, следовательно, относительным уменьшением диффузионного потока $D_{e,i}\nabla n_{e,i}$ в уравнениях для n_e, n_i (3.66).

Распределение аксиальной компоненты потенциального поля $E_{p,z}$ вдоль оси z показано на рисунке 5.23. Поле $E_{p,z}$ изменяется на расстоянии 10 мм от выходного отверстия плазмотрона (рис. 5.23), вследствие чего изменения концентрации электронов и ионов приходится на малую часть от всей расчетной области.

Зависимость концентрации частиц от приложенного потенциала показана на графике 5.24. Как видно из графика, при повышении потенциала, концентрация электронов и ионов увеличивается экспоненциально. Причем концентрация электронов n_e при $\phi > 0$ увеличивается быстрее, чем ионов n_i . Следует отметить, что при $\phi < 0$ n_i имеют большую концентрацию, чем n_e .

Также установлено, что поданный потенциал на концентрации возбужденных и нейтральных частиц не влияет, вследствие чего не меняется и температура плазмообразующего газа.

На рис. 5.25 представлены результаты расчета распределения концентрации электронов в сгустке разрядной камеры вдоль её радиуса в зависимости от давления с шагом 0,1 мм.рт.ст. при $f=1,76$ МГц при расходе 10 ссст. Видно, что при увеличении давления в 10 раз, концентрация увеличилась в 3,5 раза при той же мощности разряда.

По разработанной двумерной модели разрядной камеры проведены расчеты для мощностей от 100 Вт до 1,0 кВт для давления 113 Па на входе в разрядную камеру, температура газа на входе в разрядную камеру - 300 К, расход варьировался в диапазоне 10-500 ссст. Получены результаты расчетов значений концентрации электронов и электронной температуры, напряженностей электромагнитного поля, параметров несущего газа (давление, скорость, температура), концентрации метастабильных частиц.

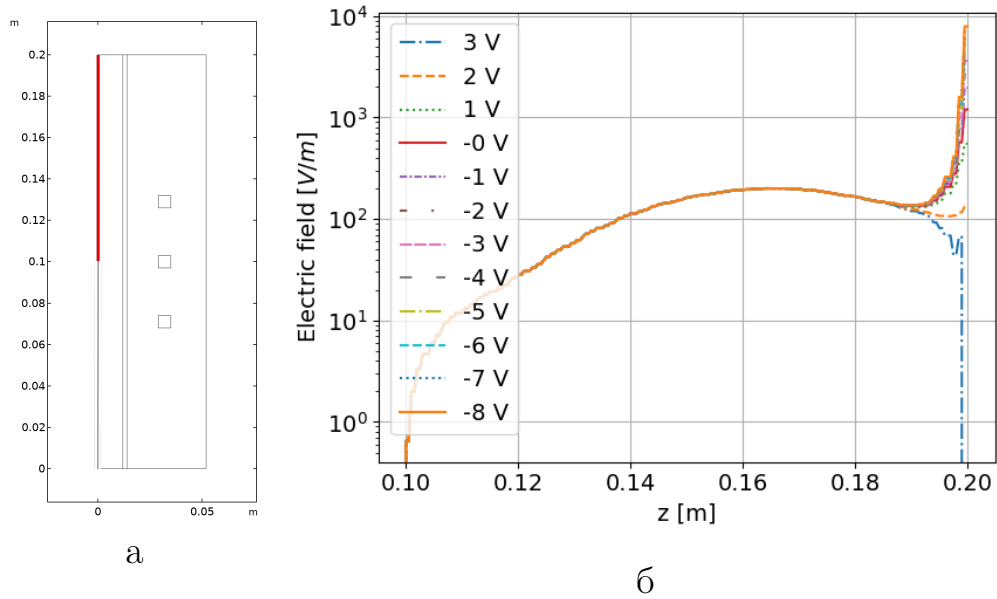


Рисунок 5.23 — а) Область распределения. б) Распределение напряженности потенциального поля $E_{p,z}$ вдоль разрядной трубки при разных значениях потенциала φ на верхней границе

Концентрация электронов в центре сгустка растет с $3,26 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ при 100 Вт, поданных на индуктор до $1,75 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ при мощности 1 кВт (рис. 5.26 и рис. 5.27), максимум концентрации метастабилей достигается на расстоянии 0.01 м от центра трубки напротив центрального витка и достигает значения $6,86 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ при мощности 100 Вт и увеличивается до $9,5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ при мощности в 1 кВт, однако на выходе разрядной камеры концентрация метастабилей становится выше концентрации электронов, что связано с их продолжительным временем жизни относительно заряженных частиц, которые рекомбинируют и диффундируют на стенки (рис. 5.26 и рис. 5.27).

Максимум электронной температуры располагается в центре плазменного сгустка и достигает 1,44 эВ при мощности 100 Вт и $G=10 \text{ sccm}$, 1,54 эВ при мощности разряда 1 кВт и $G=500 \text{ sccm}$ (рис. 5.28).

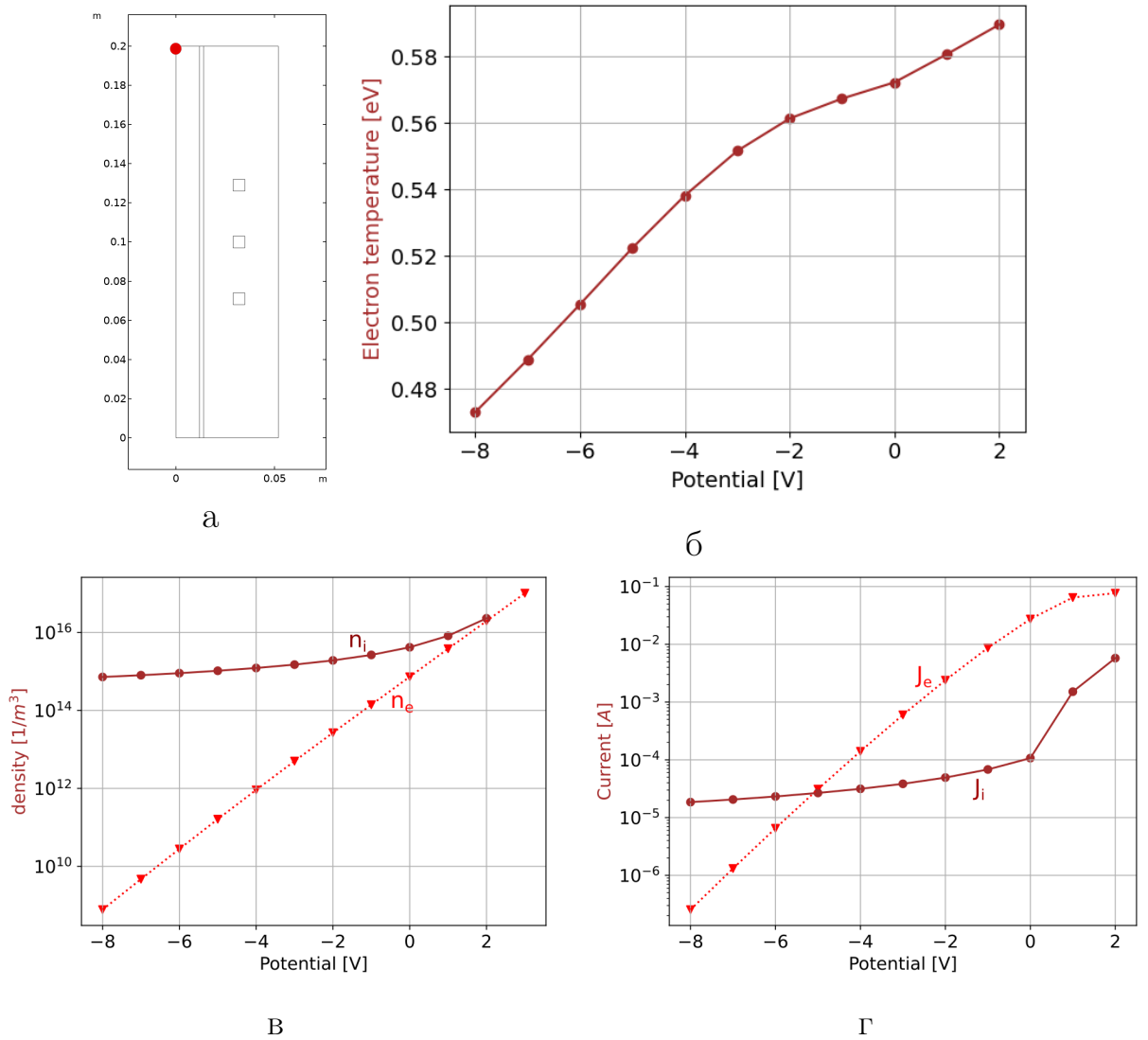


Рисунок 5.24 — б) Зависимость температуры электронов на выходе разрядной трубки от потенциала ϕ на верхней границе; в) Зависимость концентрации электронов $n_{e:outlet}$ и ионов $n_{i:outlet}$; г) Зависимость тока электронов $J_{e:outlet}$ и ионов $J_{i:outlet}$

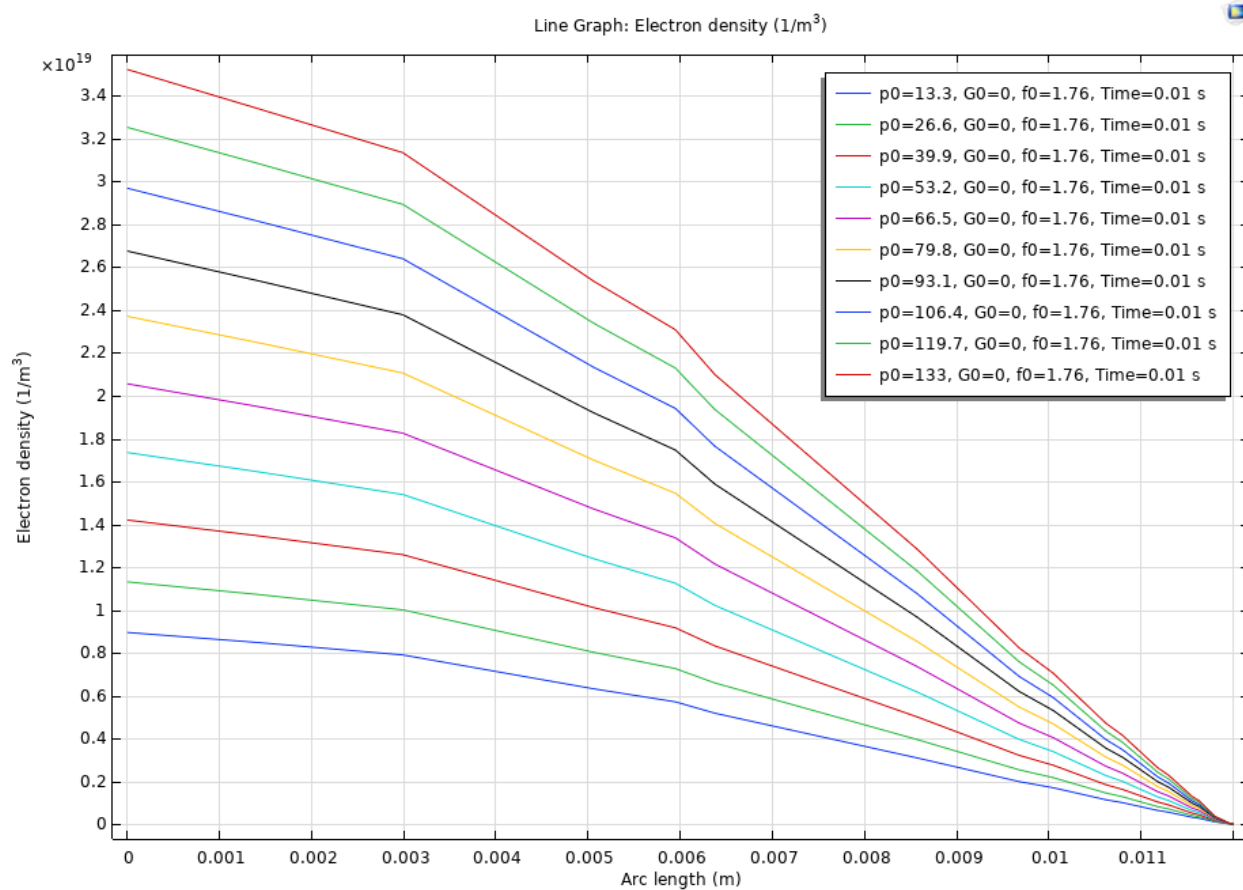


Рисунок 5.25 — Распределение концентрации электронов в сгустке разрядной камеры вдоль её радиуса в зависимости от давления при $f=1,76$ МГц при расходе 10 ссм.

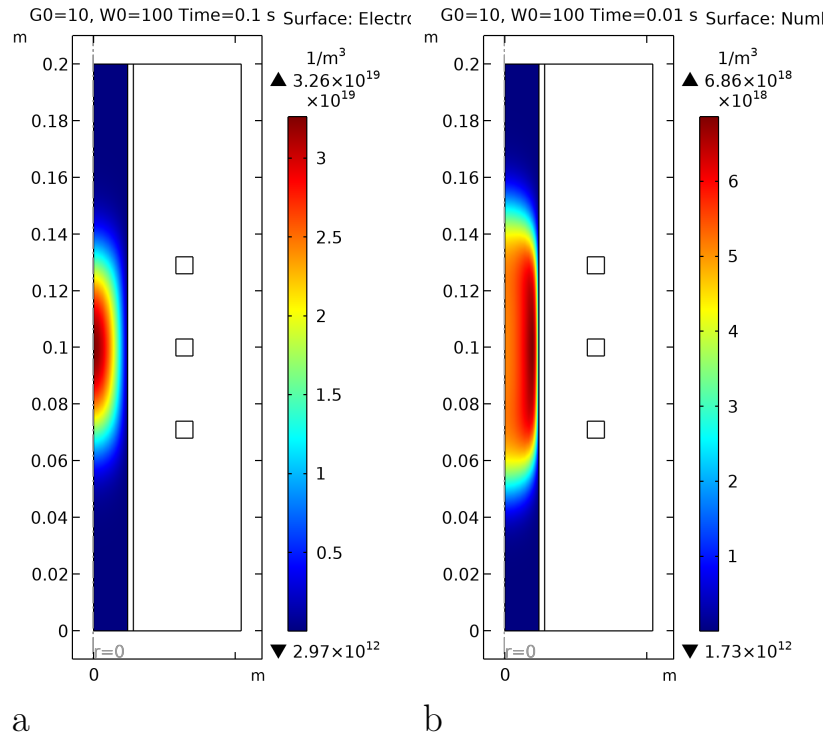


Рисунок 5.26 — а) Концентрация электронов в разрядной камере ($P_p = 100$ Вт) б) Концентрация метастабилей ($P_p = 100$ Вт). Расчеты выполнены для $G = 10$ sccm

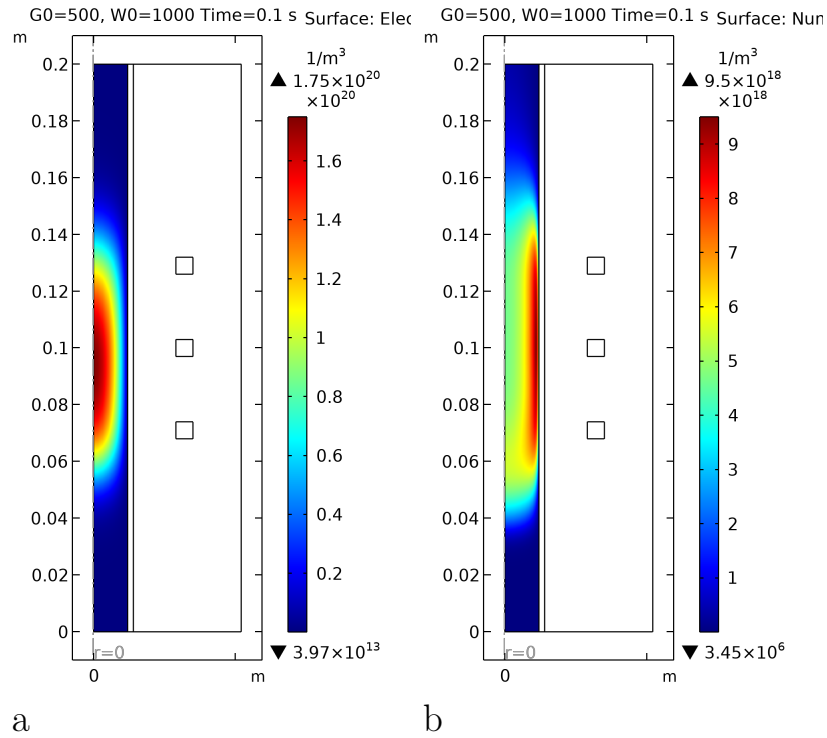
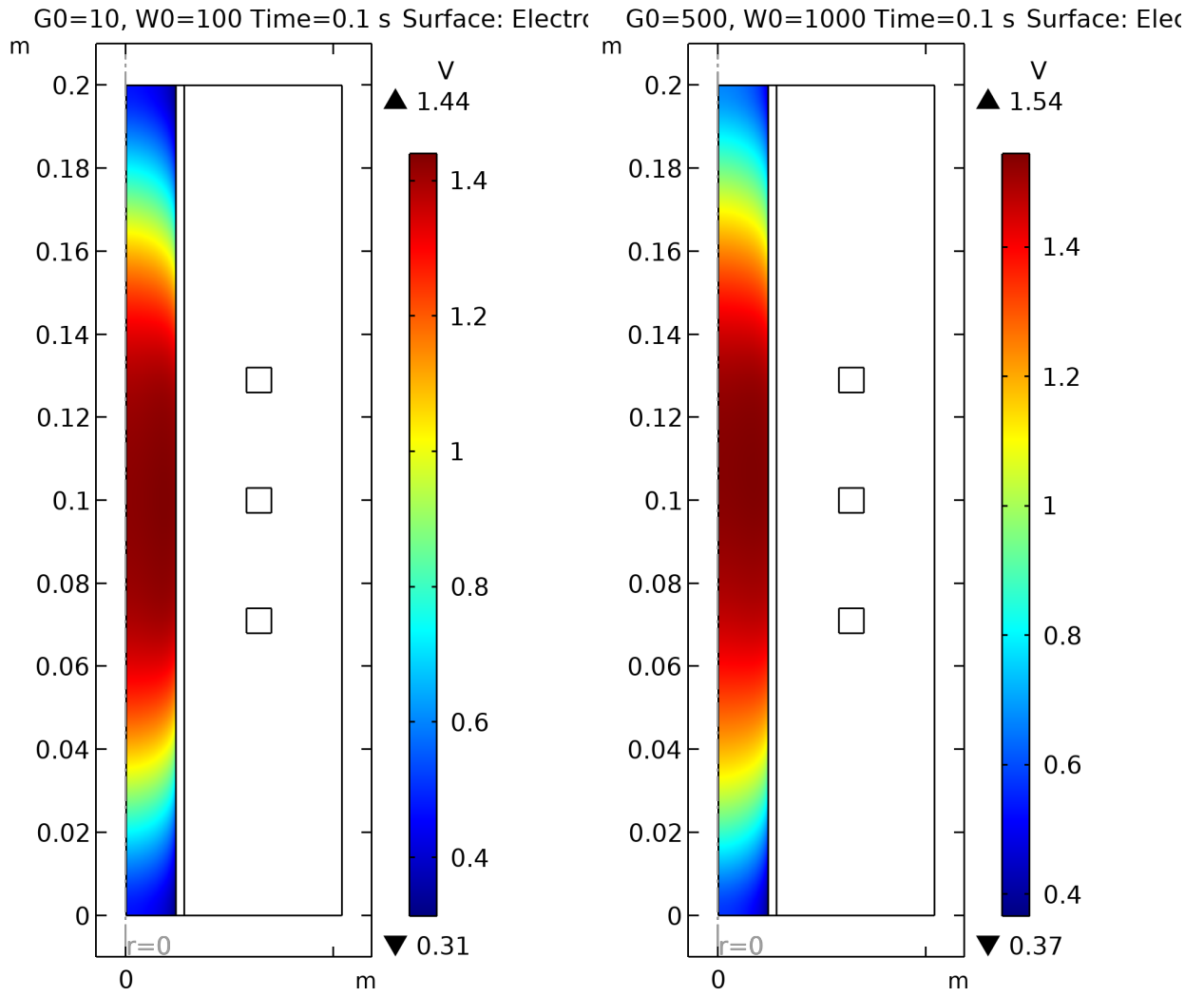


Рисунок 5.27 — а) Концентрация электронов в разрядной камере ($P_p = 1$ кВт) б) Концентрация метастабилей ($P_p = 1$ кВт). Расчеты выполнены для $G = 500$ sccm.



а

б

Рисунок 5.28 — а) Температура электронов в разрядной камере ($P_p = 0,1$ кВт, $G = 10$ sccm) б) Температура электронов в разрядной камере ($P_p = 1$ кВт, $G = 500$ sccm).

5.2.4 Исследование частотных зависимостей в разрядной камере струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

Проведено исследование зависимости концентрации электронов, электронной температуры и температуры несущего газа на выходе из разрядной камеры в зависимости от частоты электромагнитного поля. Ряд расчетных точек удалось сопоставить с экспериментальными данными. Зависимость электронной концентрации от частоты возбуждения имеет экстремум в диапазоне 250 кГц–39,8 МГц. Например, при подводимой мощности 1000 Вт концентрация электронов достигает максимума при частоте 5 МГц. Однако частота, соответствующая максимуму электронной плотности, может меняться в зависимости от мощности, как это видно из графика 5.30. При увеличении мощности максимум смещается в сторону более низких частот. Ввиду сложной зависимости параметров плазмы (рис. 5.30, 5.31) из расчетов можно сделать вывод, что эффективный энерговклад смещается в диапазоне частот от 6,5 МГц при мощности 700 Вт до 2,82 МГц при мощности 2,5 кВт. Таким образом, можно подобрать требуемую мощность для определенной частоты по зависимостям, указанным на рисунках 5.30, 5.31.

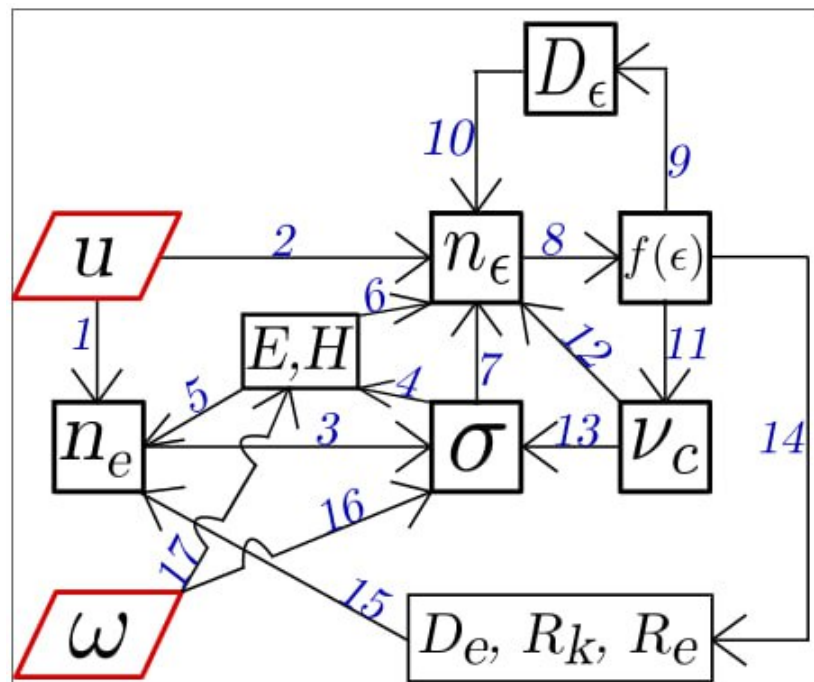


Рисунок 5.29 — Схема влияния управляющих параметров установки на внутренние параметры разряда

На рисунке 5.29 показана взаимосвязь переменных уравнений, определенных в узлах функциональной блок-схемы (рис. 4.1). Стрелки показывают направления зависимостей между переменными задачи.

Рассмотрим влияние скорости потока и круговой частоты поля на цепочки взаимодействий характеристик плазмы, представленные в виде ориентированного графа (рис. 5.29). На этом рисунке стрелки 1, 2 означают, что изменение скорости потока, в первую очередь, влияет на изменение распределений концентрации электронов и электронной энергии, как это следует из уравнений неразрывности электронов и энергии электронного газа. Поток вызывает смещение в распределении максимума электронной концентрации, и, соответственно, плотности электронной энергии вниз по течению. Стрелка 3 на рис. 5.29, указывает на то, что при изменении электронной концентрации изменяется проводимость плазмы в соответствии с соотношением проводимости плазмы, а следовательно, изменяется распределение электрического поля (стрелка 4) согласно телеграфному уравнению. Изменение E , в свою очередь оказывает обратное влияние на изменение концентрации электронов (стрелка 5), в соответствии с уравнением неразрывности электронов и на изменение распределения плотности электронной энергии (стрелка 6), в соответствии с уравнением плотности энергии электронов. Изменение в распределении плотности электронной энергии влечет изменение функции распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$ (стрелка 8). Изменение функции распределения электронов означает, что изменяются коэффициенты переноса и скоростей реакций (стрелки 9, 11, 14), что оказывает влияние на распределения плотности электронной энергии (стрелки 10, 12) и концентрации электронов (стрелка 15) в соответствии с уравнениями неразрывности электронов и энергии электронного газа.

Изменение частоты ω оказывает влияние на характеристики плазмы путем изменения проводимости (стрелка 16) и напряженности электрического поля (стрелка 17) в соответствии с телеграфным уравнением и формулой проводимости плазмы. Далее влияние частоты распространяется по стрелкам 5, 6, 7, как написано выше. Влияние метастабильных частиц, нейтральных атомов в основном состоянии и ионов на баланс заряженных частиц не показано, чтобы избежать загромождения рисунка излишними деталями, всего лишь уточняющими детали взаимодействий. Распреде-

ние ионов, как и электронов, изменяется при изменениях скорости потока и напряженности электрического поля в соответствии с уравнениями на метастабильные ионы, и, в свою очередь, влияют на изменение потенциального электрического поля в соответствии с уравнением Пуассона, в котором $\rho_q = n_i - n_e$. Затем эти изменения распространяются по стрелкам 3-7 и далее по описанным выше цепочкам. Метастабильные атомы, как и ионы, возникают в плазме в результате неупругих столкновений электронов с атомами и ионами. Распределение метастабильных атомов изменяется при изменении концентрации электронов, изменяя, в свою очередь концентрацию последних и плотность электронной энергии. Затем эти изменения распространяются на остальные характеристики разряда по стрелкам 4 и 7 и далее, как описано выше. Атомы несущего газа в основном состоянии являются «фоном» для остальных процессов. Их плотность n_a также не постоянна и изменяется в результате ионизации и рекомбинации, возбуждения и гашения возбужденных состояний. Однако, в связи с небольшой степенью ионизации влияние этих процессов на изменение n_a в данной модели не учитывается, плотность нейтральных атомов определяется согласно соотношению Клаузиса-Клайперона. Гораздо большее влияние на процессы в разряде оказывает его нагрев. Изменение пространственного распределения температуры несущего газа происходит под действием кондуктивного переноса и передачи энергии электронного газа. Обратное влияние температура несущего газа оказывает на распределения электронной температуры за счет охлаждения электронной компоненты. Далее это влияние распространяется на функцию распределения электронов по энергиям (стрелка 8) и на остальные характеристики плазмы, как описано выше.

Из рис. 5.29 видно, что граф взаимодействий содержит в себе несколько замкнутых подграфов (циклов) разной длины, пересекающихся друг с другом. Например:

$$n_e \rightarrow \sigma \rightarrow \mathbf{E} \rightarrow n_e, \quad (5.4)$$

$$n_\varepsilon \rightarrow f(\varepsilon) \rightarrow \nu_c \rightarrow \sigma \rightarrow n_\varepsilon, \quad (5.5)$$

$$n_\varepsilon \rightarrow f(\varepsilon) \rightarrow \nu_c \rightarrow n_\varepsilon, \quad (5.6)$$

$$n_\varepsilon \rightarrow f(\varepsilon) \rightarrow D_\varepsilon \rightarrow n_\varepsilon, \quad (5.7)$$

$$n_e \rightarrow \sigma \rightarrow n_\varepsilon \rightarrow f(\varepsilon) \rightarrow (D_e, R_k, R_e) \rightarrow n_e, \quad (5.8)$$

$$\mathbf{E} \rightarrow n_\varepsilon \rightarrow f(\varepsilon) \rightarrow \nu_c \rightarrow \sigma \rightarrow \mathbf{E}. \quad (5.9)$$

В графе существуют и другие, более длинные замкнутые пути, состоящие из коротких замкнутых путей, из числа вышеуказанных. Из приведенной схемы взаимодействия следует, что разные значения частот f^* для получения максимальных значений n_e, T_e, T_a объясняются разными длинами замкнутых путей взаимодействия и разными скоростями реакций взаимодействия на этих путях. Таким образом, влияние внешних управляющих параметров установки (частота поля, мощность разряда, и др.) заключается в воздействии на одно или несколько узлов графа (эквивалентно внутренним параметрам разряда), которое затем распространяется по замкнутым цепочкам взаимодействия, изменяя остальные внутренние характеристики разряда. Таким образом реализуется обратная связь и самосогласование параметров разряда. Очевидно, что условием поддержания установившегося стационарного горения разряда является устойчивость внутренних замкнутых цепочек взаимодействия (циклов). При выходе одного из циклов за пределы устойчивого состояния самосогласование параметров нарушается и разряд либо гаснет, либо переходит в другой режим горения.

Подобные зависимости на рис. 5.30 можно объяснить тем, что уравнения (3.69) - (3.69) за счет коэффициентов R_e (правая часть для уравнения неразрывности электронов), D_e, D_ε неявно зависят от частоты поля f . То же распределение, что и на рис. 5.30, получено для концентрации ионов, что подтверждает гипотезу квазинейтральности плазмы.

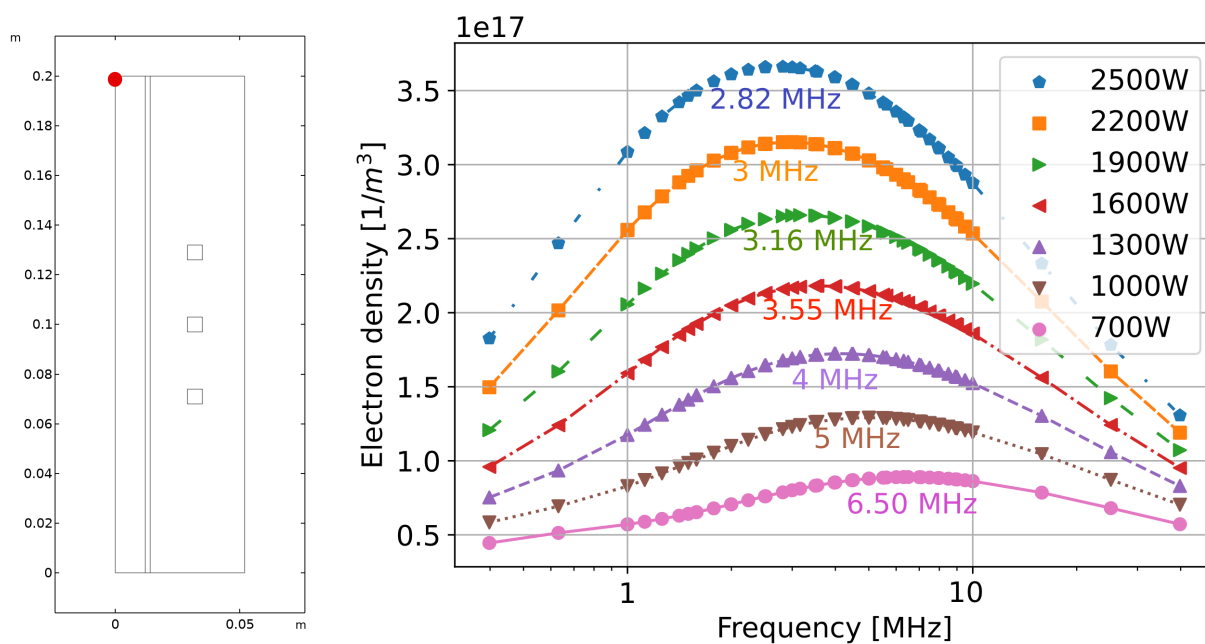
На рис. 5.32 показаны изменения максимальных значений $n_{e,out}, n_{Ar*,out}, T_{e,out}, T_{a,out}$ в центре выходного отверстия трубки (рис. 5.30а, точка в центре области выхода из разрядной камеры) в зависимости

от частоты электромагнитного поля f в режиме свободного истечения $G = 0$, нормированное к максимальному значению во всем исследуемом диапазоне частот. Видно, что электронная температура и концентрация электронов увеличиваются с увеличением частоты f , концентрация метастабилей минимальна при $f \approx 1,76$ МГц, а температура несущего газа незначительно изменяется во всем диапазоне частот. Для других значений мощности форма графика аналогична, следовательно, зависимость приведена только при 1500 Вт.

На рис. 5.33 приведена номограмма, показывающая при каких частотах f и мощностях разряда P_p достигается максимум следующих показателей: концентрации электронов $n_{e,out,max}$, температуры электронов $T_{e,out,max}$ и температуры несущего газа $T_{a,out,max}$ при расходе несущего газа $G = 1500$ sccm. Видно, что положение максимума этих значений смещается в низкочастотную область при повышении мощности разряда. При этом графики $n_{e,out}(f)$, $T_{e,out}(f)$, $T_{a,out}(f)$ отличаются друг от друга, что объясняется различными скоростями элементарных процессов в уравнениях баланса (3.66)—(3.70).

Таким образом, показано, что концентрация электронов, электронная температура и температура несущего газа имеют нелинейную зависимость от частоты электромагнитного поля с пиком, зависящим от мощности разряда. При увеличении мощности разряда пики этих параметров смещаются в область более низких частот. Максимумы n_e , T_e , T_a достигаются на разных частотах $f_{n_e}^*$, $f_{T_e}^*$, $f_{T_a}^*$, которые связаны с различной скоростью образования и ухода как заряженных, так и метастабильных частиц.

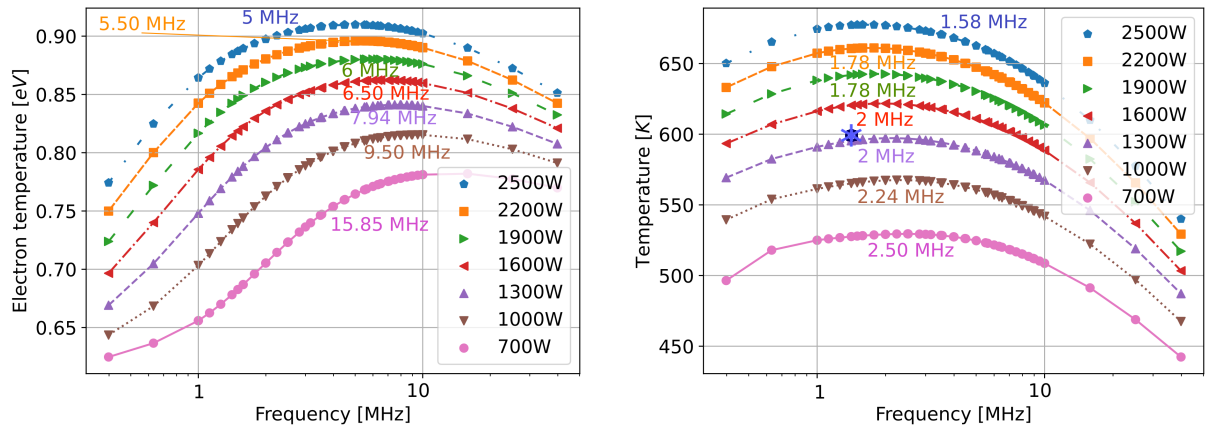
Цепочки взаимодействия параметров разряда могут быть описаны как направленный граф, содержащий замкнутые пути (циклы). Разница между частотами $f_{n_e}^*$, $f_{T_e}^*$, $f_{T_a}^*$ объясняется различной длиной замкнутых путей и различными скоростями реакций взаимодействия вдоль этих путей.



а

б

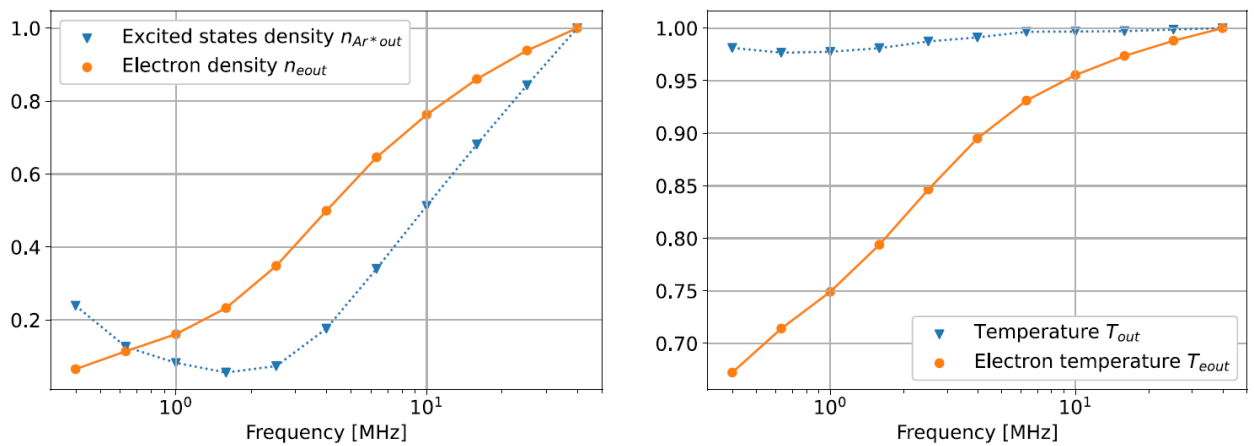
Рисунок 5.30 — б) Зависимость электронной концентрации от частоты электромагнитного поля в точке 1 на рис. а. Цифрами около кривых обозначена частота при которой достигается максимальное значение на соответствующей кривой.



а

б

Рисунок 5.31 — Зависимость электронной температуры (а), температуры газа (б) на выходе разрядной камеры от частоты электромагнитного поля в точке 1 на рис. 5.30а. Звездочкой * обозначена экспериментальная точка, полученная при мощности в разряде 2,4 кВт в плазменной струе выходе разрядной камеры. Цифрами около кривых обозначена частота при которой достигается максимальное значение на соответствующей кривой.



а

б

Рисунок 5.32 — Зависимости нормированных (а) концентраций частиц, (б) температуры несущего газа и температуры электронов от частоты генератора f без учета расхода газа ($G = 0$ сссм) на выходе плазмотрона.

Давление $p = 113$ Па, мощность разряда $P_p = 1500$ Вт.

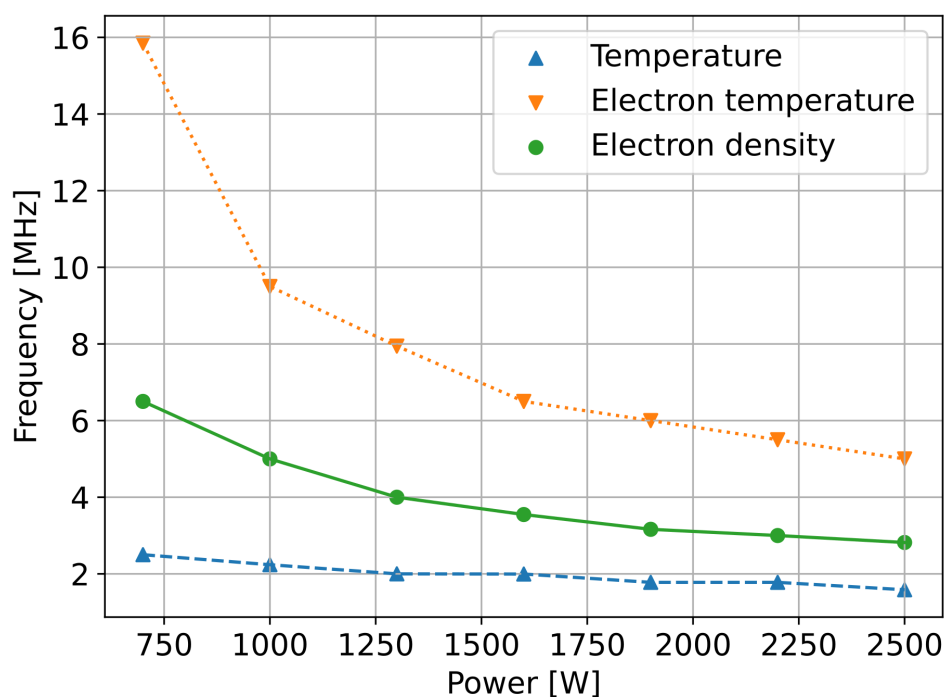


Рисунок 5.33 — Зависимости пиковых параметров ВЧ-индукционной плазмы пониженного давления (температура несущего газа, температура и концентрация электронов) на выходе плазмотрона с рис. 5.30, 5.31 от мощности разряда и частоты поля при $G = 1500$ sccm (номограмма).

5.3 Характеристики плазменной струи ВЧИ-разряда пониженного давления

Проведены расчеты характеристик течения ВЧ-плазмы пониженного давления для модели вакуумной камеры радиусом $R_{vk} = 0,1 \div 0,3$ м, радиусом входного отверстия $R_{rk} = 0,005 \div 0,02$ м и длиной камеры $L_{vk} = 0,2 \div 0,6$ м.

Предполагается, что через входное отверстие вакуумной камеры втекает поток плазмы аргона с параметрами потока, полученными в результате расчета по модели разрядной камеры: давлением на входе в диапазоне $p_{inlet} = 35 \div 165$ Па, температурой $T_{inlet} = 300 \div 700$ К, скоростью потока $v_{inlet} = 300 \div 1000$ м/с и электронной температурой $T_e = 10000 \div 40000$ К. Степень ионизации в камере $\Delta_n = 10^{-7} - 10^{-4}$, начальное давление в камере $p_0 = 3,5 \div 16,5$ Па. Обрабатываемое изделие моделировалось цилиндром размерами: радиус образца $R_b = 0,01 \div 0,06$ м, толщина $L_b = 0,01 \div 0,06$ м, который располагался по центру потока на расстоянии $L_{tb} = 0,03 \div 0,3$ м от входного отверстия. Плоскость образца располагалась перпендикулярна потоку.

Расчеты показали, что время установления течения до стационарного состояния при данных условиях составляло $\simeq 10^{-2}$ с.

В результате численных расчетов установлены основные закономерности струйного течения ВЧ-плазмы пониженного давления для невозмущенной струи и струи с помещенным в нее твердым телом.

Концентрация электронов, ионов и метастабилей Расчёты показали, что концентрация электронов n_e убывает вдоль струи (рис. 5.34) с 10^{18} м^{-3} до 10^{14} м^{-3} , что соответствует экспериментальным данным.

Профили n_e в радиальном распределении колоколообразные (рис. 5.35) и распределение выравнивается к концу струи. Помещение твердого тела в плазменную струю приводит к возмущению потока, в том числе происходит уменьшение значения n_e за образцом по сравнению с невозмущенной струей, что можно видеть на рис. 5.36.

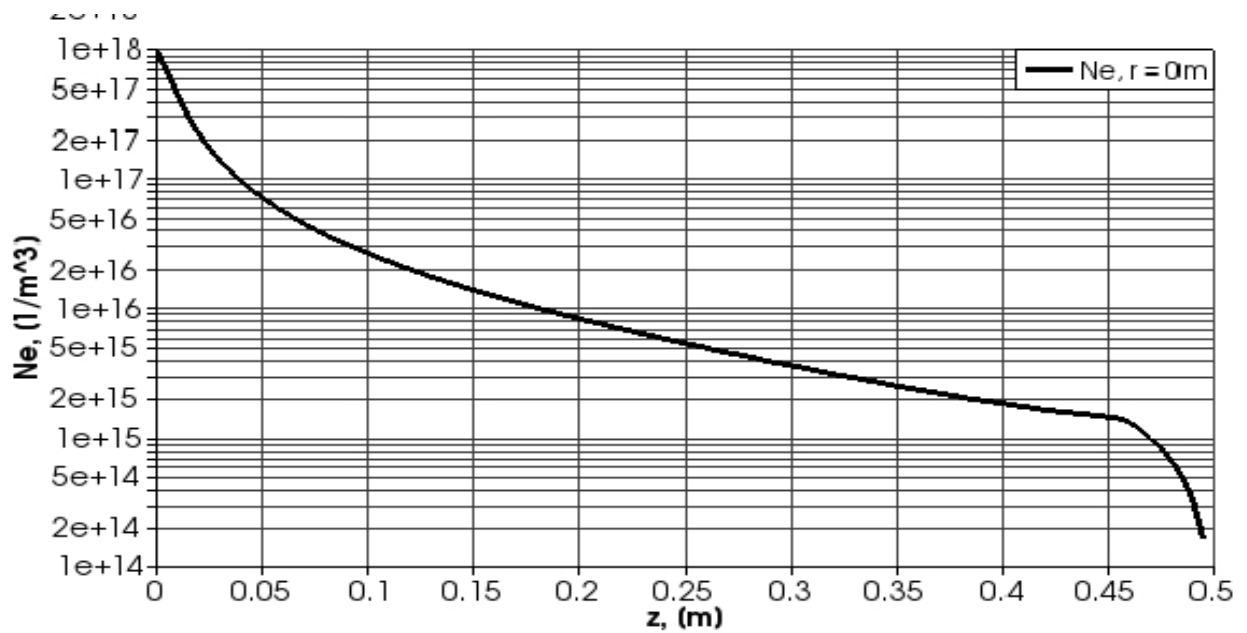


Рисунок 5.34 — Распределение n_e (на рис. обозн. Ne [$1/\text{м}^3$]) вдоль невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{in} = 400$ К, $v_{in} = 350$ м/с, $n_{e_{in}} = 10^{18}$ $1/\text{м}^3$, $T_{e_{in}} = 11600$ К).

Концентрации электронов, ионов и метастабильных частиц в вакуумной камере при давлении 40 Па убывают от максимальных значений на входе в вакуумную камеру на порядок при приближении к образцу, что видно по рис 5.37.

На рис. 5.38 представлены изолинии концентрации электронов в невозмущенном потоке. Концентрация максимальная в области входного отверстия в вакуумную камеру, что соответствует представлениям о разряде, поскольку максимум выделяемой мощности наблюдается в разрядной камере. На стенке камеры происходит процесс рекомбинации электронов с ионами, поэтому концентрация электронов стремится к нулю.

Пространственное распределение электронной и ионной концентраций показано на рис. 5.39. Слева представлено продольное поперечное сечение среза вакуумной камеры с распределением электронной концентрации. Очевидно, что электроны в плазменной струе почти равномерно диффундируют по ширине. Справа показаны концентрации электронов и ионов вдоль оси потока. Наблюдаются как положительные, так и отрицательные области в потоке плазмы. В начале и конце потока концентрация ионов больше концентрации электронов, тогда как в середине концентрация электронов

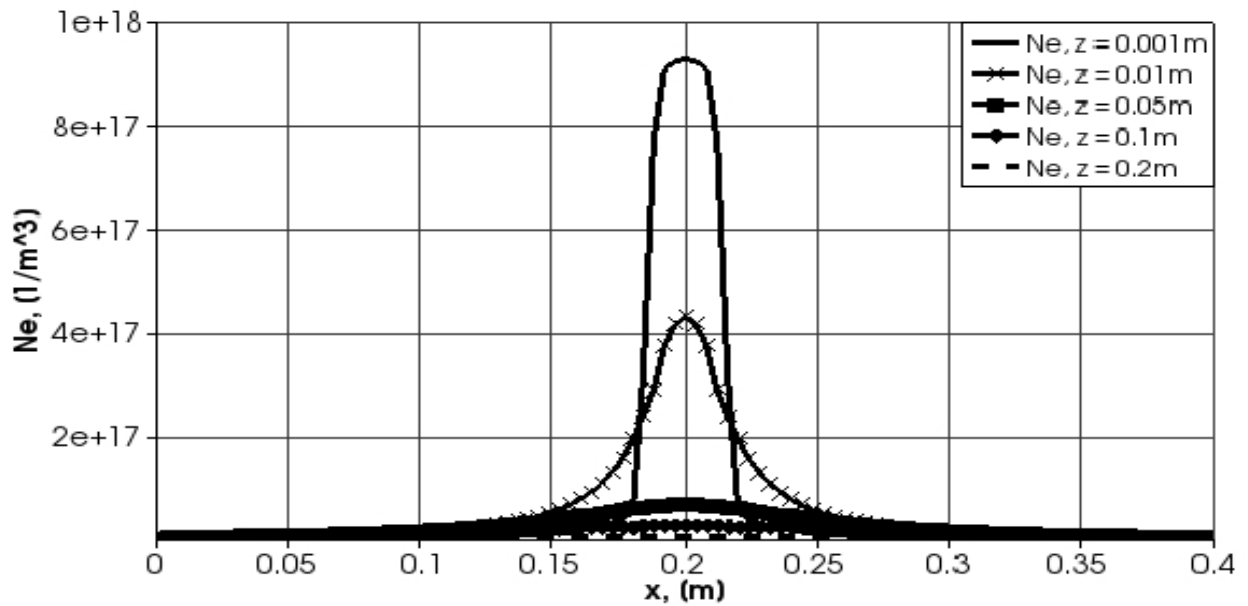


Рисунок 5.35 — Распределение n_e (на рис. обозн. Ne [1/м³]) в радиальном сечении невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{in} = 400$ К, $v_{in} = 350$ м/с).

превышает концентрацию ионов. Причинами этих явлений являются быстрое расширение потока после входа в вакуумную камеру, ограниченные скорости ионизации и рекомбинации, а также высокая скорость потока. Ионный импульс более чем в $7 \cdot 10^4$ раз превышает электронный, тогда как время прохождения частицы через вакуумную камеру составляет менее 10^{-3} с. Следовательно, ионы не могут приспособиться к изменению плотности электронов при прохождении через вакуумную камеру. Поэтому проявляется эффект нарушения электронейтральности. Таким образом, расчеты показали образование слоистой структуры разряда вдоль ВЧИ-плазменной струи, представляющее собой чередование зон преобладания положительных и отрицательных зарядов.

На рис. 5.40 показано пространственное распределение электронной и ионной концентраций в продольном поперечном сечении среза вакуумной камеры. Видно, что максимум концентрации метастабилей достигается в начале струи и в 1,31 раз превышает максимум концентрации электронов. Это означает, что метастабili играют важную роль в балансе частиц и энергий в струйном ВЧИ-разряде и их необходимо учитывать в модели. Концентрация электронов максимальна в начале струи, спадает на 2 по-

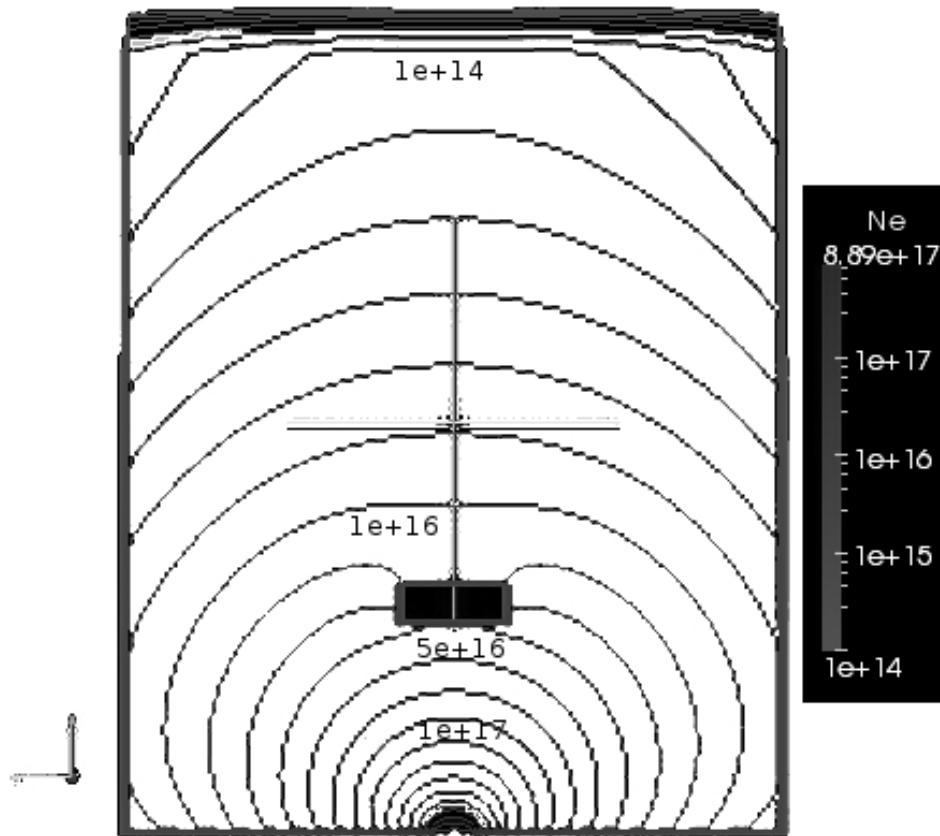


Рисунок 5.36 — Изолинии n_e (на рис. обозн. Ne [$1/\text{м}^3$]) в срезе вакуумной камеры плоскостью XOZ ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $L_{tb} = 0,13$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{in} = 400$ К, $v_{in} = 350$ м/с).

рядка при приближении к стенками и резко спадает у стенок в результате рекомбинации в соответствии с граничными условиями.

На рис. 5.41 представлены изолинии концентрации метастабильных частиц. Видно, что максимум концентрации достигается не сразу у входного отверстия, а на расстоянии 0,1 м.

Электронная температура Для небольшого расхода аргона (50 sccm) электронная температура достаточно быстро спадает до 0,1 эВ в случае разряда малой мощности (менее 100 Вт) при подходе к образцу (5.42). Это означает, что необходим больший расход и большая мощность для поддержания струи ВЧИ-разряда пониженного давления.

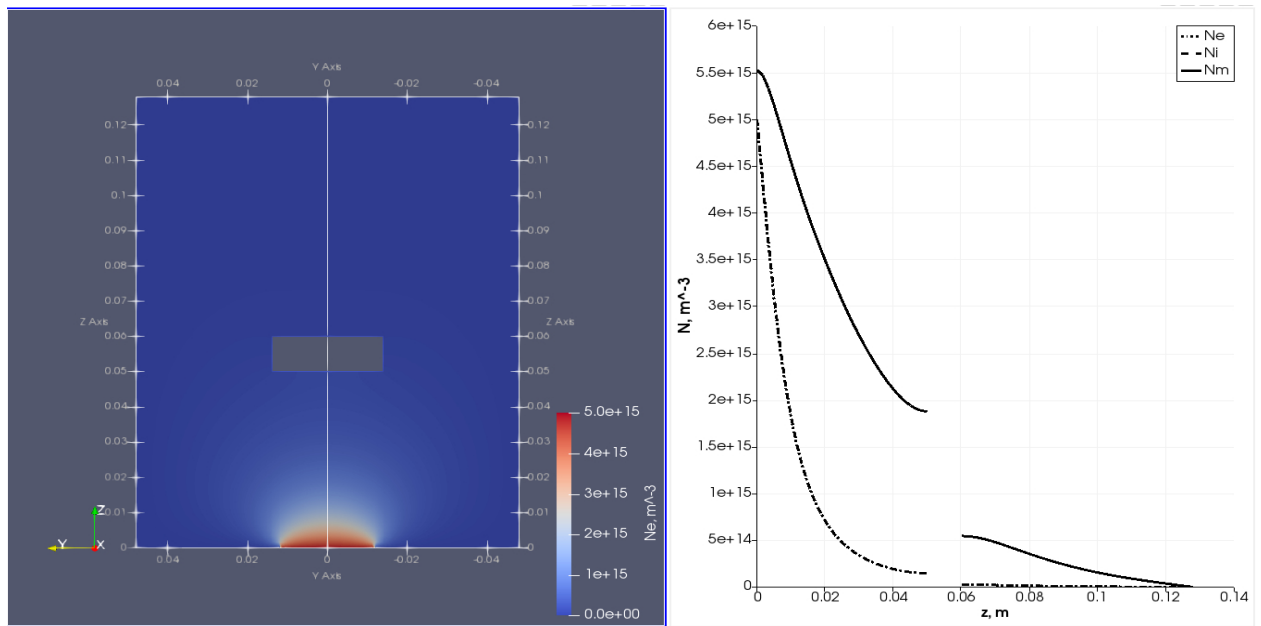


Рисунок 5.37 — Концентрации электронов n_e (на рис. обозн. $N[1/m^3]$), ионов и метастабильных частиц вдоль вакуумной камеры при давлении 40 Па для разряда малой мощности. Разрыв кривых на правом графике соответствует положению образца в струе

Из радиального распределения температуры электронов видно, что у стенок камеры температура электронов резко падает, а в центре камеры температура электронов распределена равномерно (рис. 5.44).

Вдоль струи T_e распределена практически равномерно по камере и резко убывает у стенок вакуумной камеры (рис. 5.43). Равномерность распределения T_e связана с нагревом электронов электрическим полем. Это подтверждает, что струя является самостоятельным высокочастотным разрядом.

При помещении в струю образца температура падает у границы тела до температуры тела в виду невысокой концентрации электронов и малой относительной энергии приходящейся на единицу площади материала (рис. 5.45), что согласуется с физическими процессами возле образца.

Давление несущего газа Профили давления в невозмущенной струе — колоколообразные, за исключением профиля в начале струи. На входе вокруг струи создается зона разрежения. Это вызвано, по видимому, эф-

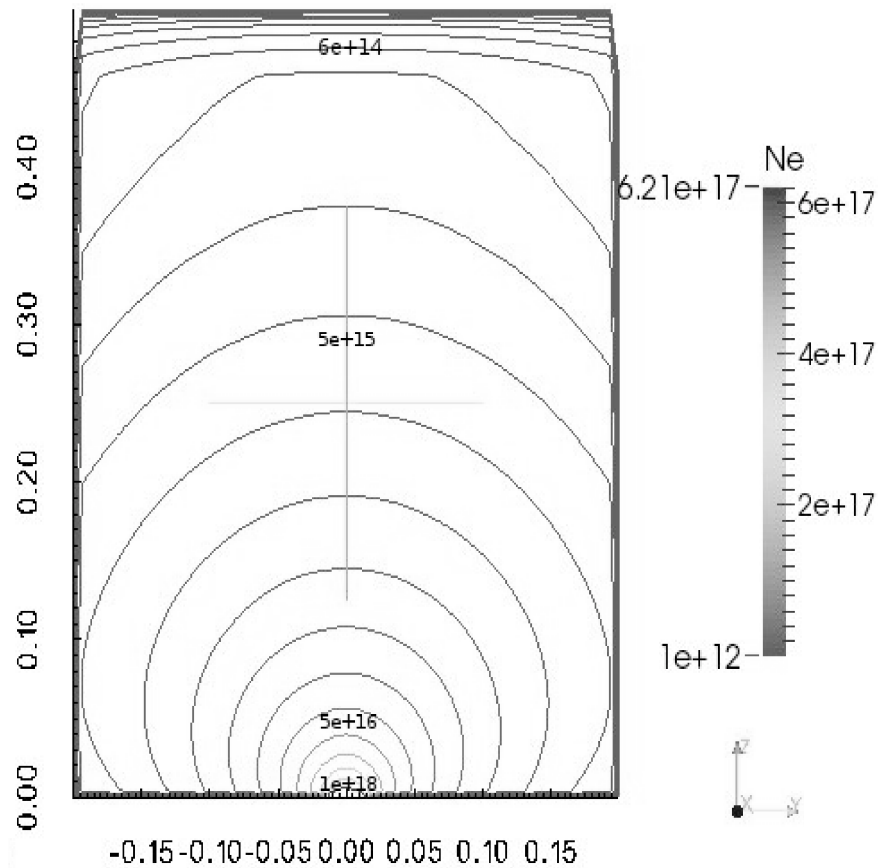


Рисунок 5.38 — Изолинии концентрации электронов n_e (на рис. обозн. Ne [1/м³]) в свободном потоке ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 50$ ссм, $T_{in} = 400$ К, $v_{in} = 350$ м/с).

фектом «подсоса» окружающего газа в струю. Давление выравнивается на небольшом удалении (около 0,05 м) от входного отверстия (рис. 5.46).

На графике распределения давления нейтральных атомов вдоль струи (рис. 5.47) видно, что давление уже на расстоянии около 0,05 м выравнивается по камере в радиальном направлении.

При помещении в струю образца (рис. 5.48), давление на удалении $0,05 \div 0,15$ м от входного отверстия сначала падает (кривые 2, 3), затем при подходе газа к образцу — нарастает (кривая 4), что связано с торможением потока. За образцом создается область пониженного давления, а затем оно выравнивается, как и в модели без образца.

Распределение давления в продольном сечении вакуумной камеры наглядно представлено с помощью изолиний (рис. 5.49).

Проведены расчеты параметров плазмы в установке, состоящей из диэлектрического плазмотрона и металлического колпака диаметром 400

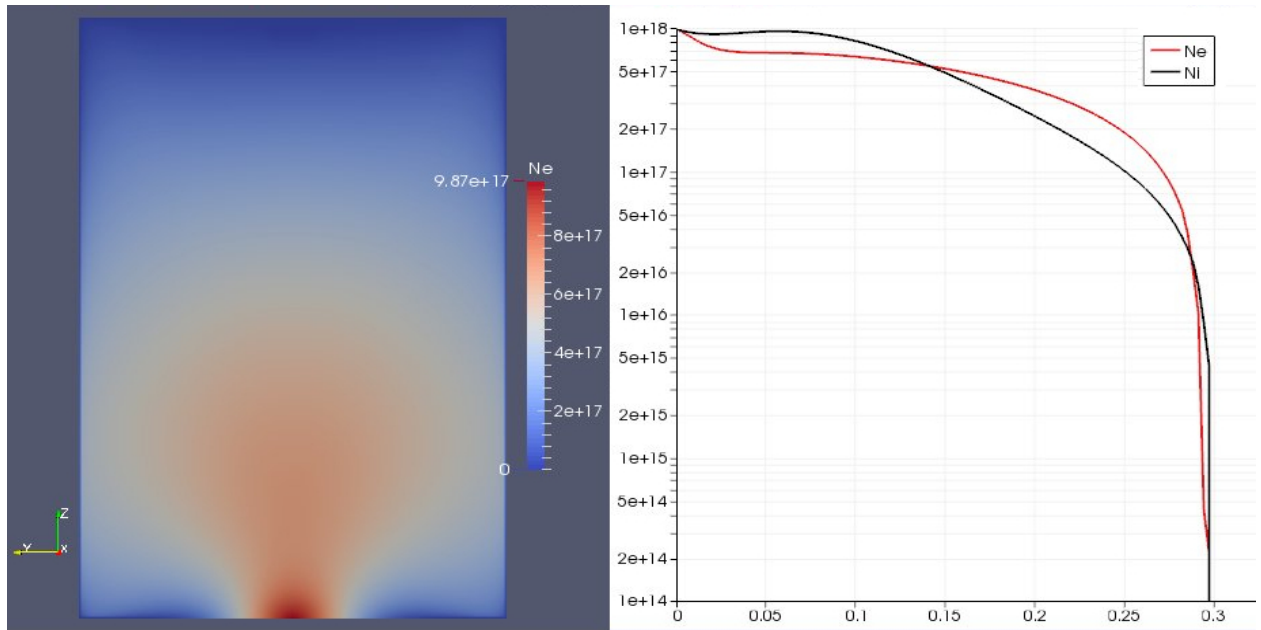


Рисунок 5.39 — Концентрации электронов n_e и ионов n_i (на рис. обозн. Ne, Ni [$1/\text{m}^3$]).

мм и высотой 500 мм с ассиметричным расположением ввода разрядной камеры и вывода откачки для мощности, поданной в разряд 3 кВт при расходе плазмообразующего газа аргона 6000 SCCM для частоты генератора 1,76 МГц. Расчеты показали, что температура плазмообразующего газа на удалении 5 см от выходного отверстия разрядной камеры достигает 630 К, скорость потока – 380 м/с, давление – 60 Па. На рис. 5.50 слева изображены температура, давление и скорость плазмообразующего газа в продольном сечении вакуумной камеры плоскостью xOz для модели с образцом для ассиметричной вакуумной камеры. Справа - температура, давление и z -компонента скорости плазмообразующего газа в точке $z=0,05$ м продольного среза камеры. Зелеными точками обозначены экспериментальные данные. Видно, что z -компонента скорости плазмообразующего газа в области входного отверстия вакуумной камеры положительна, а в области откачки - отрицательна, что соответствует конфигурации вакуумной камеры. В области откачки создается зона разрежения. Максимум температуры - в области струи. Отклонение от экспериментальных данных составляет не более 20%.

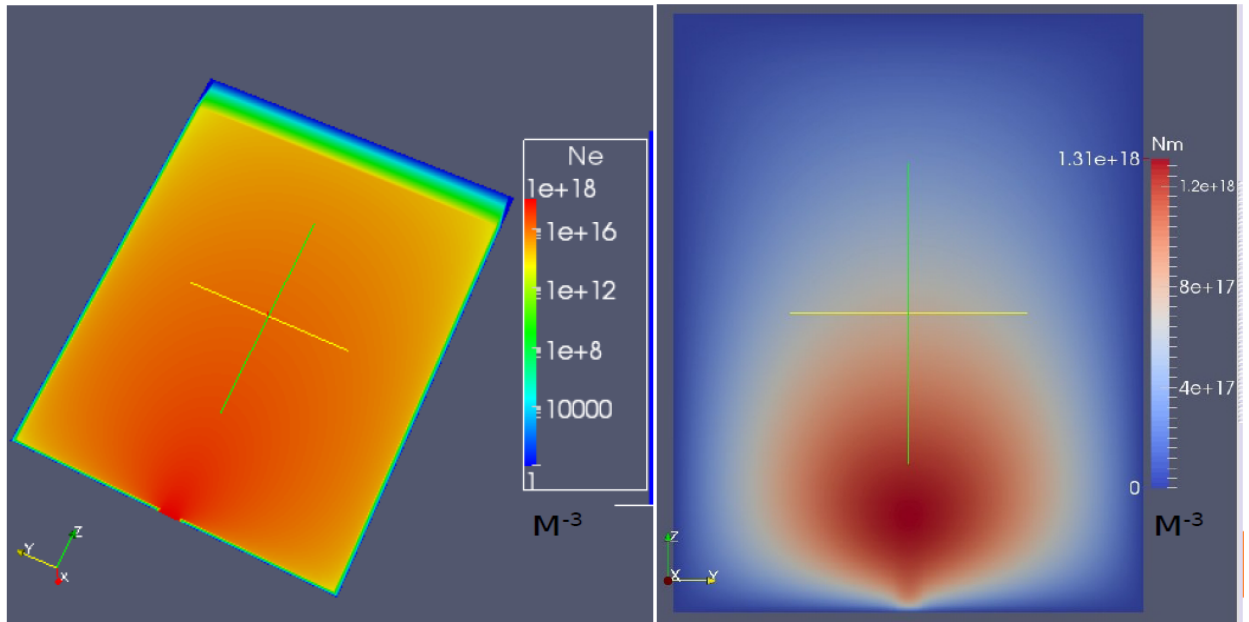


Рисунок 5.40 — Концентрации электронов n_e и метастабилей n_m (на рис. обозн. Ne, Nm [$1/\text{m}^3$]) в продольном сечении вакуумной камеры.

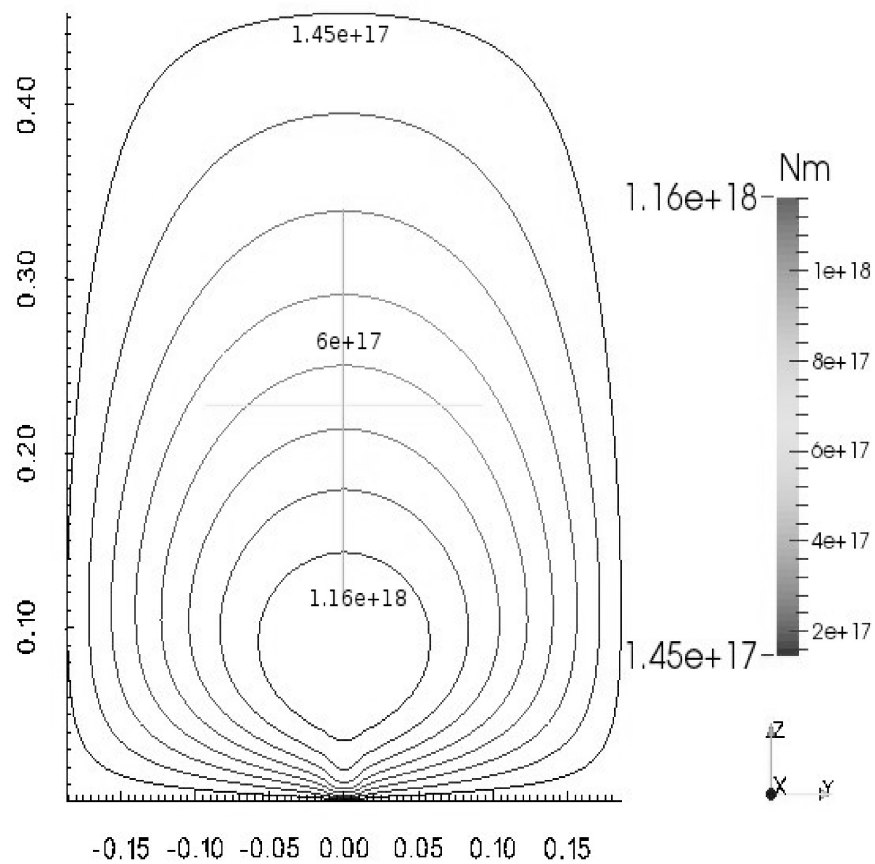


Рисунок 5.41 — Изолинии концентрации метастабилей n_m (на рис. обозн. Nm [$1/\text{m}^3$]).

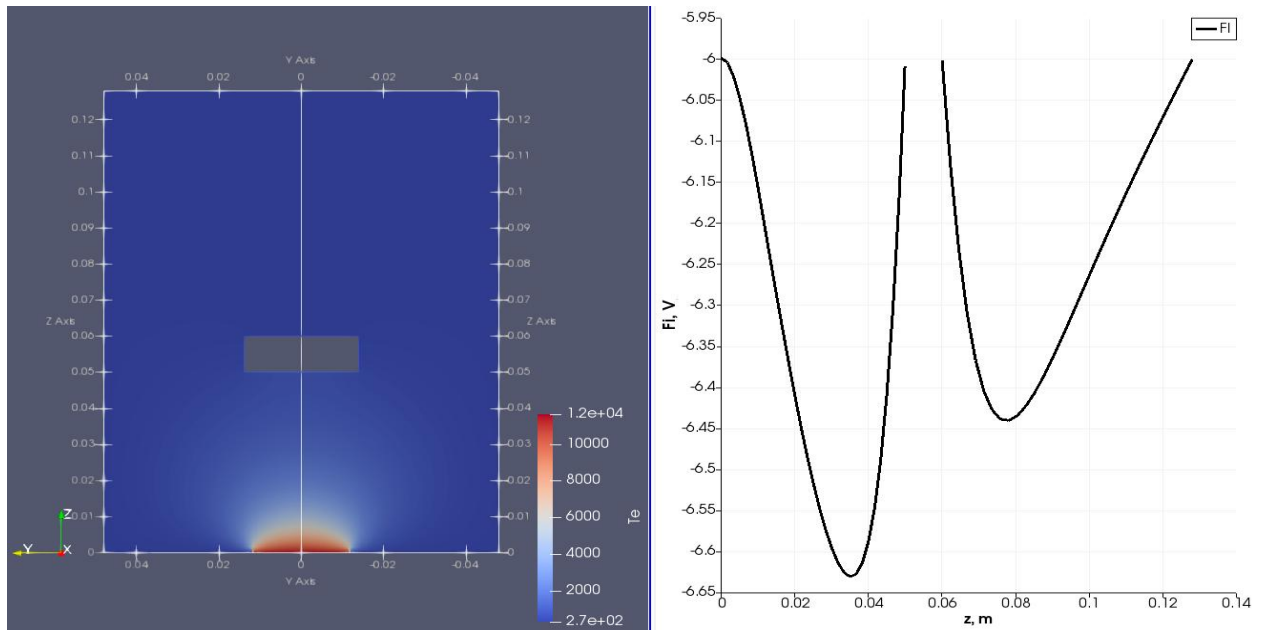


Рисунок 5.42 — Электронная температура и распределение потенциала электрического поля вдоль вакуумной камеры при малых мощностях разряда. Разрыв кривой на правом графике соответствует положению образца в струе.

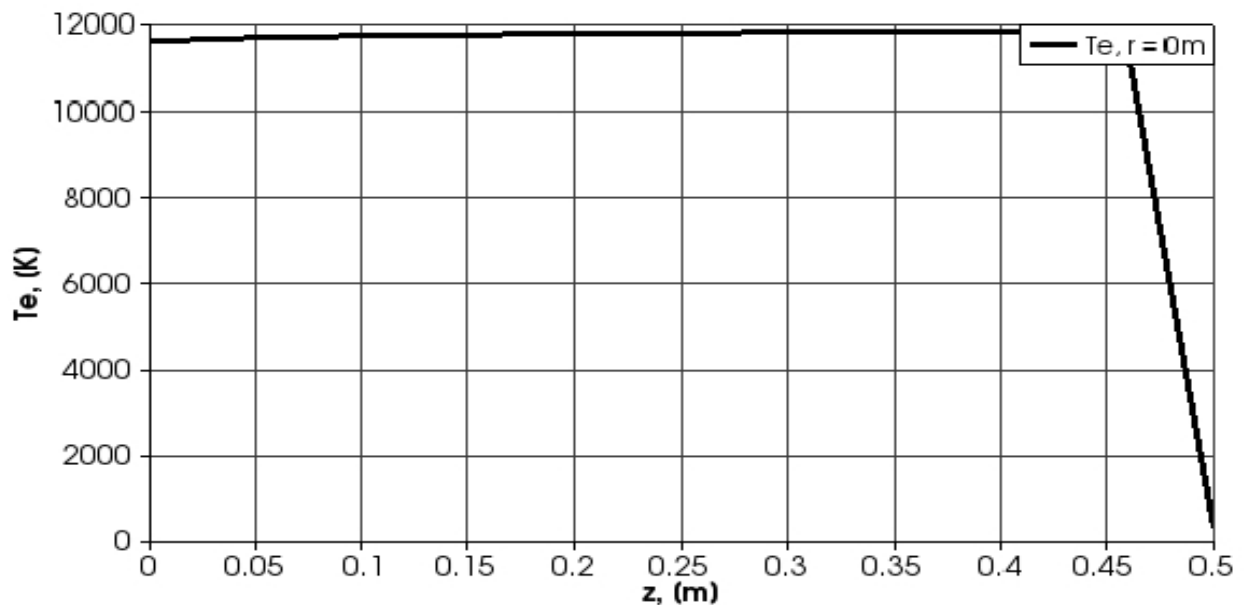


Рисунок 5.43 — Распределение T_e (на рис. обозн. T_e [K]) вдоль невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 350$ м/с).

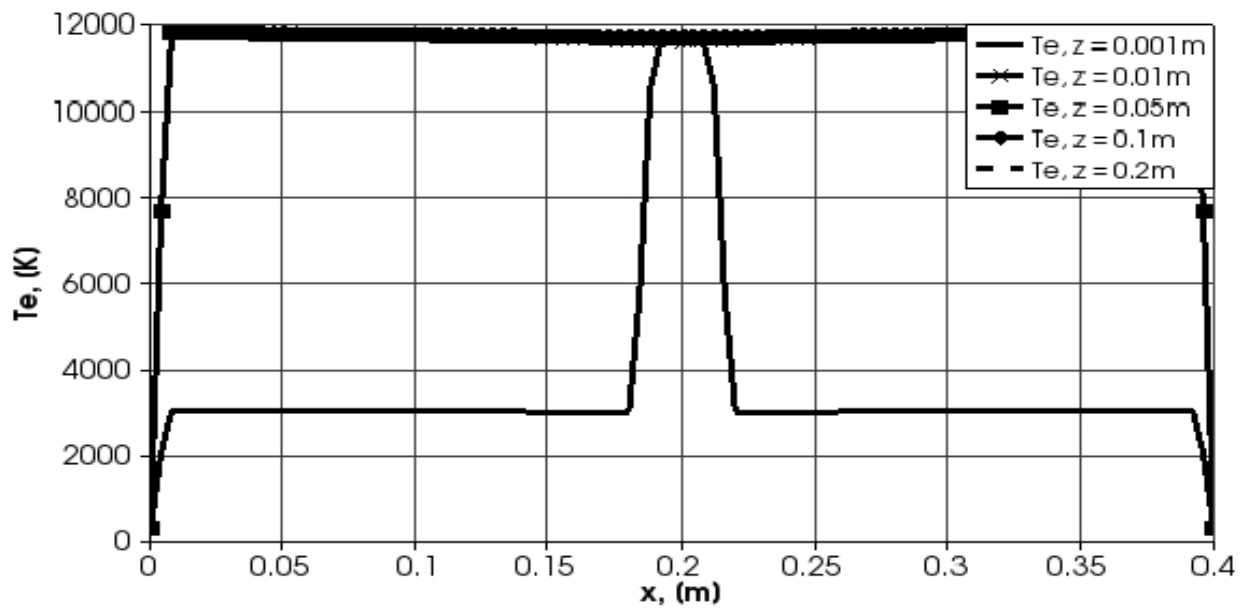


Рисунок 5.44 — Распределение T_e (на рис. обозн. T_e [K]) в радиальном сечении невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ K, $v_{inlet} = 350$ м/с).

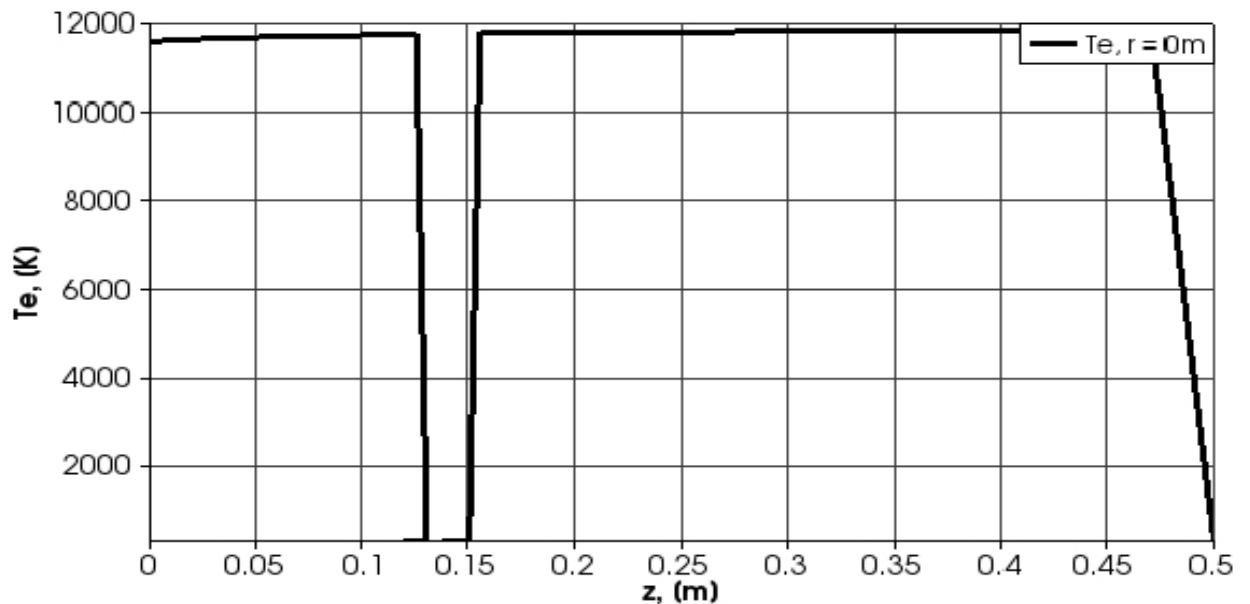


Рисунок 5.45 — Распределение T_e (на рис. обозн. T_e [K]) вдоль струи при наличии образца в струе ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $L_{tb} = 0,13$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ K, $v_{inlet} = 350$ м/с)

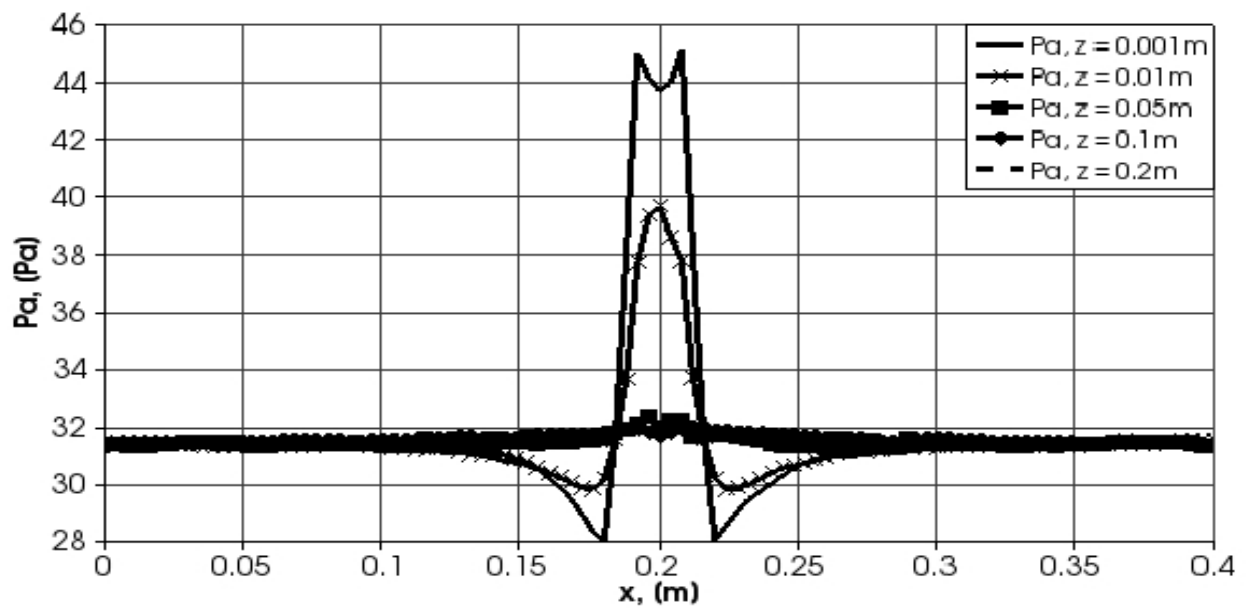


Рисунок 5.46 — Распределение p_a (на рис. обозн. P_a [Па]) в радиальном сечении невозмущенной струи ($R_{rk} = 0.012$ м, $R_{vk} = 0.2$ м, $L_{vk} = 0.5$ м, $G = 0.08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 350$ м/с)

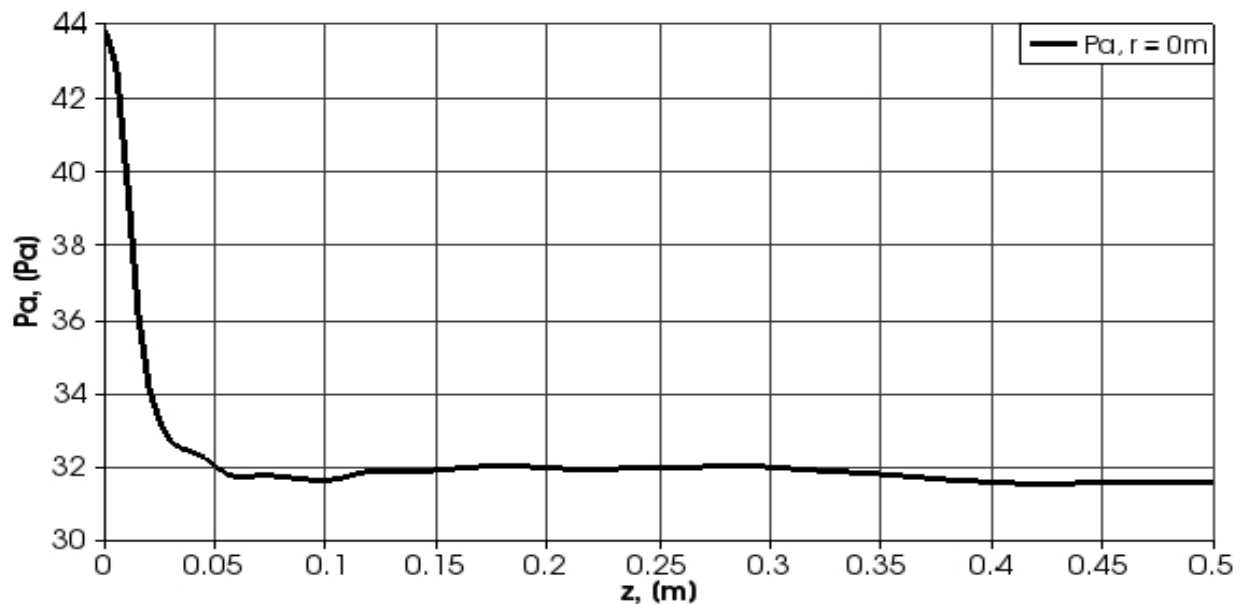


Рисунок 5.47 — Распределение p_a (на рис. обозн. P_a [Па]) вдоль невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 350$ м/с)

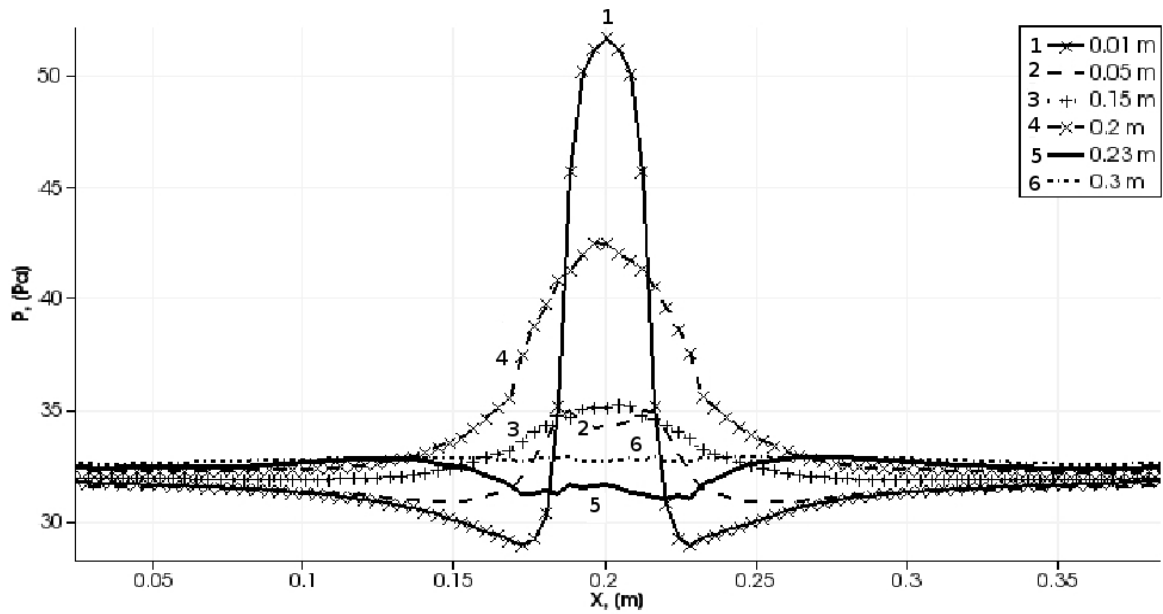


Рисунок 5.48 — Распределение p_a (на рис. обозн. p_a [Па]) в радиальном сечении невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,24$ г/с, $T_{inlet} = 500$ К, $v_{inlet} = 1000$ м/с).

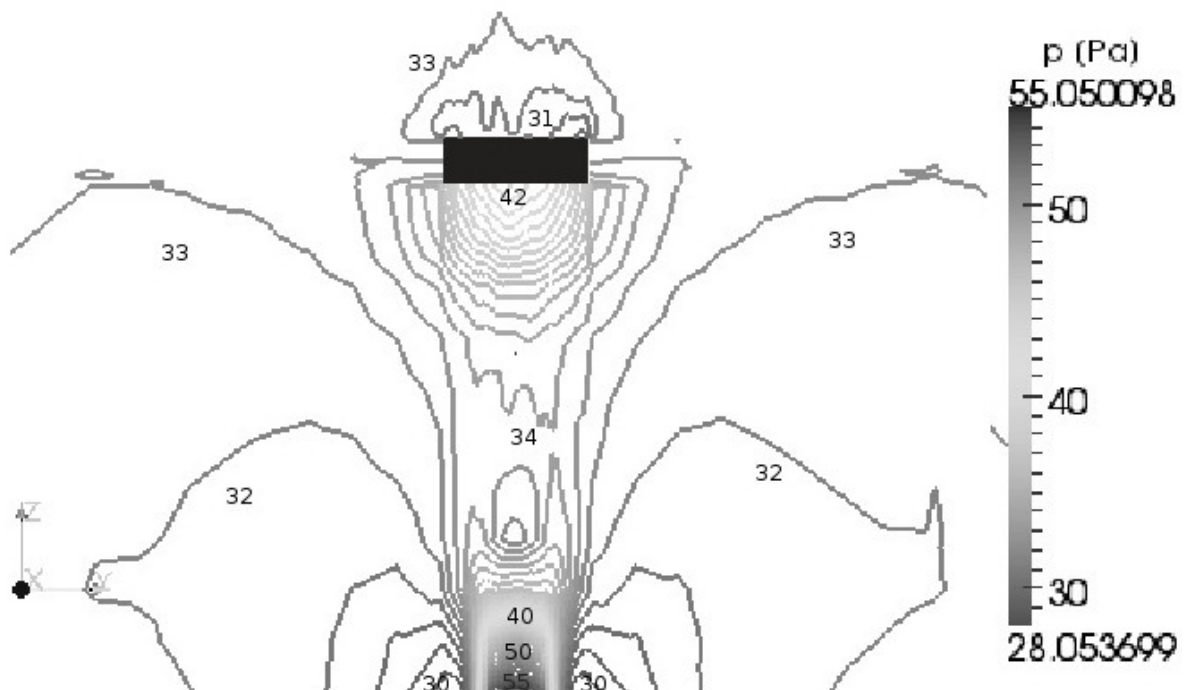


Рисунок 5.49 — Изолинии давления p_a (на рис. обозн. p [Па]) в продольном сечении вакуумной камеры плоскостью XOZ для модели с образцом ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,24$ г/с, $T_{inlet} = 500$ К, $v_{inlet} = 1000$ м/с).

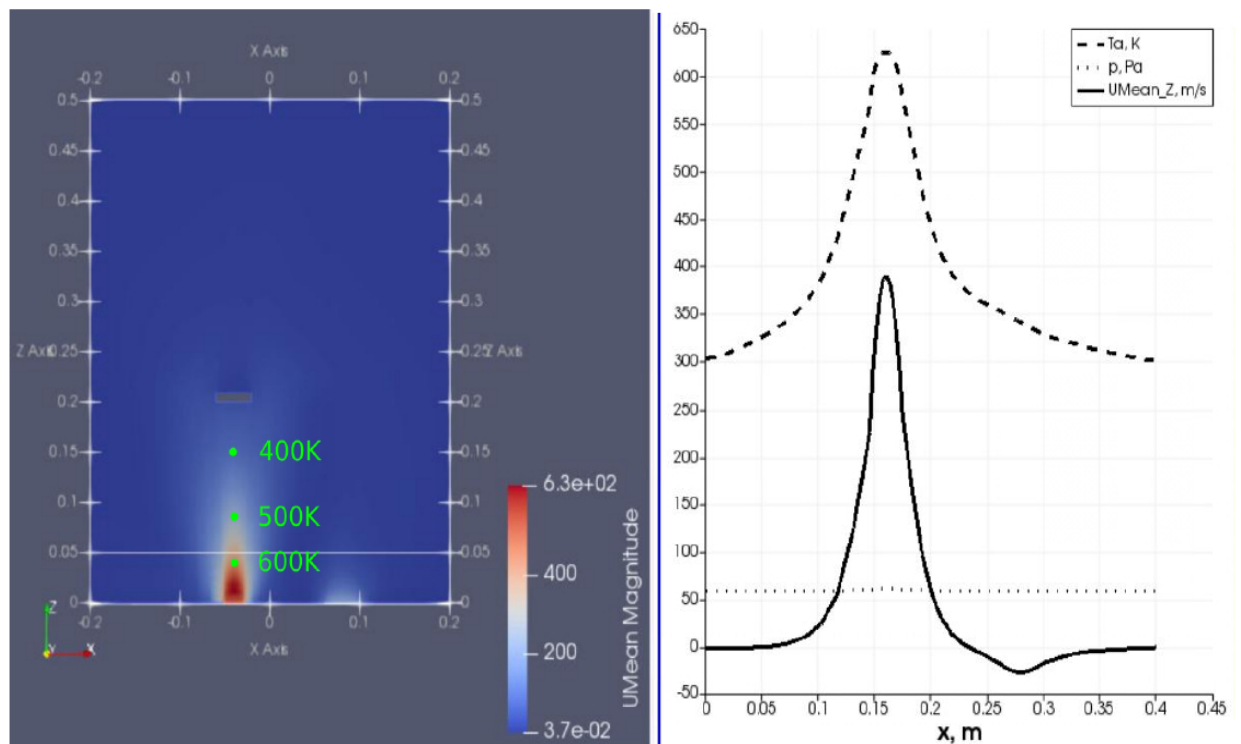


Рисунок 5.50 — Температура, давление p_a (на рис. обозн. p [Па]) и скорость плазмообразующего газа в продольном сечении асимметричной вакуумной камеры плоскостью xOz для модели с образцом ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{inlet} = 500$ К, $v_{inlet} = 400$ м/с)

Скорость несущего газа В невозмущенной струе профиль поперечного сечения скорости имеет колоколообразную форму, причем с удалением от входного отверстия высота «колокола» (значение скорости вдоль потока) уменьшается, а основание увеличивается, то есть струя расширяется (рис. 5.51).

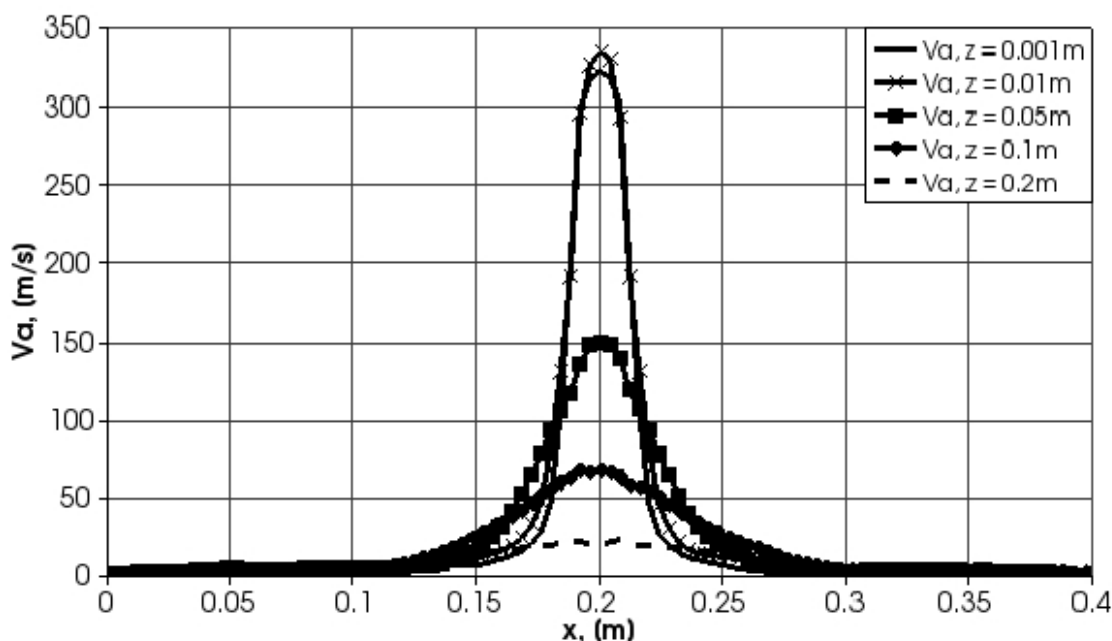


Рисунок 5.51 — Распределение модуля скорости v_a (на рис. обозн. V_a [м/с]) в радиальном сечении невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 350$ м/с).

На графике распределения скорости нейтральных атомов вдоль струи (рис. 5.52) видно, что сначала происходит небольшое ускорение нейтрального газа из-за перепада давлений между камерой и на входном отверстии.

При увеличении скорости газа до 1000 м/с на входе в вакуумную камеру для разряда малой мощности профили остаются колоколообразными (рис. 5.53).

Из рис. 5.54 видно, что при наличии в струе твердого тела, скорость убывает при приближении потока газа к телу, а далее вокруг тела становится заметно больше, чем в области столкновения потока с плоскостью образца (кривые 4, 5), что соответствует экспериментальной картине движения газа.

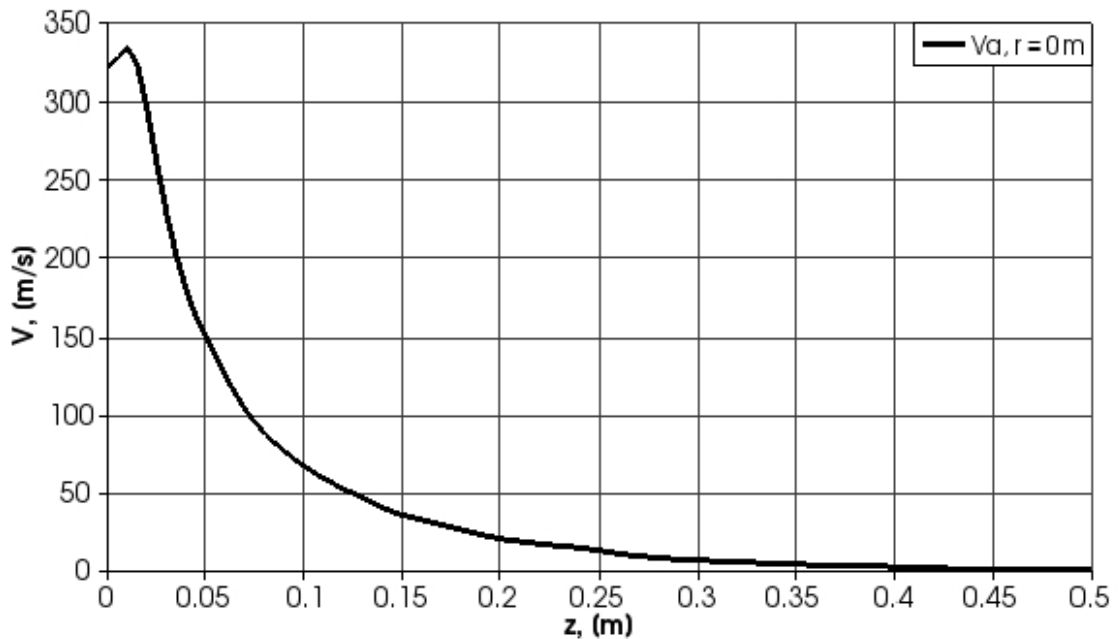


Рисунок 5.52 — Распределение модуля скорости $\mathbf{v}_a$ (на рис. обозн. V_a [м/с]) вдоль невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 350$ м/с).

На графике изолиний скорости можно видеть как поток обтекает образец (рис. 5.55).

Температура несущего газа и эффект перегрева в некоторых режимах течения На рис. 5.56 представлено распределение температуры и компонент скорости несущего газа.

Из рис. 5.57 видно, что в невозмущенной струе на расстоянии до 0,05 - 0,1 метра профили температуры колоколообразные, а далее происходит выравнивание температуры по камере.

Из анализа пространственного распределения температуры нейтральных атомов T_a вдоль струи можно сделать вывод, о том, что на входе температура резко возрастает (около 10 градусов относительно температуры на входе в вакуумную камеру), а далее спадает вниз по потоку до 310 К (рис. 5.58).

Одним из результатов диссертации является обнаружение эффекта образования зоны перегрева по периферии струи около входного отверстия вакуумной камеры, в котором температура потока на периферии струи вы-

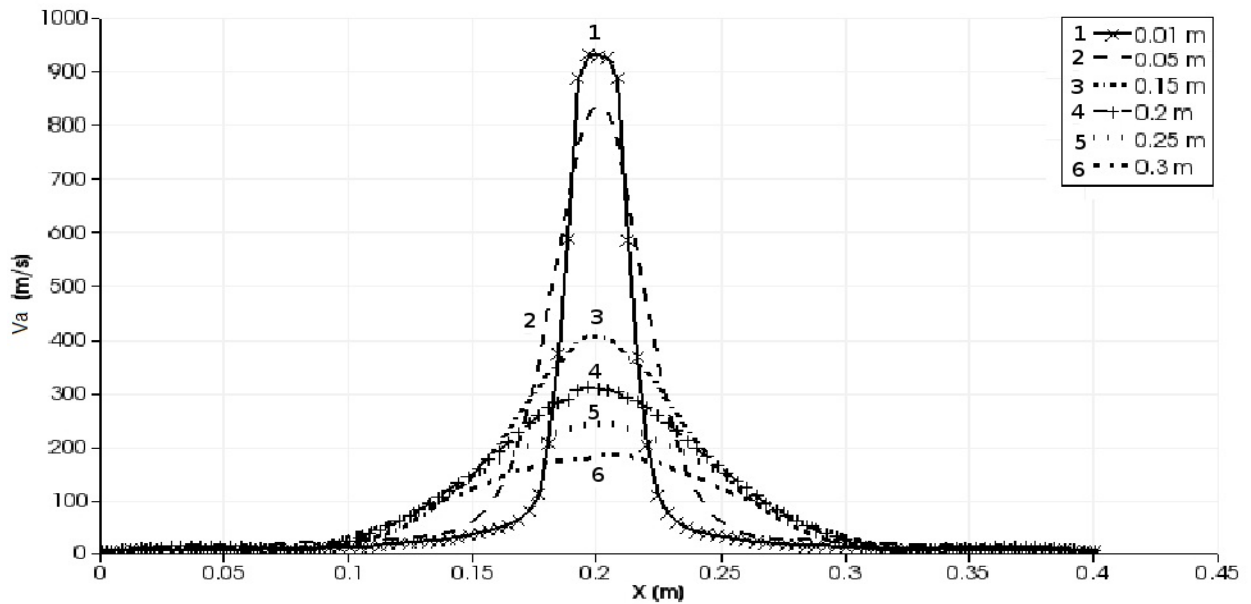


Рисунок 5.53 — Распределение модуля скорости v_a (на рис. обозн. V_a [м/с]) в радиальном сечении невозмущенной струи ($R_{rk} = 0.012$ м, $R_{vk} = 0.2$ м, $L_{vk} = 0.5$ м, $G = 0.24$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 1000$ м/с).

ше температуры в центре струи на 50°C при скорости потока на входе в вакуумную камеру более 440 м/с и расходе плазмообразующего газа более $0,16$ г/с при $2,4$ кВт, который подтвержден экспериментально с помощью термопар, расположенных на разном расстоянии от центра потока. Из рис. 5.59 видно, что на периферии струи наблюдается температурный пик, температура в центре потока выше на 51 градус, в то время как в расчетах получено превышение на 131 градус Цельсия. В центре расчетная – 1231 К, на периферии – 1362 К, экспериментальная в центре – 1197 К, на периферии – 1248 градусов, то есть максимальное значение температуры создается на периферии струи, а локальный минимум температуры достигается в центре. Температура в поперечном сечении быстро спадает при удалении от струи. Точками обозначены экспериментальные данные, отклонение составляет не более 20% .

Интерпретация этого эффекта следующая: в центре струи несущий газ охлаждается из-за резкого расширения потока при истечении из разрядной камеры; на периферии струи поток плазмы встречается с неподвижным газом внутри вакуумной камеры, при этом возрастает локальное давление газа, что приводит к увеличению частоты столкновений электронов с

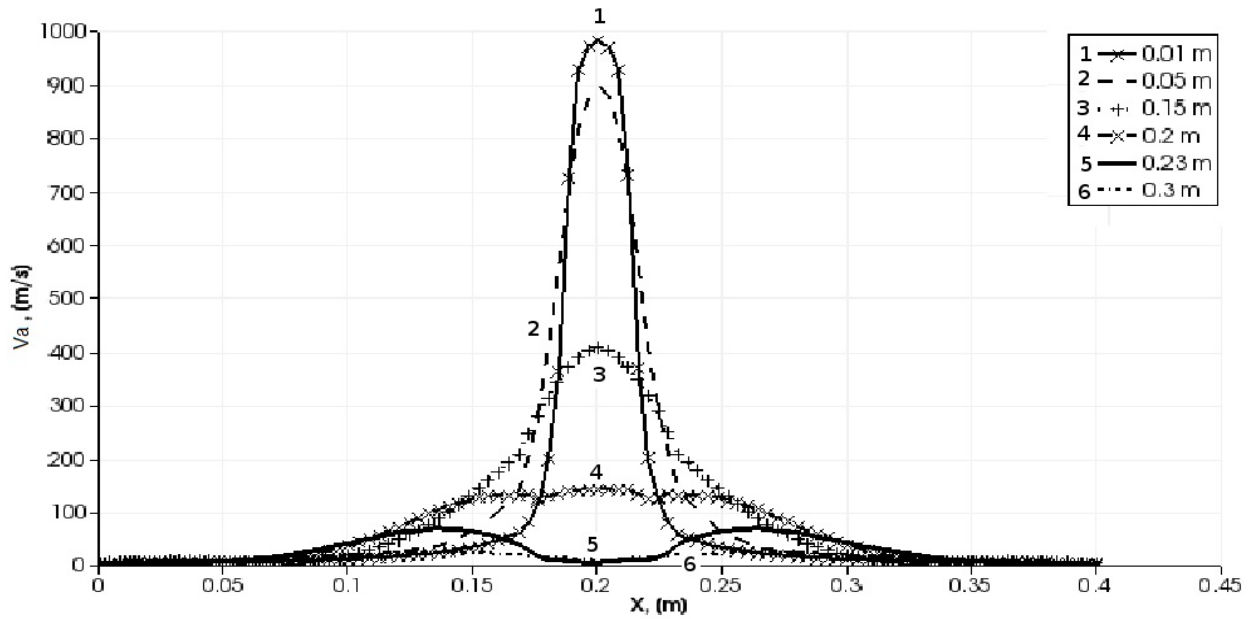


Рисунок 5.54 — Распределение модуля скорости $\mathbf{v}_a$ в радиальном сечении струи при наличии образца ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,24$ г/с, $T_{inlet} = 500$ К, $v_{inlet} = 1000$ м/с).

атомами и ионами, частоты столкновений возбужденных частиц; следствием этого является увеличение объемной рекомбинации заряженных частиц и интенсифицируются процессы гашения частиц в возбужденных состояниях. В процессах рекомбинации и гашения возбужденных состояний выделяется энергия, затраченная на ионизацию и возбуждение атомов. Совокупное воздействие газодинамических и плазмодинамических эффектов приводит к повышению температуры газа на периферии струи. Сопоставление расчетов с экспериментом является дополнительной валидацией разработанной модели.

При повышении скорости при использовании разряда малой мощности, профили температуры становятся колоколообразными на расстоянии 0,15 м от входного отверстия вакуумной камеры, потом плавно уменьшаются с удалением от струи, при этом выравнивание температуры в поперечном сечении не происходит. Эффект нагрева газа по периферии струи, в этом случае, вызван, по-видимому, резким торможением молекул струи газа при столкновении с неподвижным газом в камере. Более подробно этот процесс виден на изолиниях (рис. 5.60).

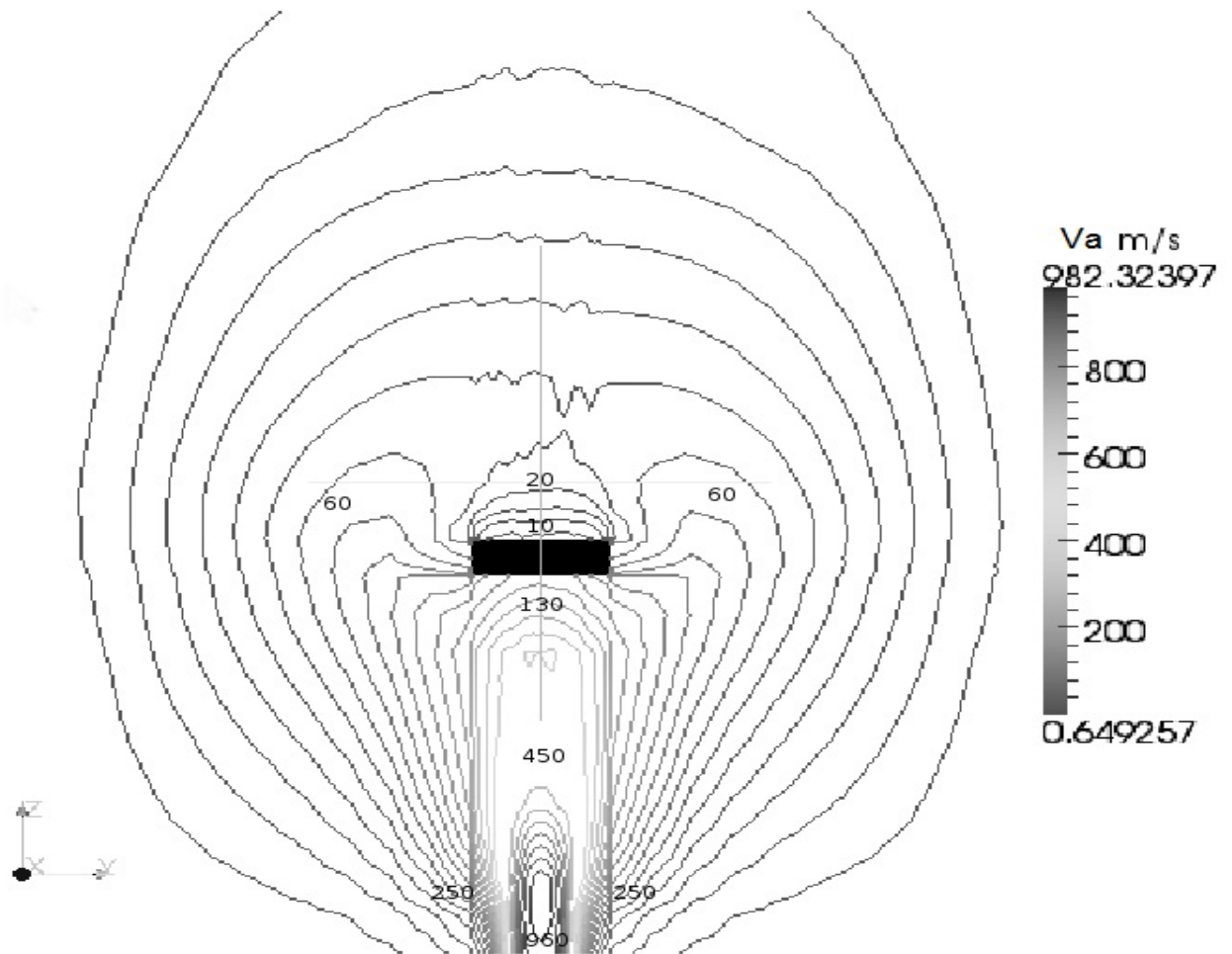


Рисунок 5.55 — Изолинии модуля скорости $\mathbf{v}_a$ (на рис. обозн. V_a [м/с]) при наличии образца в струе ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,2$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 350$ м/с)

Эффект перегрева струи подтвержден экспериментально: был собран фланец с термопарами (рис. 5.61) и измерена температура несущего газа в струе с помощью термопар (рис. 5.62).

Напряженность и потенциал электрического поля На рис. 5.63 изображены изолинии потенциальной компоненты напряженности электромагнитного поля и распределения концентраций электронов, ионов и метастабильных частиц вдоль вакуумной камеры при токе на индукторе 30 А. Видно, что падение в области при подходе к образцу составляет 1,5 порядка. Это говорит о том, что при токе 30 А мощности разряда и соответствующего расхода газа еще недостаточно для более равномерного распределения концентрации вдоль оси ВЧИ-струи, однако уже видно, что струя

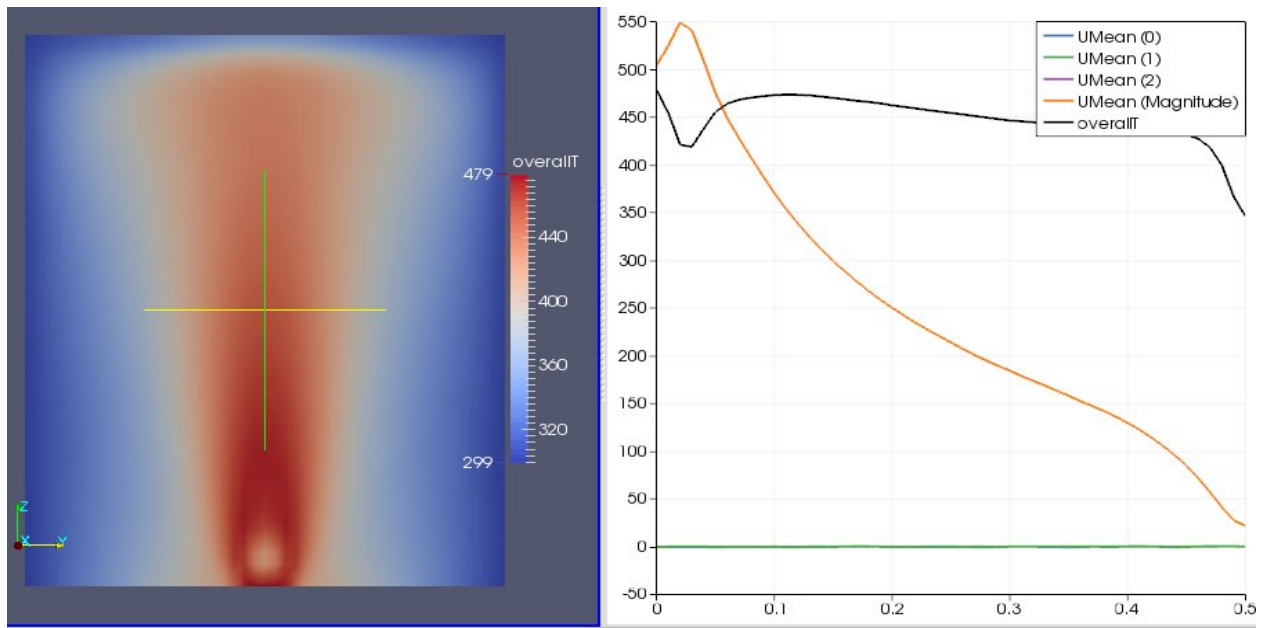


Рисунок 5.56 — Распределение T_a (на рис. обозн. overallT [K]) в продольном сечении невозмущенной струи (слева), T_a и модуль $\mathbf{v}_a$, м/с (на рис. обозначен UMean(Magnitude)) справа

не является распадающимся частично-ионизованным газом. Концентрация метастабилей превышает концентрации заряженных частиц, что соответствует тому, что для возбуждения необходима меньшая энергия, чем для ионизации.

Расчеты показали, что диэлектрический образец в плазменной струе приобретает потенциал 80 В (рис. 5.64) при мощности разряда 3 кВт и учете смещения. В левой части рис. 5.64 показано распределение потенциала электрического поля в сечении вакуумной камеры вдоль оси струи ВЧИ-разряда пониженного давления. Можно видеть, что значение потенциала падает вокруг образца, а в остальной зоне вакуумной камеры положительно относительно потенциала на образце.

Расчеты показали, при мощности 1 кВт - разница потенциалов составляет 30 В (рис. 5.65). Видно, что твердое тело заряжено отрицательно относительно плазменной струи, что соответствует экспериментальным данным и теоретическом представлении о положительном потенциале плазмы относительно стенок [202].

На рис. 5.66, 5.67 и 5.68 показано изменение потенциала и концентраций частиц при увеличении мощности разряда.

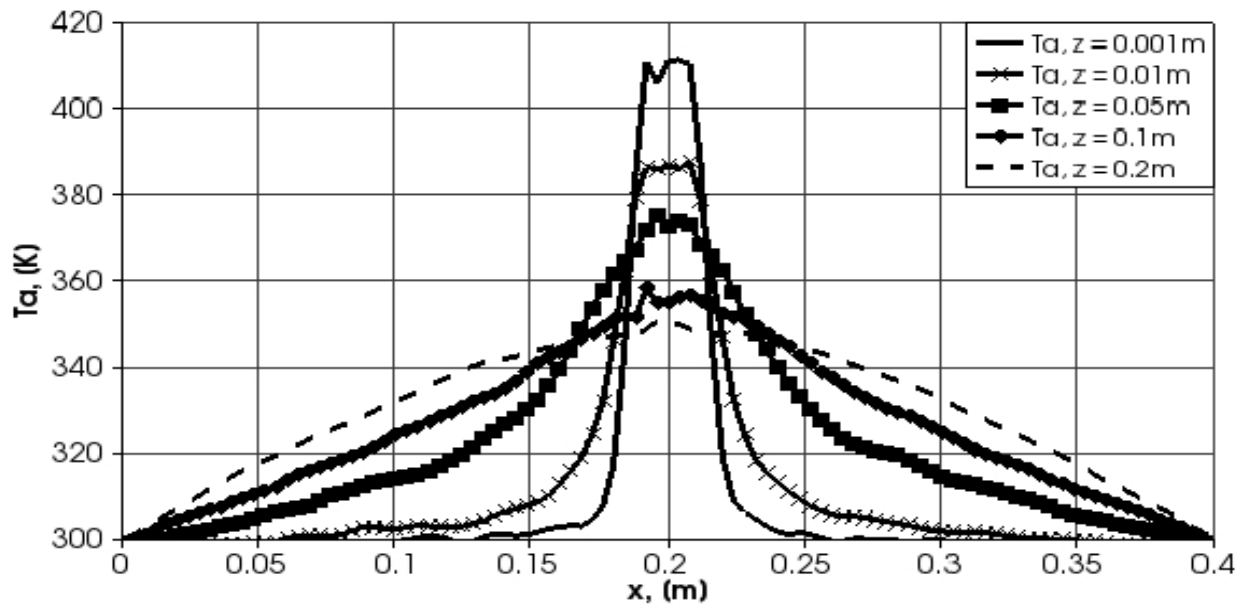


Рисунок 5.57 — Распределение T_a (на рис. обозн. overallT [K]) в радиальном сечении невозмущенной струи ($R_{rk} = 0.012$ м, $R_{vk} = 0.2$ м, $L_{vk} = 0.5$ м, $G = 0.08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 350$ м/с.

Установлено, что в области $0,05 \leq z \leq 0,2$ м проводимость струи частично-ионизованного газа максимальна. Это означает, что для получения равномерной обработки поверхности твердого тела его целесообразно размещать в этом диапазоне (рис. 5.69).

Проведен расчет напряженности вихревой компоненты электрического поля. На рис 5.70 представлено распределение напряженности электрического поля в поперечном сечении вакуумной камеры у её входа. Видно направление закручивания векторов напряженности электрического поля и максимум - 959 В/м. Поле симметрично относительно оси камеры. На рис 5.70 и 5.71 слева дан срез в продольном и поперечном сечении, а справа - распределение компонент напряженностей вдоль струи ВЧИ-разряда в вакуумной камере. Мнимая компонента вихревой составляющей электромагнитного поля в 5 раз больше по модулю действительной части. Обнаружен различный характер распределения ЭМП: расчеты показали наличие компонент H_φ , H_z , E_φ , E_z в плазменной струе, что соответствует экспериментальным данным. Таким образом, рассматриваемая модель адекватно описывает электродинамику ВЧИ-плазменной струи.

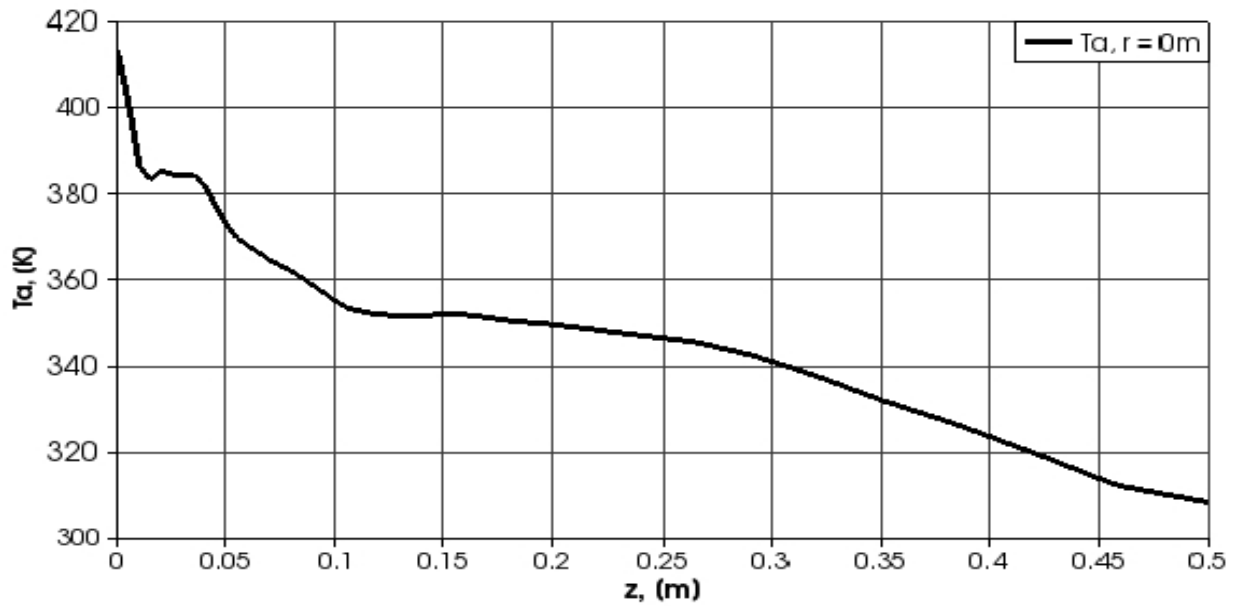


Рисунок 5.58 — Распределение T_a (на рис. обозн. T_a [K]) в различных радиальных сечениях невозмущенной струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,08$ г/с, $T_{inlet} = 400$ К, $v_{inlet} = 350$ м/с).

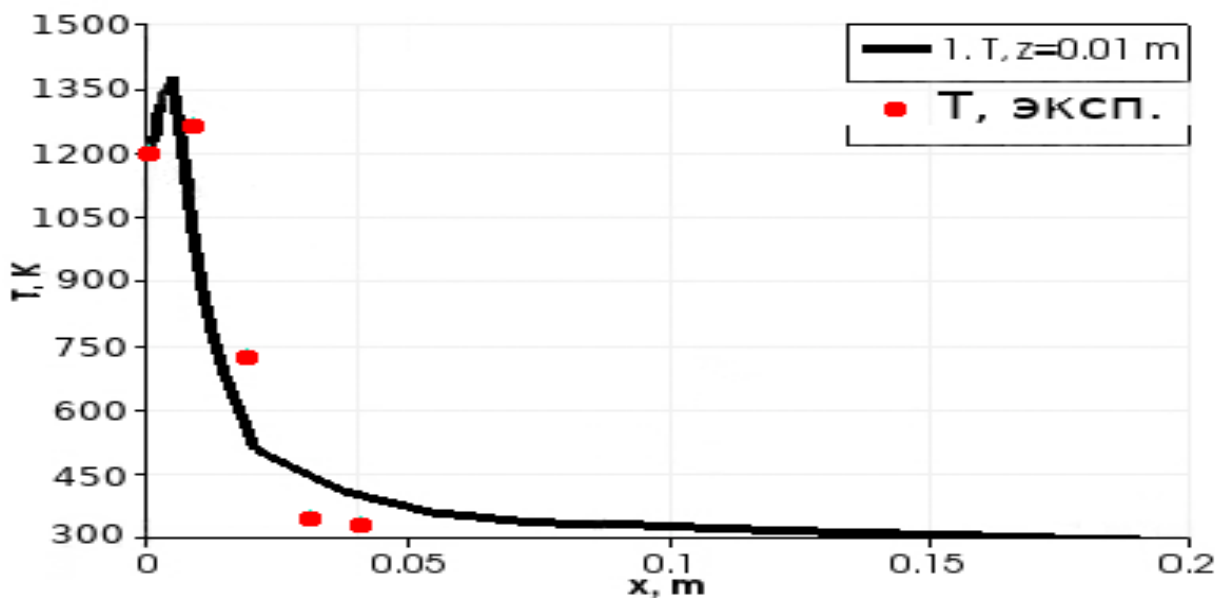


Рисунок 5.59 — Радиальное распределение температуры T_a (на рис. обозн. T [K]) в поперечном сечении струи ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,16$ г/с, $P = 2,4$ кВт, $v = 440$ м/с). Точками обозначен эксперимент, подтверждающий наличие эффекта перегрева струи по периферии.

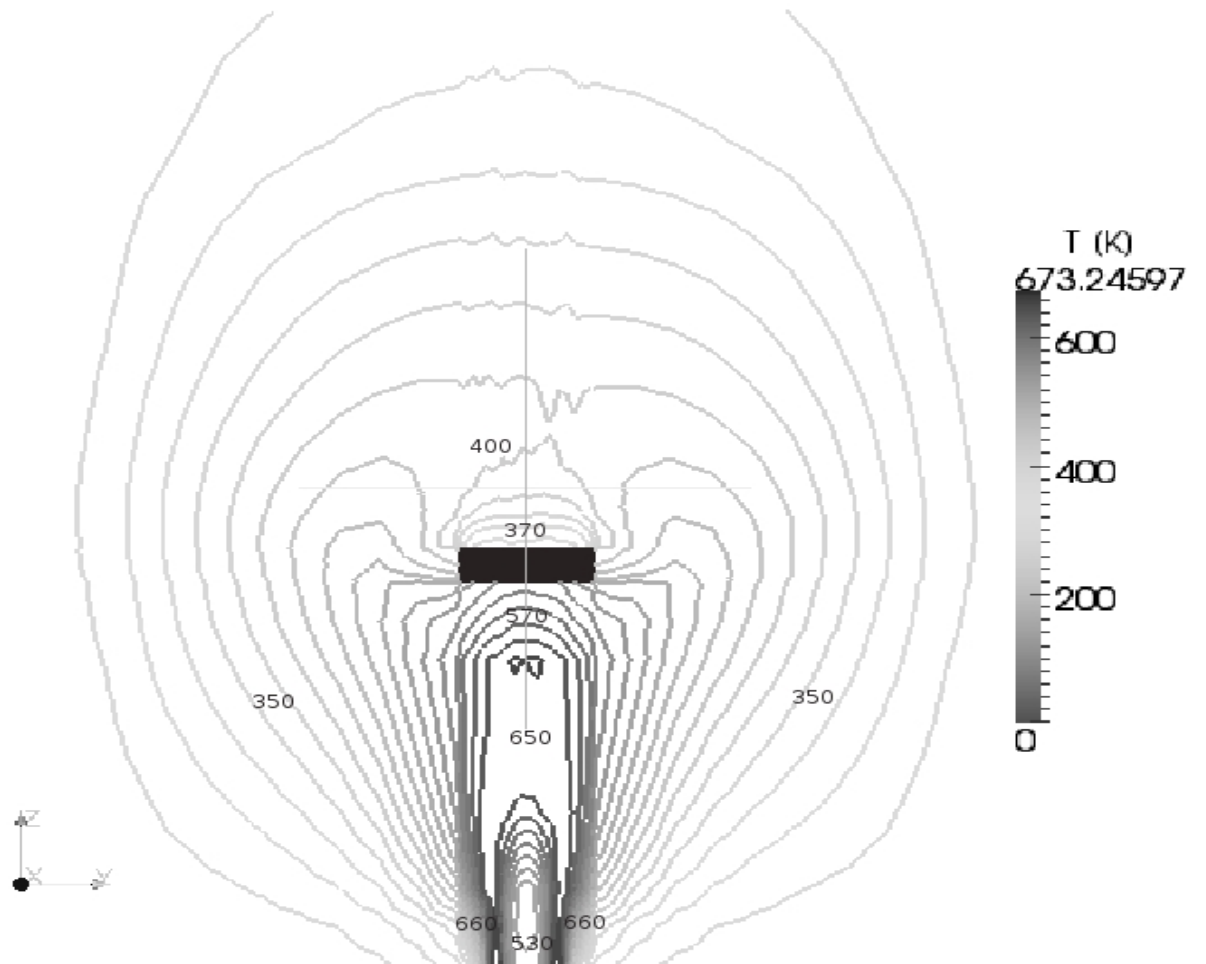


Рисунок 5.60 — Изолинии температуры T_a (на рис. обозн. T [K]) в плоскости, проходящей через центр вакуумной камеры, при наличии образца. Образец располагался на расстоянии $L_{tb} = 0,2$ м от входного отверстия ($R_{rk} = 0,012$ м, $R_{vk} = 0,2$ м, $L_{vk} = 0,5$ м, $G = 0,2$ г/с, $T_{inlet} = 500$ K, $v_{inlet} = 1000$ м/с).



Рисунок 5.61 — Фланец с термопарами на ВЧИ-плазменной установке.

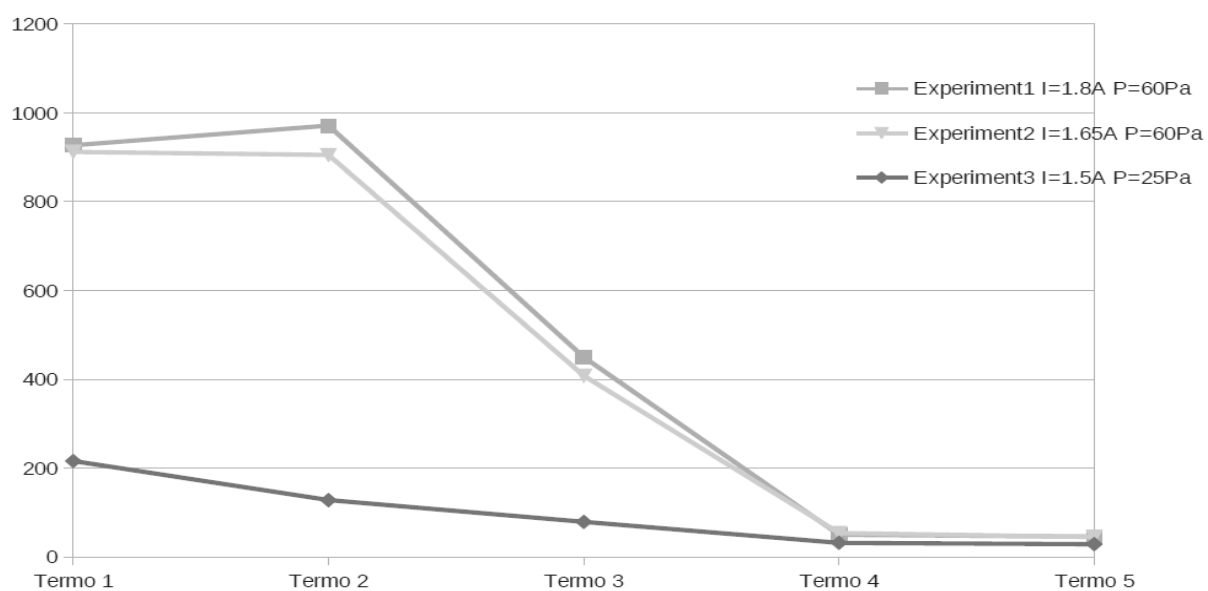


Рисунок 5.62 — Температура газа на термопарах в эксперименте.

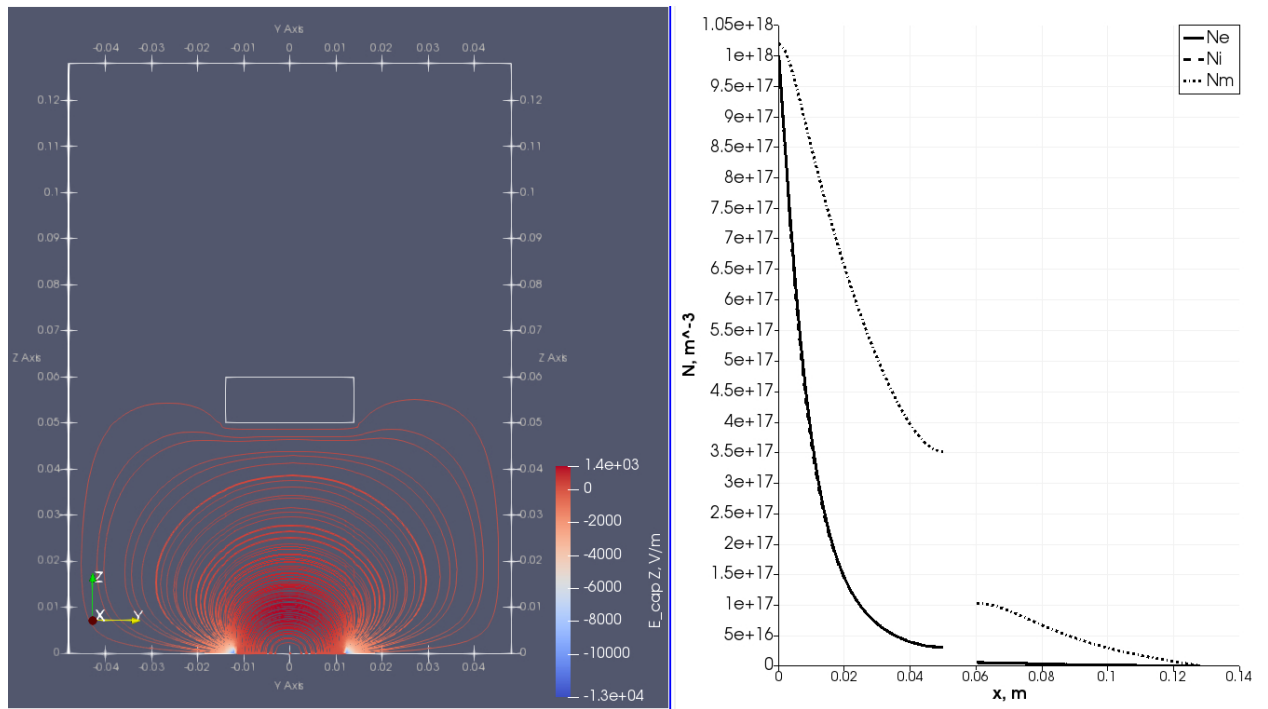


Рисунок 5.63 — Изолинии потенциальной компоненты напряженности электромагнитного поля и распределения концентраций электронов, ионов и метастабилей вдоль вакуумной камеры при токе на индукторе 30 А. Кривые концентраций ионов и электронов на графике неразличимы. Разрыв кривых на правом графике соответствует положению образца в струе.

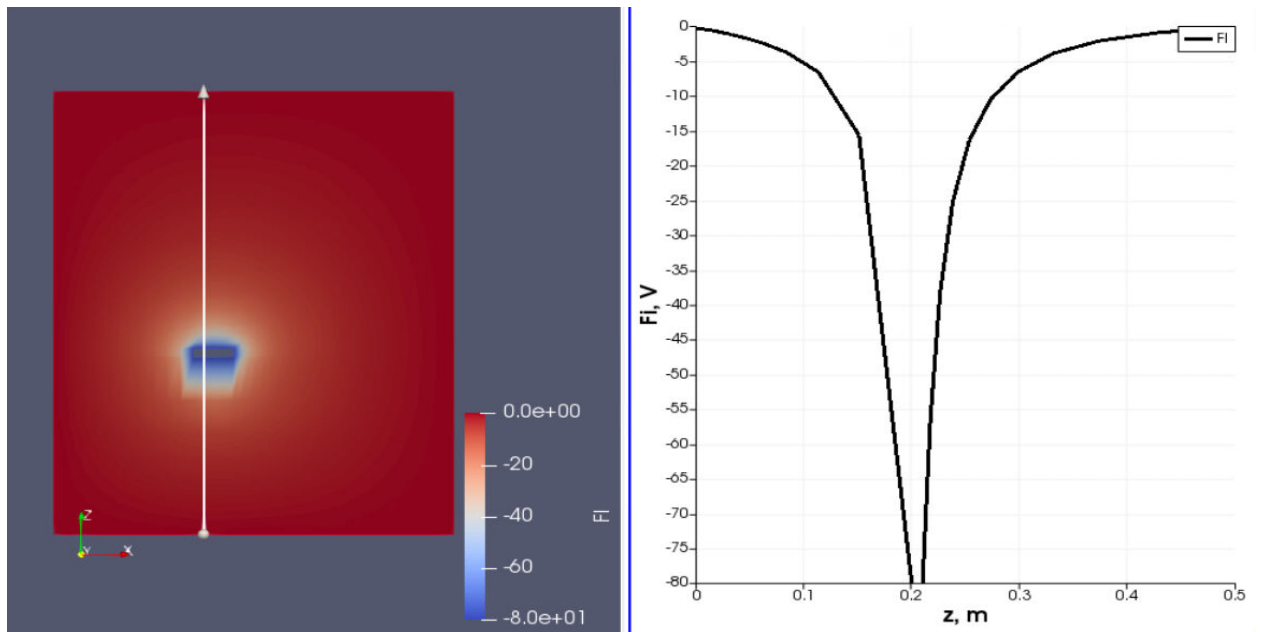


Рисунок 5.64 — Распределение потенциальной компоненты электромагнитного поля в ВЧ-плазме вдоль оси по центру образца при мощности разряда 3 кВт. Вертикальная белая линия на левом рисунке показывает сечение, вдоль которого взято распределение. Область разрыва показывает положение образца в струе.

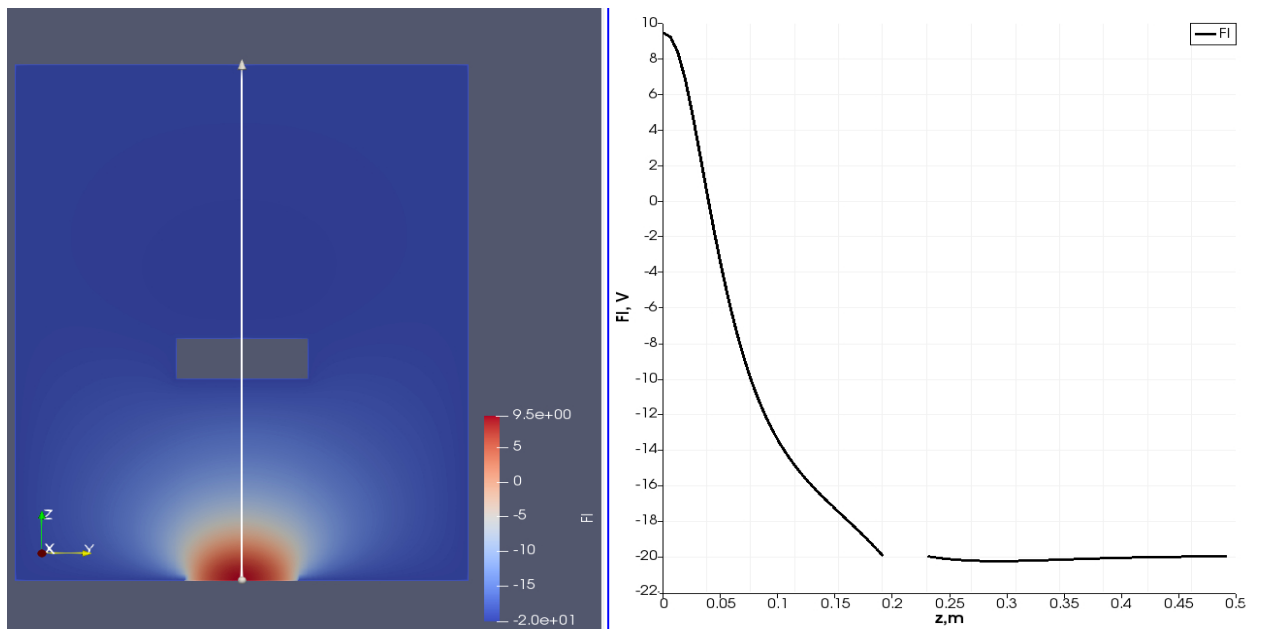


Рисунок 5.65 — Распределение потенциала электрического поля в ВЧ-плазменной струе вдоль оси при мощности разряда 1,0 кВт. Вертикальная белая линия показывает сечение, вдоль которого взято распределение. Разрыв кривой на правом графике соответствует положению образца в струе.

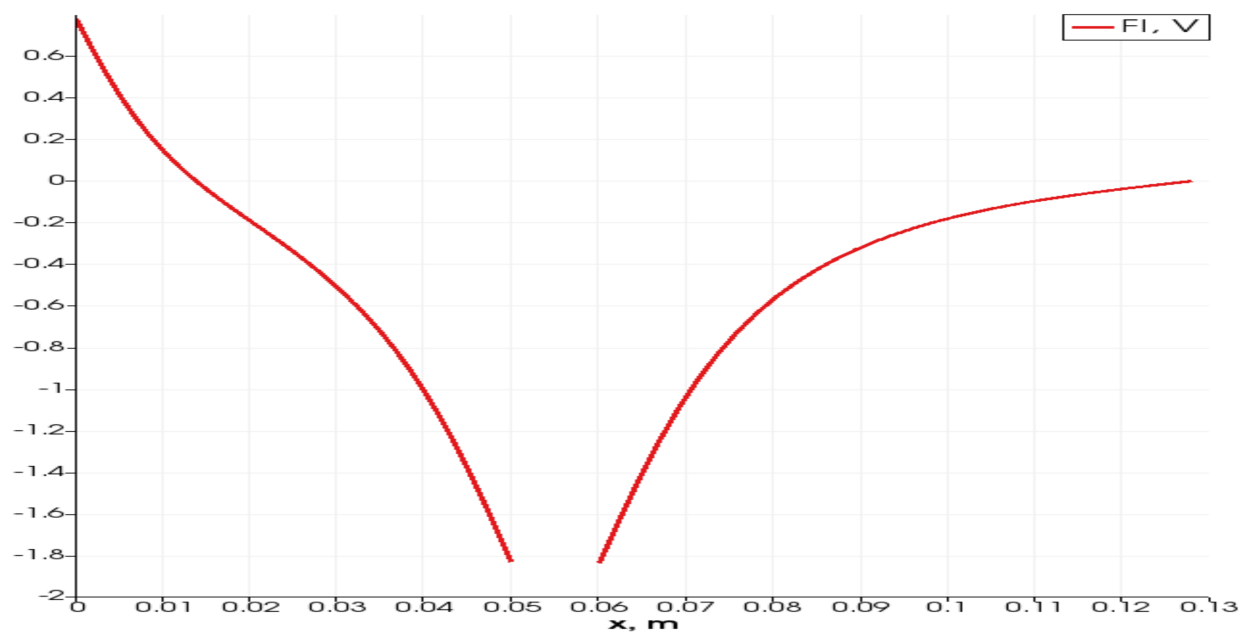


Рисунок 5.66 — Распределение потенциала электрического поля в вакуумной камере вдоль её оси (при мощности разряда $P_p = 100$ Вт)

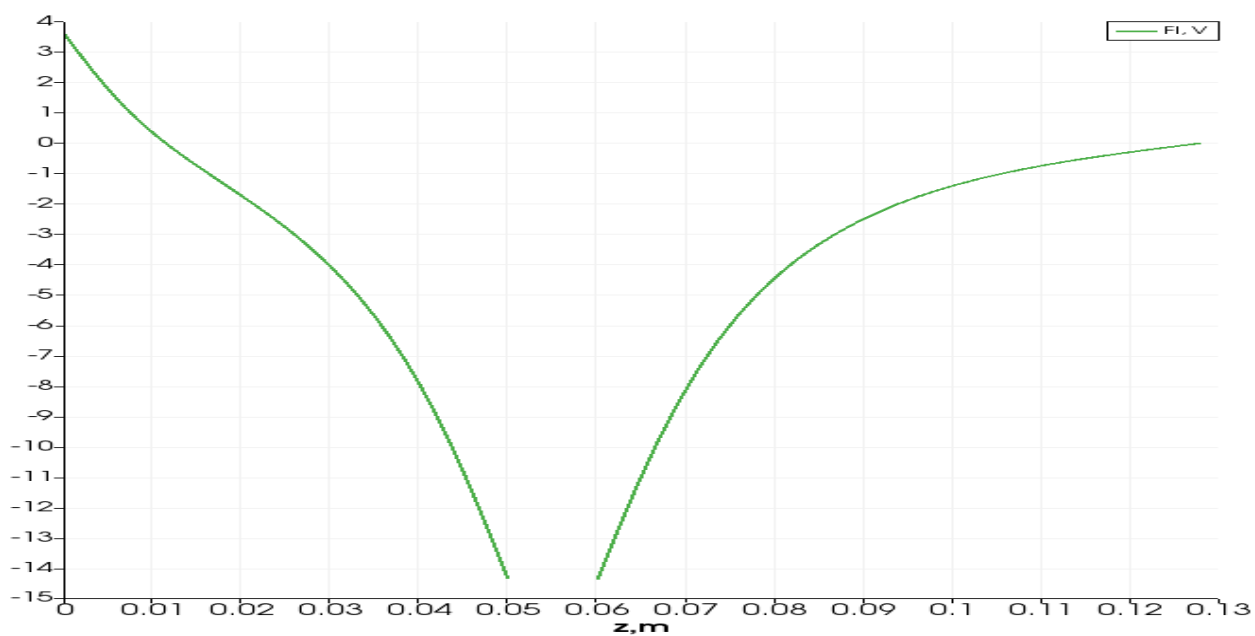


Рисунок 5.67 — Распределение потенциала электрического поля (φ , В) в вакуумной камере вдоль её оси (при мощности разряда $P_p = 0,8$ кВт), на рис. обозначен - FI, V

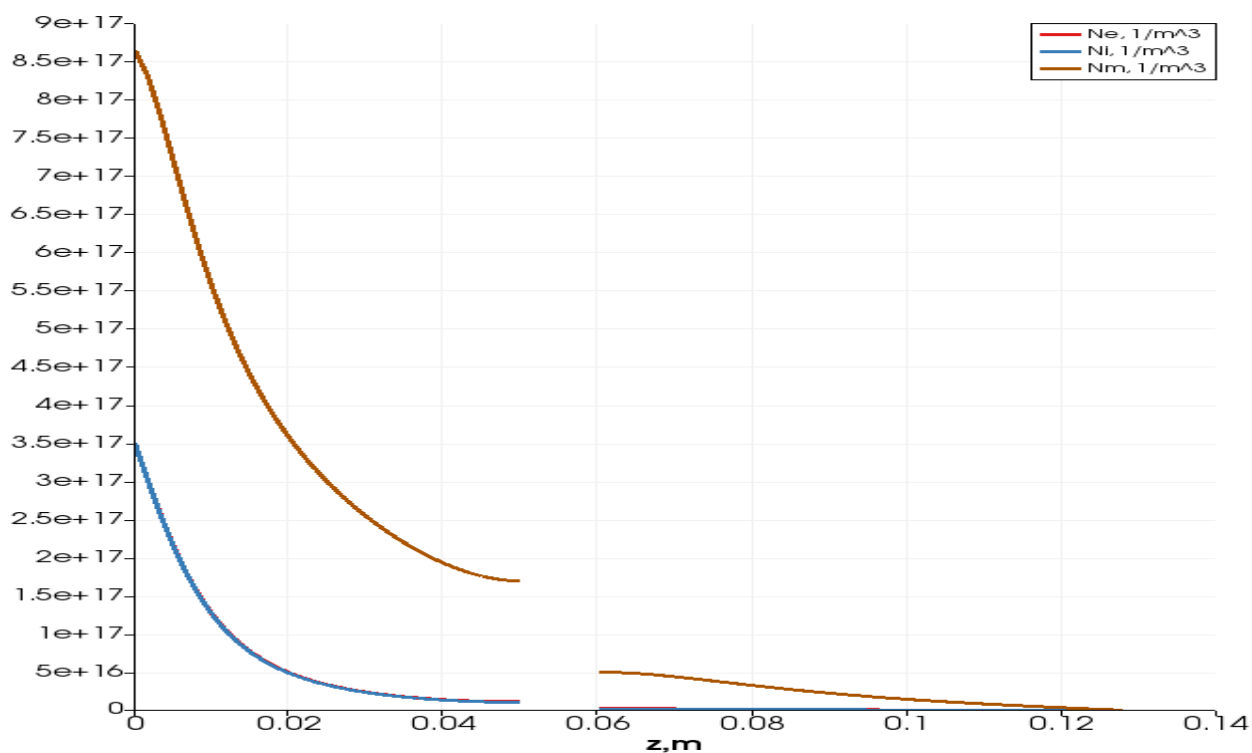


Рисунок 5.68 — Распределение концентраций электронов, ионов и метастабилей в вакуумной камере вдоль её оси (при $P_p = 0,8 \text{ кВт}$)

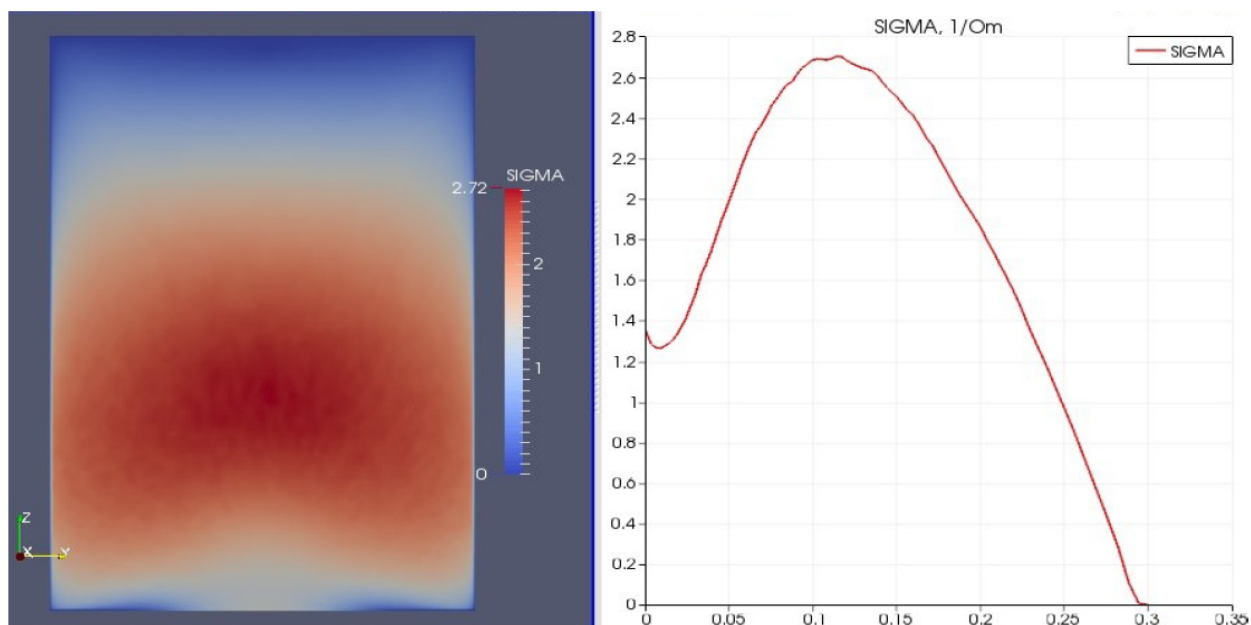


Рисунок 5.69 — Распределение проводимости плазмы вдоль струи.

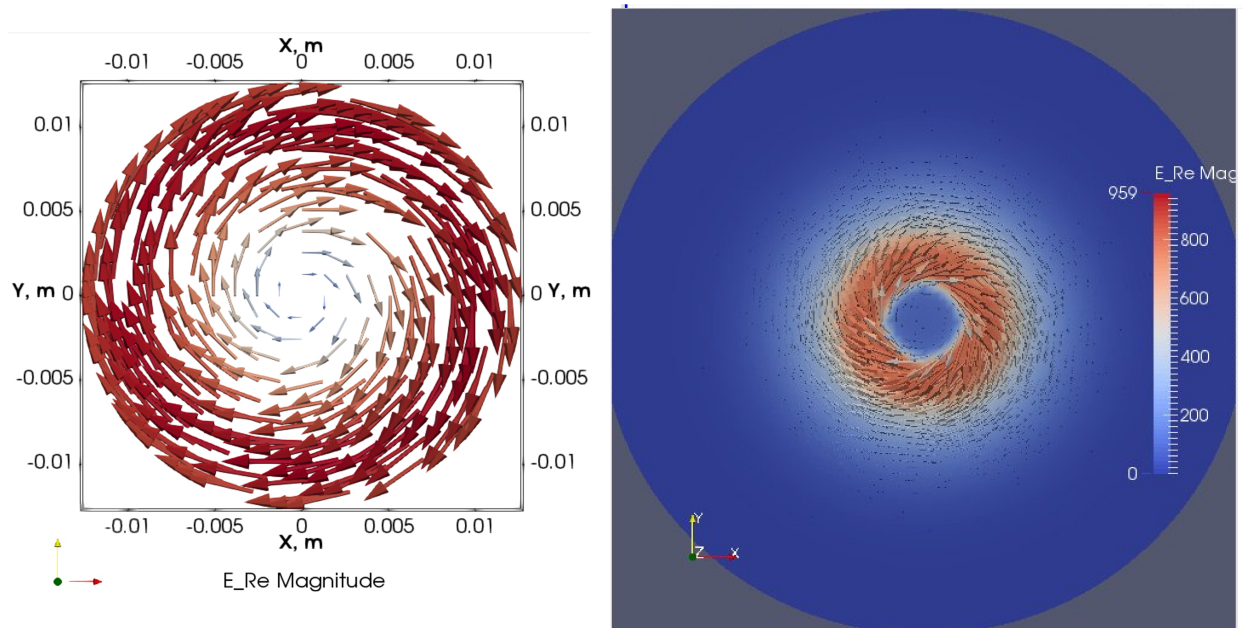


Рисунок 5.70 — Распределение напряженности вихревой компоненты электрического поля (В/м) в поперечном сечении вакуумной камеры у её входа при $z=0,01$ м.

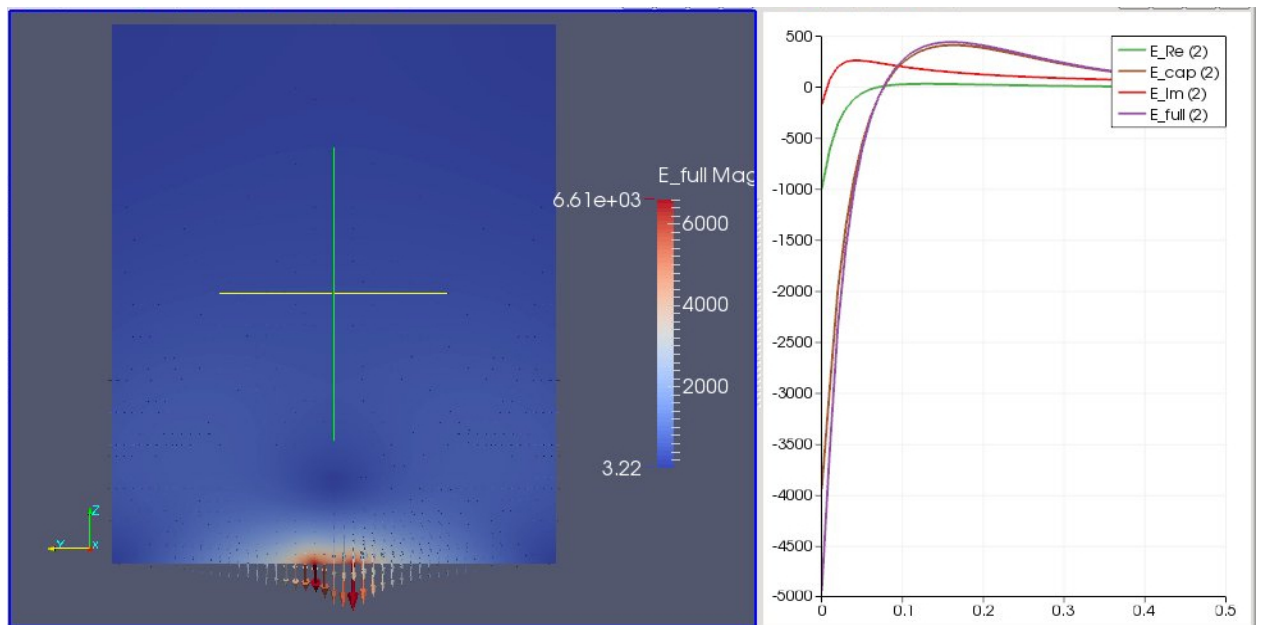


Рисунок 5.71 — Распределение напряженности вихревой (E_{Re} , E_{Im}) и потенциальной (E_{cap} , В/м) компонент электрического поля по продольному сечению вакуумной камеры у её входа (слева) и на оси струи (справа).

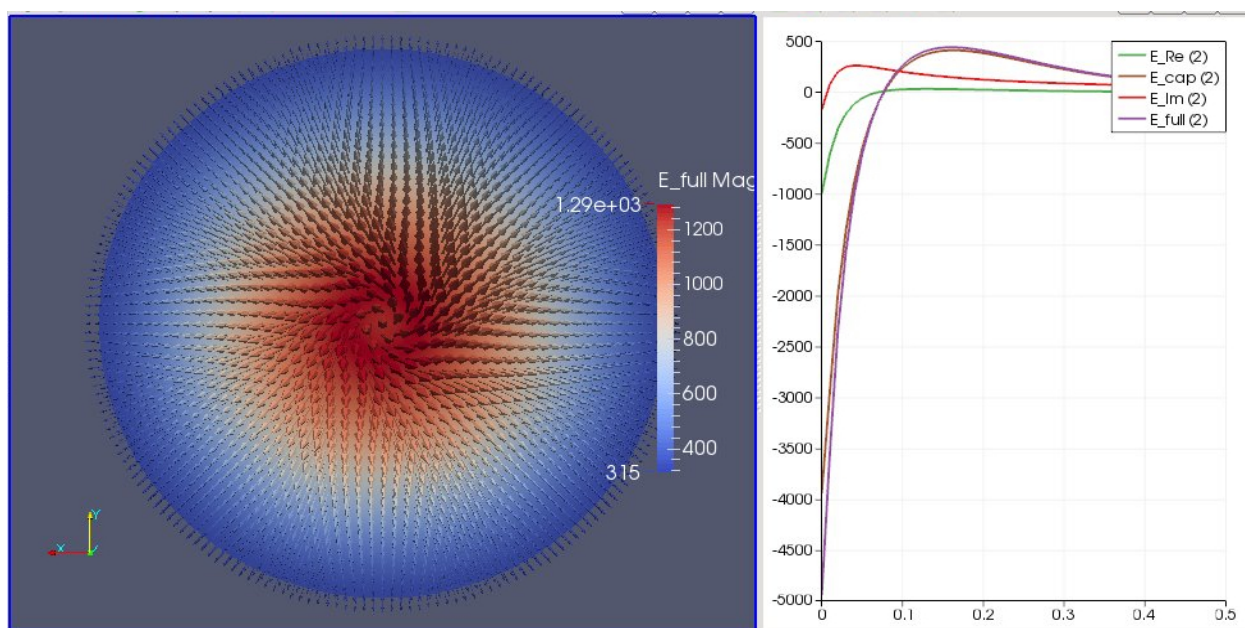


Рисунок 5.72 — Распределение напряженности вихревой (E_{Re} , E_{Im}) и потенциальной (E_{cap} , В/м) компонент электрического поля по поперечному сечению вакуумной камеры у её входа (слева), на оси струи (справа).

5.4 Характеристики СПЗ и параметры ионного потока в приповерхностном слое

Процессы, протекающие в плазменной струе и СПЗ, отличаются по газодинамическим параметрам, пространственным и временным масштабам. Определяющими процессами в плазменной струе является конвекция (продув газа) и диффузия, а основным процессом в СПЗ является дрейф заряженных частиц в потенциальном электрическом поле. Пространственными масштабами в плазменной струе являются - диаметр и длина струи, временным масштабом - характерное время диффузии и время пролета частиц вдоль струи, числа Ma , Re , Kn соответственно, в СПЗ характерный пространственный масштаб - толщина СПЗ, характерный электрический параметр — величина падения потенциала, характерное время — время дрейфа частиц сквозь СПЗ и боровская скорость, соответственно.

Характеристики процессов в плазменной струе являются важными для расчета, но с точки зрения конечной цели — определения параметров взаимодействия с твердым телом, промежуточными. Важными потому, что они влияют на формирование характеристик СПЗ, промежуточными потому, что окончательное формирование ионных потоков происходит именно в СПЗ. Поэтому характеристики плазменной струи рассматриваются как начальные приближения для расчета параметров СПЗ и могут быть проведены с приближенными граничными условиями на образце (формула Бома). Для более точного расчета энергии ионов и плотности ионного тока на поверхности образца необходим расчет характеристик СПЗ на основе модели, учитывающей процессы накопления заряда и формирования плавающего потенциала образца.

Расчеты показали, что распределения характеристик СПЗ (концентрация электронов, ионов, потенциал поля) устанавливается периодически за 10 периодов колебаний поля (рис. 5.76–5.78). Медленнее всего устанавливается распределение ионов $n_i(x, t)$.

На рис. 5.73–5.75 показаны распределения $n_e(x, t)$, $n_i(x, t)$, $\varphi(x, t)$, $E(x, t)$, $\Gamma_e(x, t)$ и $\Gamma_i(x, t)$ в течение первого периода расчета для четырех

моментов времени, равных $1/4$ периода $t_1 = 0,25T$, $1/2$ периода $t_2 = 0,5T$, $3/4$ периода $t_3 = 0,75T$ и целого периода $t_4 = T$.

Начальное приближение для распределения заряженных частиц задавалось в виде параболической функции, так что $n_e(0,0) = n_i(0,0) = 0$, $n_e(0.25,0) = n_i(0.25,0) = 1.6 \cdot 10^{13}$. Из рис. 5.73а видно, что в течение первого периода концентрация электронов начинает увеличиваться вблизи поверхности образца и уменьшаться вдали от него ближе к области плазмы. Концентрация ионов в течение первого периода практически не меняется, графики пространственного распределения концентрации ионов на рис. 5.73б в разные моменты времени неразличимы. К 10-му периоду распределение концентрации электронов и ионов устанавливаются и их графики на рис. 5.76 в разные моменты времени отличаются незначительно. При этом график распределения концентрации электронов становится выпуклым вниз (рис. 5.76а) и примерно с половины толщины СПЗ n_e практически уменьшается до нуля, достигает плато. График пространственного распределения концентрации ионов остается выпуклым и близок к параболическому закону (в логарифмической системе координат). Таким образом, это говорит о том, что за десять периодов колебаний поля сформировался слой положительного заряда. Распределение электрического потенциала и напряженности электрического поля в слое положительного заряда в первый и десятый периоды показаны на рис. 5.74 и 5.77.

Из рис.5.74а видно, что пространственное распределение потенциала в СПЗ изменяется монотонно, а изменение во времени в течение периода не монотонно: $\varphi(t_1,0.025) = -20$ В, $\varphi(t_2,0.025) = 10$ В, $\varphi(t_3,0.025) = -16$ В, $\varphi(t_4,0.025) = -29$ В. В 10-ый период колебания электрического поля электрический потенциал монотонно увеличивается от направления от образца к плазме, по времени становится симметричным $\varphi(t_1) = \varphi(t_3)$. График пространственного распределения потенциала в каждый момент времени близок к параболической зависимости от расстояния до поверхности твердого тела.

Напряженность электрического поля в течение первого периода увеличивается по абсолютной величине по времени монотонно с -209 В/м на поверхности твердого тела до -1245 В/м к концу колебательного периода,

а к десятому периоду значение доходит до $-6 \cdot 10^3$ В/м. Графики пространственного распределения E в различные моменты времени в течение 10го периода практически неразличимы, то есть устанавливается постоянная напряженность электрического поля.

Электронный и ионный потоки в первый период расчета увеличиваются, при этом к концу периода становятся немонотонными (рис.5.75а и б). К 10-му периоду ионный поток устанавливается, на рис. 5.54б графики ионного потока в разные моменты времени неразличимы. Ионный поток направлен от поверхности образца в сторону плазмы. Величина электронного потока осциллирует около среднего значения. В разный момент времени величина электронного потока отличается в 3-ем знаке после запятой.

Таким образом, результаты расчетов в СПЗ показали, что периодическое решение устанавливается в течение 10 периодов колебания поля. После установления периодического решения концентрация ионов в течение периода колебаний электрического поля практически не меняется. Концентрация электронов изменяется периодически относительно среднего значения. При этом график пространственного распределения концентрации ионов является выпуклым вверх, разница максимального и минимального значений в СПЗ равняется $3 \cdot 10^{12}$ 1/м³, что составляет менее 20%. В то время как концентрация электронов около нуля почти во всем объеме СПЗ и только, на 13-14 порядков возрастает в области границы СПЗ с плазмой. То есть, можно сказать, что в области СПЗ формируется слой положительного заряда.

Расчеты значений энергии ионов и плотности ионного тока, приходящиеся на поверхность диэлектрического твердого тела в зависимости от давления плазмообразующего газа приведены в таблице 5.8.

С увеличением мощности разряда P_p наступает «насыщение», то есть продолжение увеличения P_p уже практически в целом не влияет на W_i и J_i . Данный эффект возникает по причине того, что при достижении определенного значения концентрации электронов n_e уже потери энергии на нагрев тяжелых частиц растут пропорционально увеличению мощности.

Проведем численное исследование взаимодействия ВЧ-плазмы пониженного давления с твердыми телами. Расчеты по разработанной матема-

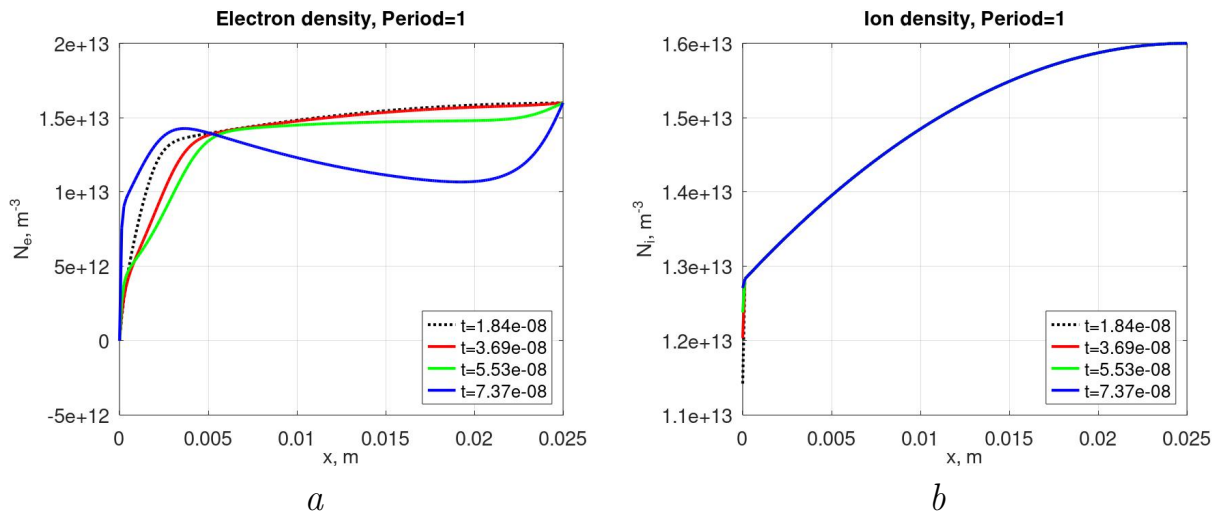


Рисунок 5.73 — Распределение концентрации электронов (а) и концентрации ионов (б) в СПЗ в первый период колебаний электромагнитного поля

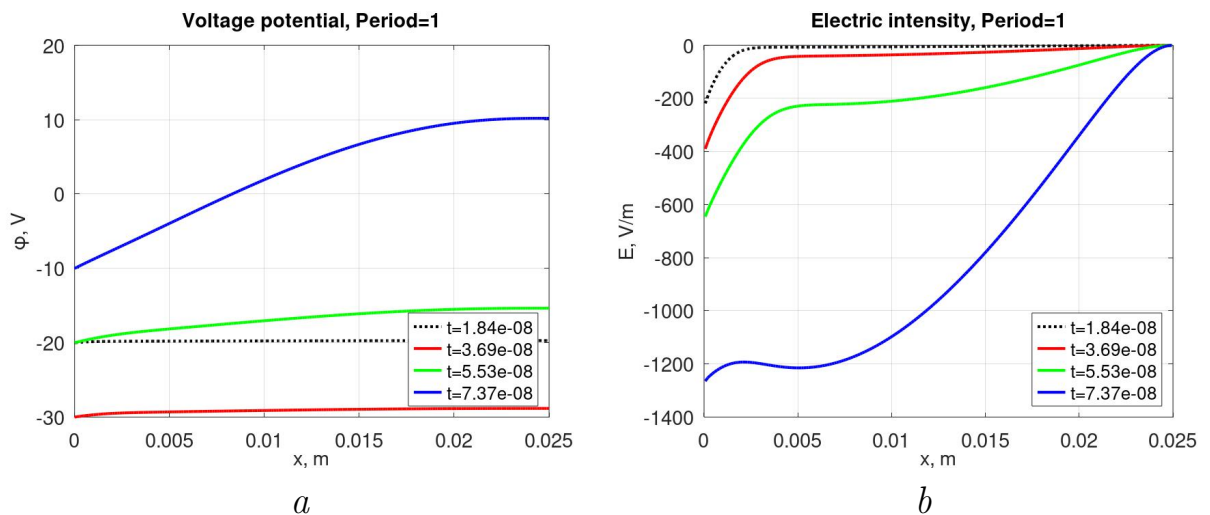


Рисунок 5.74 — Распределение потенциала электрического поля (а) и напряженности электрического поля (б) в СПЗ в первый период колебаний электромагнитного поля

тической модели показали, что ионы проходят через колебательную и стационарную части СПЗ (рис. 5.79), приобретая дополнительную энергию от 10 до 55 эВ.

Численные эксперименты показали, что в рассматриваемом диапазоне давлений при мощности разряда $P_p = 1 - 3,8$ кВт, расходе газа до 0,24 г/с, частоте ВЧ-генератора 1,76 – 13,56 МГц, основные параметры взаимодействия струи ВЧИ-разряда с твердым телом находятся в следующих

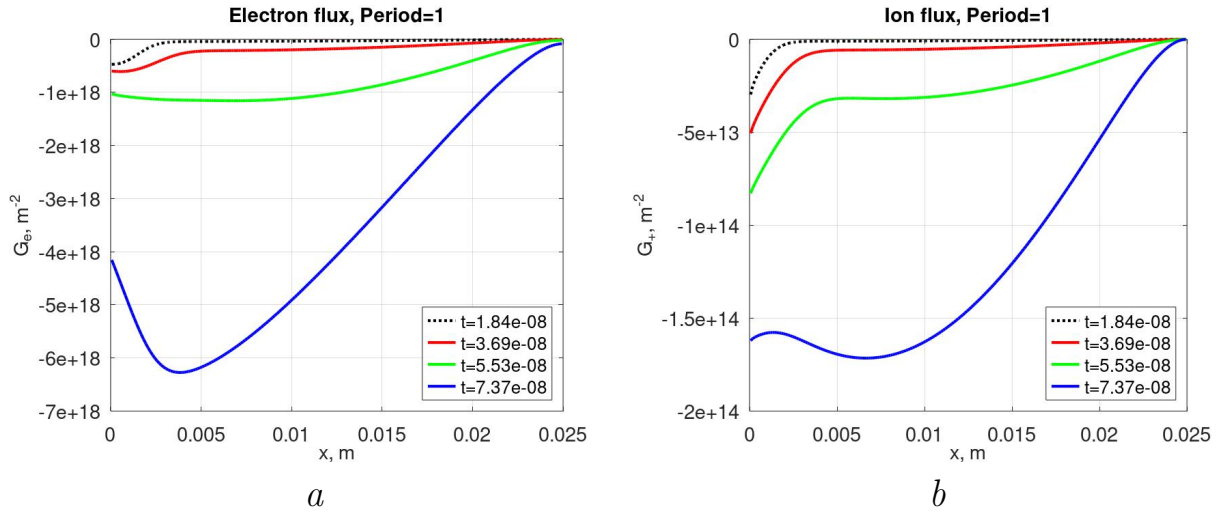


Рисунок 5.75 — Распределение потока электронов (а) и потока ионов (b) в СПЗ в первый период колебаний электромагнитного поля

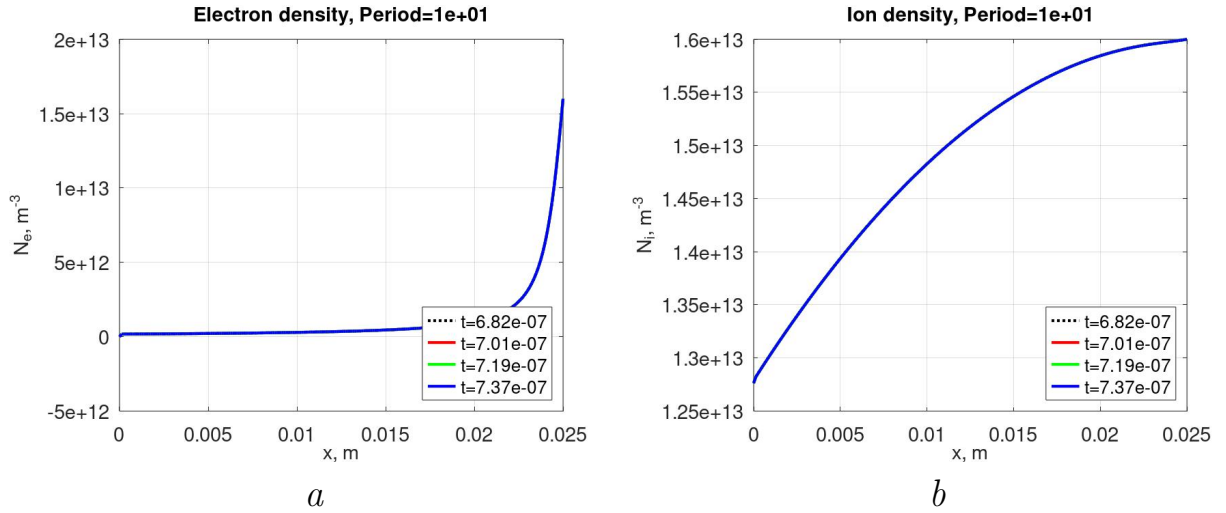


Рисунок 5.76 — Распределение концентрации электронов (а) и концентрации ионов (b) в СПЗ на десятый период колебаний электромагнитного поля

диапазонах: плотность ионного тока, приходящаяся на поверхность твердого тела $j_i = 10 - 28 \text{ A/m}^2$, энергия ионной бомбардировки $W_i = 32 - 60 \text{ эВ}$. При этом, напряженность электрического поля в приповерхностном слое вблизи (по расстоянию, сопоставимому с масштабами микронеровностей) к поверхности, как показали расчеты, на порядок выше напряженности поля бесконечной плоскости и имеет существенное неравномерное распределение по пространству на расстояниях сопоставимых с расстояниями между вершинами рельефа микронеровностей.

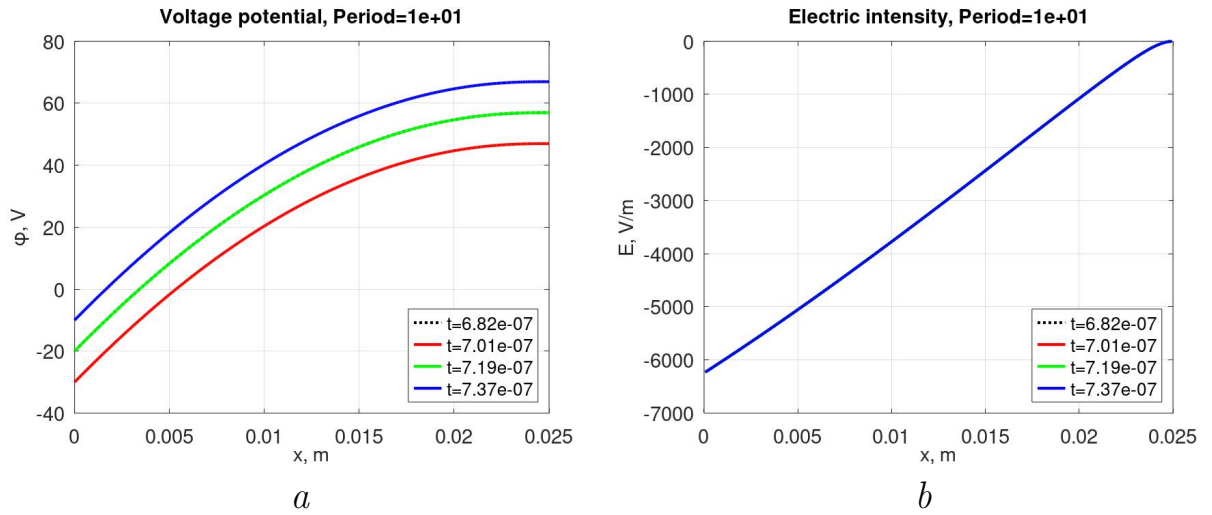


Рисунок 5.77 — Распределение электрического потенциала (а) и напряженности электрического поля (б) в СПЗ на десятом периоде колебаний электромагнитного поля

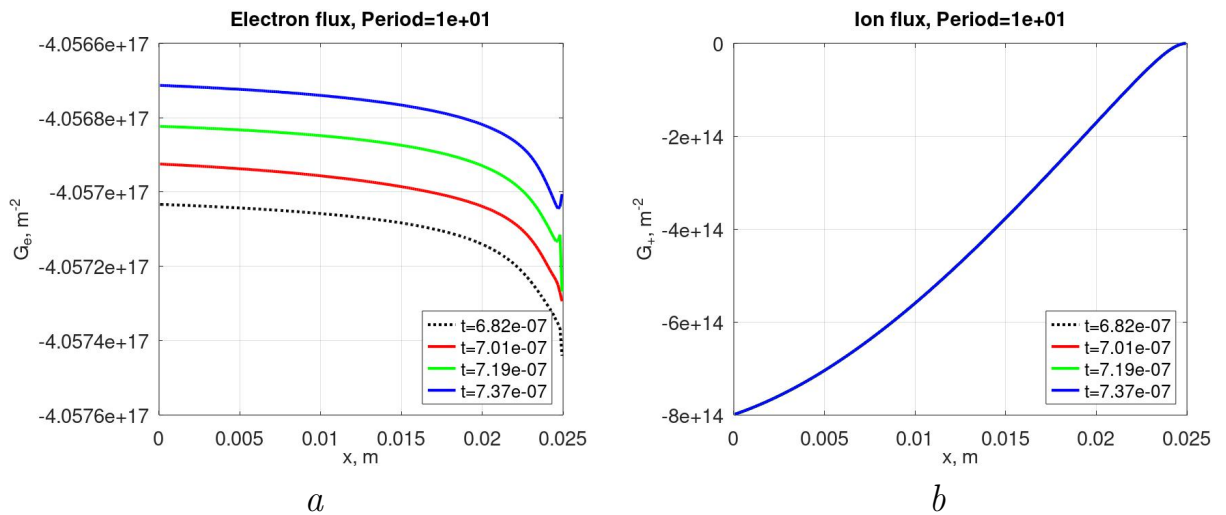


Рисунок 5.78 — Распределение потока электронов (а) и потока ионов (б) в СПЗ на десятом периоде колебаний электромагнитного поля

Рассмотрено два случая взаимодействия с поверхностью твердого тела: первый — если энергия ионов меньше порогового значения $W_i = W_{i/lev}$, то поток ионов, за счет искривления у поверхности твердого тела силовых линий электрического поля, концентрируется на вершинах микронеровностей — происходит избирательная обработка поверхности твердого тела. Во втором случае, при $W_i > W_{i/lev}$ часть ионов уже начинает попадать на боковые стороны микронеровностей поверхности твердого тела, то есть начинается неизбирательная обработка поверхности твердого тела, которая в

Таблица 5.8 — Расчеты значений энергии ионов и плотности ионного тока, приходящиеся на поверхность диэлектрического твердого тела в зависимости от давления плазмообразующего газа для $P_p = 0,7$ кВт

Давление, Па	Энергия ионов, эВ		Плотность ионного тока, А/м ²	
	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
50	31	39	0.65	0.8
80	37	45	0.86	1.0
100	30	37	0.77	0.9

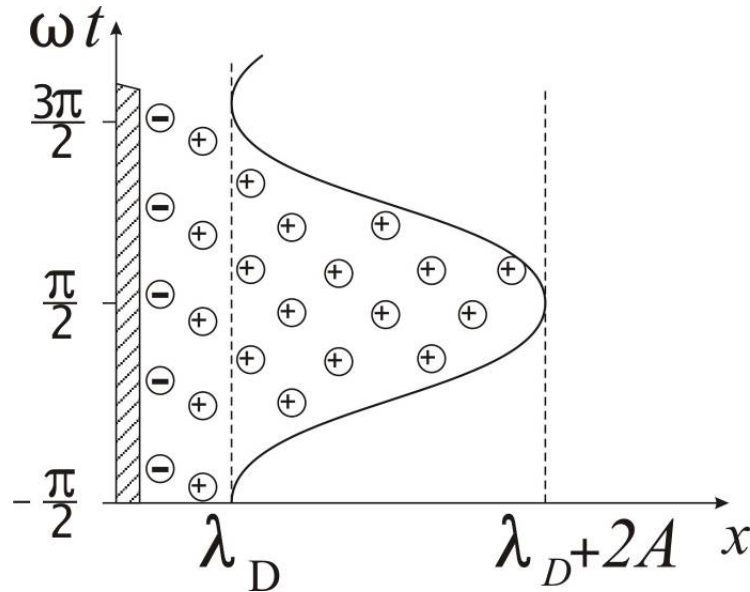
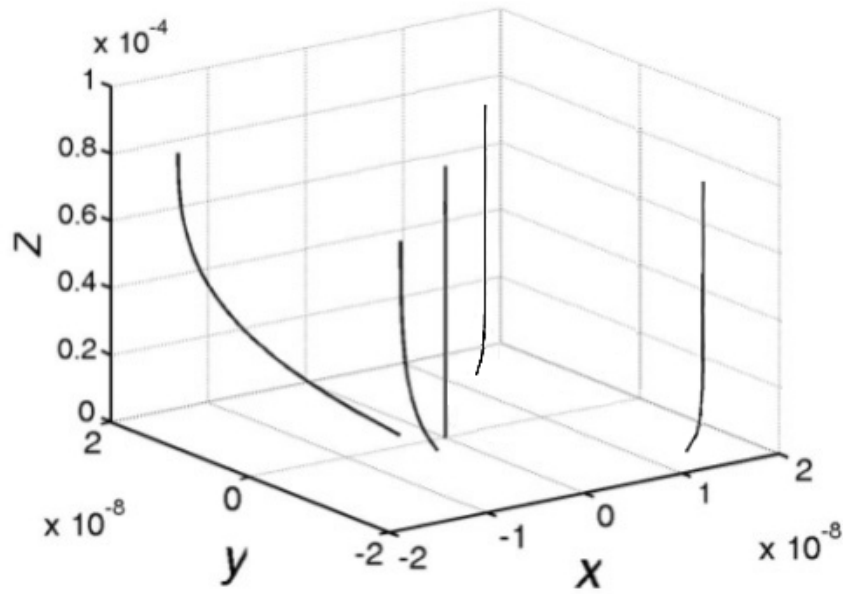


Рисунок 5.79 — Схема СПЗ у поверхности твердого тела в ВЧ-плазме пониженного давления. Изображены колебательная и стационарная части СПЗ. λ_D - дебаевская длина

таком случае не ведет к уменьшению шероховатости. Значение $W_{i/lev}$ зависит от величины шероховатости R_a и основных параметров, приходящих из плазмы — энергии и концентрации электронов в струе ВЧИ-разряда пониженного давления у поверхности образца. Например, для $R_a = 1$ мкм (R_a - средняя высота микронеровностей) избирательная обработка происходит до значений энергии ионов $W_i < 82$ эВ. На рис. 5.80 изображены траектории ионов в зависимости от их энергии. То есть, таким образом, подтверждается роль приповерхностного слоя, а именно — на его масштабах происходит фокусировка ионного потока на локальных микронеровностях поверхности твердого тела.



а,б,в

Рисунок 5.80 — Траектории ионов в приповерхностном слое около заряженной поверхности при наличии шероховатостей: а) ион попал между вершинами неровностей вблизи середины расстояния между ними при $W_{i/lev} = 12$ эВ — кривые линии, б) центральная линия — траектория иона над вершиной микронеровности, в) траектория иона при $W_{i/lev} = 82$ эВ.

Для плотности ионного тока до 25 А/м^2 и энергии ионов от 35 до 82 эВ расчеты показали, что средняя плотность мощности, которая переносится потоком ионов на поверхность твердого тела, принимает значения от 78 до 615 Вт/м^2 . Таким образом, становится возможным за счет большей концентрации ионного потока увеличить эффект плазменного воздействия. Однако, увеличение энергии ионов более $W_{i/lev}$ снижает эффект концентрации ионного потока на микронеровностях. В таком случае, можно достичь эффекта модификации за счет увеличения мощности плазменного воздействия, хотя в этом случае увеличивается и температура обрабатываемого твердого тела.

В частности, при моделировании процесса распыления и осаждения атомов меди на кремниевую подложку были проведены расчеты параметров ионного потока. Результаты численного эксперимента показали, что

расчетный коэффициент распыления для атомов меди (рис. 5.81) соответствует экспериментальным данным [6, 10].

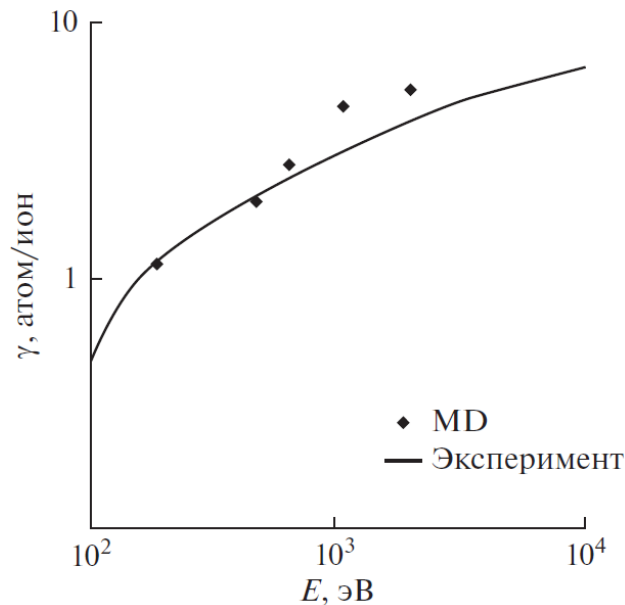


Рисунок 5.81 — Зависимость коэффициента распыления атомов меди от энергии падающего иона Ar^+ (MD – результат расчетов, Эксперимент – данные из литературы (Физика тонких пленок. Под ред. Хасса Г. и Туна Р.Э., Т. 3. М. 1968.)

Результаты расчета характеристик плазменной струи использовались при распылении наночастиц серебра в потоке ВЧИ-плазмы пониженного давления [226].

5.5 Выводы по главе

1) В результате численных расчетов получены характеристики напряженности электрического и магнитного полей, концентрации заряженных частиц, электронной температуры, скорости, давления и температуры плазмообразующего газа в потоке ВЧИ-плазмы пониженного давления в разрядной камере;

2) Моделирование струйного ВЧИ-разряда с учетом немаксвелловской ФРЭЭ показало, что необходимо учитывать зависимость ФРЭЭ от частоты ЭМП при $f < 13,56$ МГц;

3) Расчеты характеристик ВЧИ-разряда с расходом газа в разрядной камере при пониженных давлениях показали, что численный алгоритм, используемый в пакете COMSOL Multiphysics может быть применен при расходе плазмообразующего газа ≤ 6000 sccm;

4) Обнаружено, что максимальные значения концентрации электронов, электронной температуры и температуры несущего газа достигаются при разных частотах ЭМП и мощностях разряда, что позволяет подбирать параметры плазменного воздействия в зависимости от требований, предъявляемых к материалам твердого тела;

5) В результате численных экспериментов обнаружен эффект образования зоны перегрева по периферии струи около входного отверстия вакуумной камеры, в которой температура выше температуры в центре потока на $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ и более при скорости потока на входе в вакуумную камеру более 440 м/с и расходе плазмообразующего газа более $0,16\text{ г/с}$ при $2,4\text{ кВт}$. Обнаруженный эффект подтвержден экспериментально;

6) Выявлено образование слоистой структуры разряда в ВЧ-плазменной струе, представляющее собой чередование зон преобладания положительных и отрицательных зарядов, обнаружен различный характер распределения ЭМП: наличие компонент H_{φ} , H_z , E_{φ} , E_z в плазменной струе. Подтвержден механизм образования струи как несамостоятельного вида ВЧ-разряда комбинированного типа;

7) Определены характеристики струйного ВЧИ-разряда пониженного давления при обтекании твердого тела, в зоне СПЗ и приповерхностном дебаевском слое, а именно: определена область формирования потока ионов с равномерным распределением концентрации электронов и температуры несущего газа.

Глава 6. Научные и технологические основы разработки ВЧИ-плазменных установок и технологических процессов с использованием струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

В главе представлены научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, результаты разработки рекомендаций по практическому применению выводов исследования полученных численных расчетов и результаты внедрения. Основные результаты главы опубликованы в работах [1–23], а также [216, 217, 225, 226, 228–279].

Проведена разработка научных основ создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления для проектирования установок и разработки технологических процессов, методик определения параметров работы струйной ВЧИ-плазменной установки и технологических процессов ВЧ-плазменной модификации твердых тел.

Приведено описание внедрения результатов диссертации на примере разработки конструкции ВЧ-плазменной установки для обработки медицинских инструментов. Получены значения энергии ионов и плотности ионного тока на поверхности твердого тела, при которых производится полировка металла.

Приведен расчет суммарного экономического эффекта в размере 13,320 млн. руб. от внедрения результатов математического моделирования и установки обработки медицинских инструментов на предприятиях.

6.1 Роль и место численного экспериментирования в разработке применений ВЧИ-плазмы пониженного давления

Как было представлено в первой главе, обработка твердых тел в струйном ВЧИ-разряде при пониженном давлении представляет собой перспективный метод модификации поверхности. Однако существует ряд нерешённых проблем, ограничивающих области применения этого метода и замедляющих его внедрение в промышленность.

В промышленном цикле производства наиболее перспективным является применение специализированного оборудования, которое настроено на

конкретный узкоспециализированный вид обработки материалов или же в нем учтена возможность легко перенастроить режим.

Тем не менее, учитывая невозможность соблюдения принципа подобия высокочастотных плазменных установок [280], даже изменение хотя бы одного из параметров ВЧ-плазмотрона, в свою очередь, потребует перепроектирования конфигурации ВЧ-генератора и характеристик подводимой мощности. Затем необходимо будет выполнить перерасчет количества витков индуктора, радиуса разрядной камеры, если была необходимость в его изменении, и провести перепроектирование областей расположения приспособлений для ввода энергии на базовой плите и другие изменения. Эти изменения уже в свою очередь влияют на характеристики струи плазмы, чем обуславливается необходимость проведения заново масштабного цикла экспериментов с целью определения оптимальных режимов обработки материалов.

Необходимо учесть, что размеры изделий для обработки в ВЧИ-струйном разряде пониженного давления ограничиваются габаритами вакуумной камеры. Чтобы получить объемы плазмы, соответствующие обрабатываемым изделиям также требуется модификация оборудования, изменение размеров и вакуумного блока и блоков электропитания, охлаждения и других, а особенно подбор ВЧ-генератора, обеспечивающего необходимую мощность для разряда. Проектирование этих блоков является сложной задачей, поскольку необходимо согласовывать каждый ВЧ-генератор с новой нелинейной нагрузкой — ВЧ-плазмой при пониженном давлении.

Экспериментальные исследования, определение параметров перепроектирования, в большинстве случаев, являются трудоемкими и затратными, поэтому возникает необходимость использования математического моделирования. Его можно применить для разработки как новых технологических процессов, так и для разработки ВЧ-плазменных установок для реализации новых технологий модификации материалов различной природы. С помощью математического моделирования становится возможным определить геометрические размеры частей установки, её характеристики по составу плазмообразующих газов, подводимой мощности, частоте ВЧ-генератора, поддерживаемого давления и скорости продува несущего газа в разряде.

В настоящей диссертации представлена единая математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, учитывающая рабочие параметры режима поддержания разряда: давление, мощность, вкладываемую в разряд, скорость потока плазмообразующего газа, частоту генератора (глава 3). Для этой модели разработан алгоритм расчета параметров плазменного потока, разработан комплекс программ, с помощью которого стало возможным провести численные расчеты с целью исследования газо-, электро- и плазмодинамических параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления (глава 4).

Таким образом, целью проведения численных экспериментов для практических применений ВЧИ-плазмы пониженного давления является решение следующих задач:

1. Установить закономерности основных характеристик струйного течения ВЧ-плазмы пониженного давления для различных газодинамических параметров на входе вакуумной камеры ВЧ-плазменной установки;
2. Разработать рекомендации по выбору параметров режима поддержания разряда (давление, расход, частота генератора, мощность разряда) для необходимых с целью модификации твердых тел значений энергии ионов и плотности ионного тока, приходящихся на поверхность твердого тела;
3. Получить геометрические характеристики компонент ВЧИ-плазменной установки и её рабочие параметры для реализации технологии модификации материалов.

6.2 Научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления для разработки установок и технологических процессов

На основании проведенных численных и экспериментальных исследований, разработаны научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, представляющие собой набор следующих положений:

— струйный ВЧИ-разряд в диапазоне давления плазмообразующего газа 13,3–133 Па, скорости продува газа до 1000 м/с, мощности разряда до 3,8 кВт, частоте генератора 1,76 МГц является единой сущностью, которая представляет собой сосуществование различных форм ВЧ-разрядов: самостоятельного H -разряда в разрядной камере, несамостоятельного комбинированного разряда в плазменной струе, слоя положительного заряда (СПЗ) с приповерхностным слоем у границы твердого тела;

— различные области струйного ВЧИ-разряда отличаются по пространственным и временным масштабам происходящих в них процессов, и определенным образом влияют на формирование параметров взаимодействия разряда с твердым телом: в разрядной камере создается плазменный поток с концентрацией электронов $n_e = 10^{17} - 10^{20} \text{ м}^{-3}$, электронной температурой $T_e = 0,5 - 2 \text{ эВ}$, газовой температурой $T_a = (1 - 4) \cdot 10^3 \text{ К}$; плазменная струя обеспечивает поддержание концентрации заряженных частиц в диапазонах $n_e = 10^{16} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 0,8 - 1,5 \text{ эВ}$, $T_a = 320 - 600 \text{ К}$, транспортировку их к поверхности твердого тела, и участвует в формировании характеристик СПЗ и поверхностного слоя в окрестности тела; в СПЗ под действием потенциального поля $E_p = 30 - 50 \text{ В}$ ионы ускоряются до энергии 30-50 эВ; в приповерхностном слое толщиной $\lambda_D = 50 - 70 \text{ мкм}$ происходит фокусировка ионного потока на вершинах микронеровностей поверхности и его дополнительное ускорение;

— впервые теоретически обосновано, что плазменная струя является несамостоятельным ВЧ-разрядом комбинированного типа со свойствами, существенно отличающимися от свойств ВЧИ-разряда пониженного давления в разрядной камере: в струе возникают дополнительные составляющие электромагнитного поля, которые отсутствуют в разрядной камере — азимутальная компонента магнитного поля H_φ до 120 А/м, аксиальная компонента электрического поля E_z до 250 В/м, потенциальное электрическое поле E_{cap} до 500 В/м, — вызванные разностью потенциалов между индуктором и стенками вакуумной камеры и характерной плазмодинамической структурой струи, которая заключается в чередовании слоев положительного и отрицательного объемных зарядов;

— расчеты энергии ионов и плотности ионного тока, поступающего на поверхность образца производятся с помощью единой модели струйного

ВЧИ-разряда пониженного давления, которая позволяет при заданных значениях регулируемых параметров плазмотрона проводить сквозной расчет характеристик плазменного потока в разрядной камере, плазменной струе, СПЗ и приповерхностном слое у границы твердого тела: концентрации электронов и ионов, электронной температуры, параметров электромагнитного поля, концентрации метастабильных частиц, температуры, скорости и давления плазмообразующего газа;

6.3 Технологические основы применения математической модели при разработке конструкций ВЧИ-плазменных установок пониженного давления

Одним из направлений применения разработанной единой математической модели струи ВЧИ-разряда пониженного давления является разработка новых технологических процессов модификации материалов и возможная оптимизация режимов работы ВЧИ-плазменной установки, а также разработка оборудования. При заданных параметрах режима работы установки с помощью разработанной математической модели вычисляется удельная мощность разряда, тогда коэффициент полезного действия установки определяется как отношение мощности разряда к потребляемой мощности.

Методами численного экспериментирования становится возможным, при фиксации группы параметров, варьировать остальные. Например, зафиксировав расход газа и частоту ВЧ-генератора, можно варьировать давление плазмообразующего газа, его температуру, мощность разряда, расположение и размеры плазмотронов и индукторов относительно базовой плиты, расстояние до обрабатываемого изделия. И, таким образом, подобрать режим работы ВЧ-плазменной установки с максимальным КПД по технологическим параметрам плазменной струи ($W_i, J_i, Q_{\text{тп}}$).

Режимы обработки ряда материалов в ВЧИ-плазме известны только для конкретных установок из экспериментальных данных [69, 70, 72, 73, 281]. Для проектирования новых установок и получения необходимых параметров обработки материалов (плотности ионного тока, энергии ионов, плотно-

сти теплового потока, поступающих на поверхность твердого тела) ставятся новые исходные параметры модели, описанной в главе 3 и проводятся расчеты с помощью программного комплекса, описанного в главе 4. Результаты расчетов позволяют получить конфигурацию ВЧИ-плазменной установки и необходимый режим обработки.

Если же свойства поверхности нового материала близки к свойствам материалов, для которых уже известен эффект плазменного воздействия, а отличие состоит только, к примеру, по температурному режиму обработки, то с помощью результатов, приведенных в главе 5 диссертации, становится возможным подобрать соответствующий режим обработки изделия.

Если же, к примеру, шероховатость материала иная, чем у материала с известными параметрами обработки, то возникает обратная задача: подобрать соответствующий режим обработки: тип газа, давление, расход, частоту ВЧ-генератора, давление несущего газа, потребляемую мощность, расположение твердого тела в струе ВЧИ-плазмы с целью получения необходимых параметров модификации — W_i и J_i . Для этого возможно использовать численное экспериментирование, используя метод варьирования рабочих параметров в модели, описывающей физические процессы и конфигурацию ВЧИ-плазменной установки (рис. 6.1).

Установки для получения ВЧИ-плазмы при пониженных давлениях серийно не производятся в силу отсутствия принципа подобия, однако важнейшим является то, что обрабатываемые тела не влияют на режим самого ВЧИ-разряда пониженного давления. Вопрос воспроизводства параметров плазменного воздействия с соответствующей минимизацией затрат тоже может быть решен с помощью математического моделирования.

Технологические процессы, созданные с помощью математического моделирования, могут быть апробированы на универсальных ВЧИ-плазменных установках, которые позволяют изменять ряд режимов ВЧ-плазменной обработки, к примеру за счет перемещения изделия вдоль плазменной струи в вакуумной камере, тем самым варьируя интенсивность и параметры плазменного воздействия на изделие. Гибкость процесса обработки в совокупности с математическим моделированием открывают возможность максимизации и минимизации различных параметров обработки: потреб-

ляемой мощности, объема плазмы, области равномерного распределения температуры и др.

Схема расчета характеристик параметров конструкции струйной ВЧИ-плазменной установки при пониженных давлениях и технологического процесса модификации твердых тел с использованием созданной единой математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления представлены на рис. 6.2.

Для проектирования установки ВЧИ-плазменной обработки для получения поверхности материала с требуемыми свойствами, которым соответствуют определенные параметры плазменного воздействия струи ВЧИ-разряда пониженного давления задаются возможные технические ограничения проектируемой установки (минимальная/максимальная потребляемая мощность, минимальный/максимальный расход несущего газа, максимальные/минимальные габариты вакуумной и разрядной камер итд). Далее проводится серия численных расчетов характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления при варьировании рабочих параметров и геометрических характеристик проектируемой ВЧИ-плазменной установки с фиксацией значений W_i , J_i при различном расположении макета образца изделия в плазменной струе. И затем определяется наиболее подходящий вариант конфигурационных характеристик установки и её рабочих параметров, обеспечивающий необходимое плазменное воздействие на изделие.

В случае, если требуемые технологические параметры для показателей модификации не достигнуты, то изменяются параметры плазменной установки в математической модели, такие как размеры, число витков, расположение индуктора, может быть изменено число плазмотронов, в других случаях — частота ВЧ-генератора, размеры разрядных и вакуумной камер, и далее проводятся расчеты характеристик ВЧИ-разряда пониженного давления, как описано выше.

После нескольких проведенных итераций будут либо определены искомые характеристики ВЧИ-плазменной установки пониженного давления, при которых достигается необходимый режим плазменного воздействия, либо будет необходим переход на другую форму разряда.

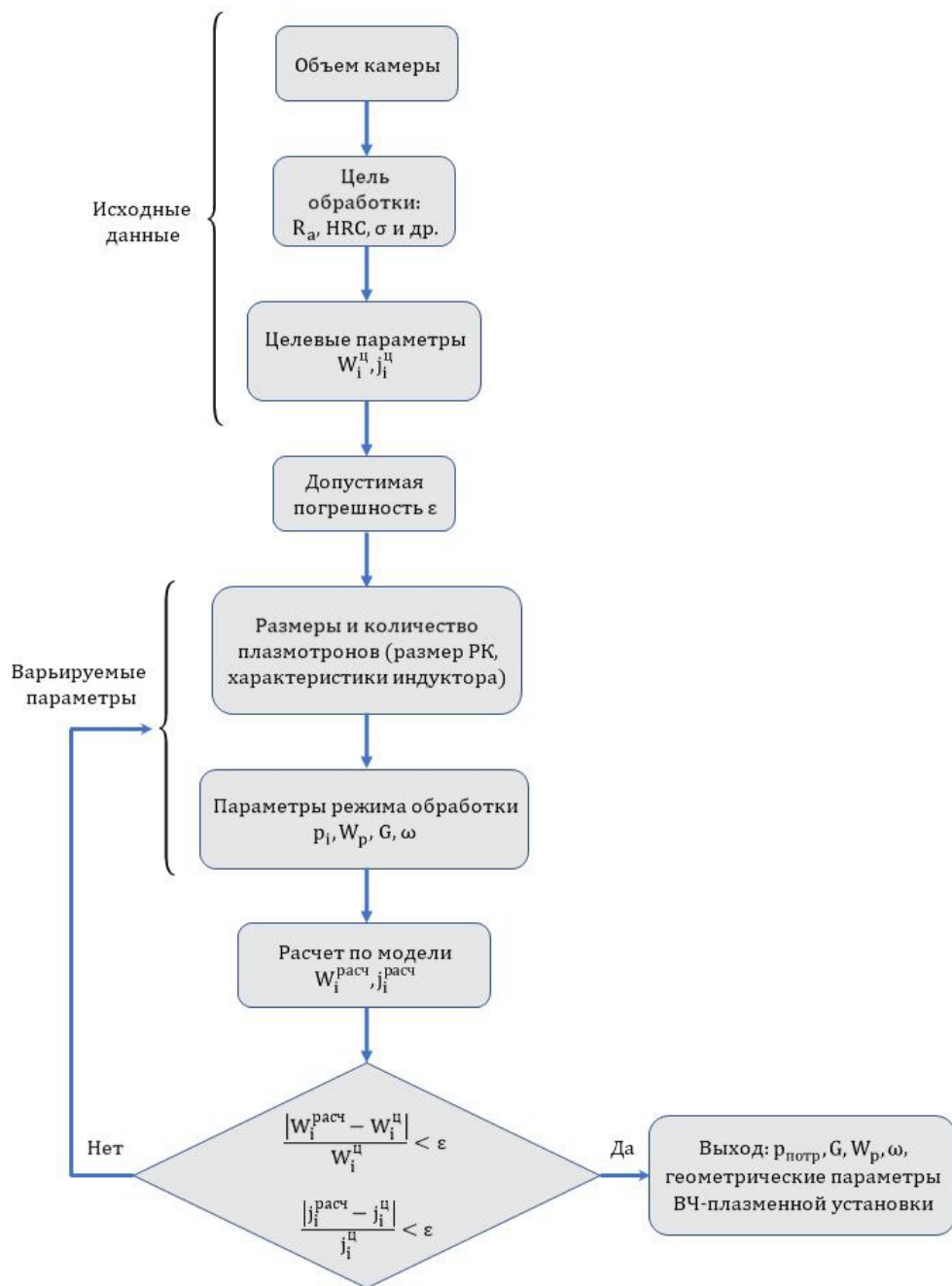


Рисунок 6.1 — Алгоритм определения характеристик параметров конструкции струйной ВЧИ-плазменной установки при пониженных давлениях и технологического процесса модификации твердых тел с использованием созданной математической модели

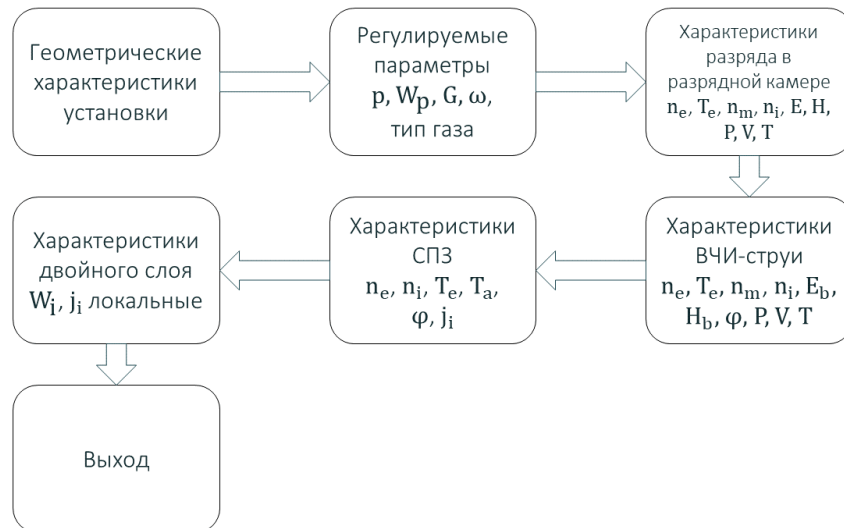


Рисунок 6.2 — Схема расчета характеристик параметров конструкции струйной ВЧИ-плазменной установки при пониженных давлениях и технологического процесса модификации твердых тел с использованием созданной математической модели

По вычисленным значениям мощности струйного ВЧИ-разряда пониженного давления определяется мощность, потребляемая установкой, используется при этом зависимость P_p от $P_{\text{потр}}$, согласно формуле 4.38.

Таким образом, при разработке конструкций ВЧИ-плазменных установок необходимо использовать следующий алгоритм:

1. Задать объем вакуумной камеры;
2. Определить цель обработки: изменение шероховатости R_a , микротвердости H_{RC} , остаточных напряжений σ и других параметров;
3. Определить целевые параметры обработки: энергию ионов W_i и плотность ионного тока на поверхность J_i ;
4. Задать допустимую относительную погрешность $\varepsilon_{\text{отн}}$ параметров W_i, J_i достаточных для выполнения целей модификации твердых тел;
5. В зависимости от размеров образцов и их типа определить устройства их подачи в зону обработки: устройства карусельного типа, перемещающий манипулятор, фиксирующий штатив;
6. Определить количество плазмотронов и их геометрические размеры (размеры разрядной камеры: длина и радиус; число витков, ра-

- диус и высоту индуктора, межвитковое расстояние, диаметр трубки индуктора, материал трубки индуктора);
7. Задать параметры режима обработки: мощность разряда P_p , частоту генератора f , расход газа G , давление p ;
 8. Провести расчет по единой математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления;
 9. Итерационно, при достижении заданной точности δ_0 между расчетными и целевыми параметрами, скорректировать необходимые параметры конструкции и функционирования ВЧ-плазменной установки: потребляемую мощность установки $P_{\text{потр}}$, частоту генератора f , расход газа G и геометрические параметры ВЧ-плазменной установки (радиус и высоту вакуумной камеры, количество технологических отверстий под плазмотроны и их местоположения, размеры разрядной камеры: длину и радиус, число витков, радиус и высоту индуктора, межвитковое расстояние, диаметр трубки индуктора, материал трубки индуктора).

6.4 Технологические основы применения математической модели при разработке технологических процессов модификации твердых тел с использованием струйного ВЧИ-разряда пониженного давления

Создание технологических процессов изменения качественных свойств твердых тел с помощью математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления производится при зафиксированных параметрах геометрии плазмотрона и вакуумной камеры аналогично алгоритму, описанному в п. 6.2. Учитываются заданные размеры изделий и количество одной загрузки исходя из производительности (определяется и число плазмотронов). Исходя из результатов 5 главы, можно сделать следующие заключения:

1. Зависимости энергии ионов поступающих на поверхность твердого тела в зависимости от расхода газа в ВЧИ-плазме пониженного давления являются немонотонными. При увеличении расхода несущего газа имеется

минимум по энергии ионов W_i в центральной промежулке исследуемого диапазона. Координаты этого минимума зависят от мощности разряда P_p и расхода газа G .

2. При значениях энергии ионов, поступающих на поверхность твердого тела, менее предельного значения $W_{i/lev}$, которое зависит от исходной шероховатости поверхности со средней высотой микронеровностей R_a , происходит концентрация потока ионов на микронеровностях, а следовательно избирательная обработка поверхности. При превышении $W_{i/lev}$ реализуется режим неизбирательной обработки. Неоднородность электрического поля у поверхности твердого тела влияет на скорость полировки материалов, с уменьшением этой неоднородности скорость полировки замедляется.

3. В струйном ВЧ-индукционном разряде пониженного давления с увеличением значения расхода несущего газа в рамках исследуемого диапазона плотность ионного тока, приходящаяся на поверхность твердого тела, монотонно возрастает.

4. Зависимость энергии ионов от давления максимальна при $p = 65 - 90$ Па.

В струйном ВЧИ-разряде пониженного давления плотность ионного тока на поверхность твердого тела монотонно возрастает с ростом расхода G и мощности P_p в рассматриваемом диапазоне их изменения. Заметим, что в соответствии с соотношением, определяющим плавающий потенциал [201], плотность ионного потока становится меньше, а энергия ионов растёт с увеличением параметра степени неравновесности плазмы T_e/T_a .

Как видно из сравнения результатов экспериментальных исследований с результатами расчетных данных из главы 5, теоретические результаты качественно и количественно удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. То есть, с помощью разработанной математической модели можно подбирать режимы плазменного воздействия.

Разработка технологических процессов модификации твердых тел с помощью математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления производится при зафиксированных параметрах геометрии плазмотрона и вакуумной камеры по следующему алгоритму, аналогичному алгоритму, использованному при разработке конструкций ВЧИ-плазменных установок пониженного давления:

1. Определить цель обработки: изменение шероховатости R_a , микротвердости H_{RC} , величины остаточных напряжений σ и других параметров
2. Определить целевые параметры обработки: энергию ионов W_i и плотность ионного тока на поверхность j_i .
3. Задать допустимую относительную погрешность ε_0 параметров W_i, j_i достаточных для выполнения целей модификации твердых тел
4. В зависимости от размеров образцов и их типа определить устройства их подачи в обработку: устройства карусельного типа, перемещающий манипулятор, фиксирующий штатив, их количество
5. Задать параметры режима обработки: мощность разряда P_p , частоту генератора f , расход газа G , давление газа p
6. Провести расчет по разработанной математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления
7. Итерационно, при достижении заданной точности $\varepsilon_{отн}$ между расчетными и целевыми параметрами, скорректировать необходимые параметры конструкции и функционирования ВЧ-плазменной установки: потребляемую мощность установки $P_{потр}$, частоту генератора f , расход газа G .

Технологические основы применения математической модели внедрены в ООО «Плазма-ВСТ» и использованы при разработке процесса полировки изделий из ситалла, в ООО «НПФ «ХЭЛП» и ООО «ПТО «Медтехника» для обработки медицинских инструментов.

6.5 Применение результатов диссертации к разработке ВЧИ-плазменных установок для улучшения показателей качества медицинских инструментов и технологических процессов полировки твердых тел

На основе результатов расчетов представленных в настоящей работе, с целью получения струйного высокочастотного индукционного разряда пониженного давления и исследований его характеристик и возможностей

применения для полировки материалов и обработки медицинских инструментов с твердосплавными пластинами разработана и создана экспериментальная установка, структурная и принципиальные схемы которой показаны на рис. 6.3. На основе проведенных численных расчетов получены необходимые конструкционные параметры ВЧИ-плазменной установки:

- 1) Радиус разрядной камеры ВЧИ-плазмотрона — 0,012 м;
- 2) Высота и диаметр ВЧ-индуктора — 0,058 м;
- 3) Диаметр и высота рабочей камеры — 0,5 м;
- 4) Высота разрядной камеры ВЧИ-плазмотрона — 0,3 м.

Состав установки:

- 1 — ВЧИ-плазмотрон с разрядной камерой;
- 2 — блок ВЧ-генератора;
- 3 — вакуумная система;
- 4 — система подачи плазмообразующего газа;
- 5 — система охлаждения водой;
- 6 — система подачи электропитания;
- 7 — рабочая (вакуумная) камера;
- 8 — базовая плита;
- 9,10 — система крепления обрабатываемых изделий.

Принцип действия установки основывается на индукционном нагреве газа в высокочастотном электромагнитном поле индуктора. С целью облегчения пробоя из вакуумной камеры газы откачиваются до определенного давления. Затем на индуктор подается высокочастотное напряжение. Под действием электромагнитного поля индуктора происходит пробой. В результате остаточный газ ионизируется и становится электропроводным. При некоторой критической проводимости начинается эффективная передача энергии электромагнитного поля плазме, весь разряд сосредотачивается в области индуктора и образуется плазменный сгусток. При продувании через плазменный сгусток газа за ним ниже по течению образуется довольно яркая струя ионизованного газа. Таким образом получается плазма, состоящая из плазменного сгустка и плазменной струи. В зависимости от назначения установки поток плазмы может служить источником энергии для воздействия на образец и испарения различных веществ, а также может быть использован для транспортировки материала, наносимого на

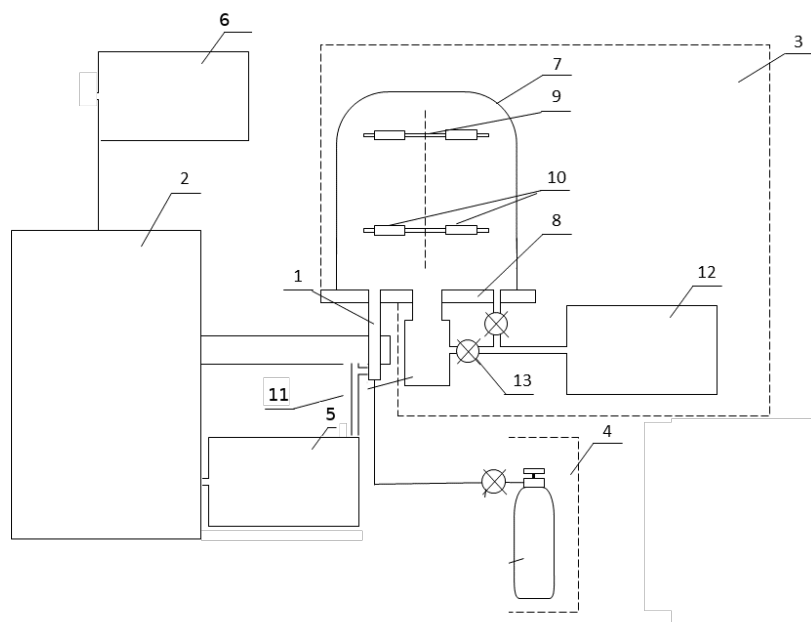


Рисунок 6.3 — Принципиальная схема ВЧИ-плазменной установки

поверхность. Эти операции могут выполняться либо поочередно, либо одновременно. Фотография установки приведена на рис. 6.4.

Для зажигания ВЧИ-разряда используется генераторный блок, который в том числе состоит из: анодного трансформатора, высоковольтного выпрямителя и контактора и высокочастотного блока, содержащего высокочастотные генераторные цепи. Соединение блока генератора с нагрузочным контуром осуществляется радиочастотным кабелем. Согласующее устройство с колебательным контуром (рис. 6.5) входит в состав нагрузочного контура и соединяется с измерителем напряжения, находящимся на передней панели блока генератора, радиочастотными кабелями. Технологические параметры экспериментальной высокочастотной плазменной установки индукционного разряда - напряжение анода лампы (U_a) и ток анода (I_a).

Газораспределительное устройство позволяет осуществить аксиальную подачу газа в разрядную камеру.

Вакуумный блок установки построен на основе насоса «2НВР-90Д» и позволяет достичь скорости откачки 90 л/с.



Рисунок 6.4 — Фотография разработанной струйной ВЧИ-плазменной установки

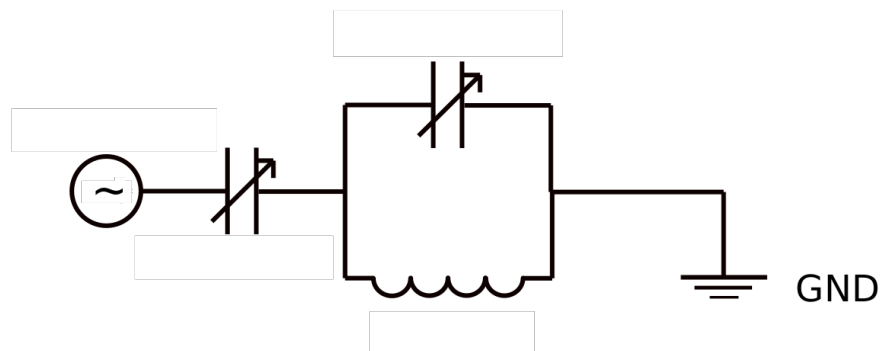


Рисунок 6.5 — Принципиальная схема согласующего устройства

Система подачи плазмообразующего газа в плазмотрон (4) состоит из следующих компонент:

- баллон со сжатым газом на 150 атм,
- редуктор для понижения давления,
- образцовый манометр,
- ротаметр для определения расхода газа,
- вакуумный натекатель для регулирования расхода.

Рабочий газ из баллона через редукторы ротаметр по шлангам подается в плазмотрон.

В качестве рабочего газа использован инертный газ аргон чистый марки А. Состав примесей в газе следующий: азот - 0,01%, кислород - 0,003% и влага - 0,03%. Расчет расхода аргона проводится по формуле

$$G_r = G_b \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho_b} (1 + \Delta P)}. \quad (6.1)$$

G_b определяется по паспорту ротаметра.

Система охлаждения установки предназначена для охлаждения деталей и узлов экспериментальной установки. Охлаждающая вода поступает из водопроводной сети, проходит через запорный вентиль 1 и насосом под давлением до трех атмосфер перегоняется в ресивер, затем она из ресивера через регулирующие вентили 2 и ротаметры 3 поступает на установку, охлаждает индуктор, разрядную камеру, форвакуумный насос и сливается в бак, который соединен с канализационной сетью.

Для контроля давления воды на входе и выходе насоса имеются манометры 4. Подвод воды к установке и отвод из нее осуществляются при помощи трубопроводов и резиновых шлангов. В качестве расходомеров 3 использовались ротаметры типа РС-5 и РС-7. Температура воды на входе и выходе установки определялась ртутными термометрами шкалой на 50 С с ценой деления 0,1 С. Для удобства эксплуатации регулирующие вентили 2, ротаметры 3, манометры 4 и ресивер монтировались на отдельном пульте. Все термометры, собранные в единый блок, с целью уменьшения погрешности определения температуры воды располагались вблизи охлаждаемых элементов.

Энергопитание установки осуществляется от трехфазной сети напряжением 380 В частотой 50 Гц через силовой щит, имеющий специальные автоматические выключатели по перегрузкам тока. Потребителями энергии являются высокочастотный генератор, диффузионный и механический насосы и цепи управления вращением держателя образцов подколпачной арматуры вакуумного блока. Подвод энергии к потребителям производится при помощи трехжильных кабелей с нулевым проводом.

Таким образом создана установка для нанесения диффузионного покрытия твердосплавных рабочих частей медицинских изделий — высокочастотная плазменная установка пониженного давления. Данная установка используется для упрочнения медицинских инструментов с частью из вольфрамкобальтовых сплавов за счет повышения физикомеханических характеристик, уменьшения шероховатости поверхности, без изменения геометрических размеров.

Диффузионное покрытие для твердосплавных рабочих частей медицинских изделий позволяет:

- * повысить износостойкость изделий в 2,5—3 раза;
- * увеличить класс шероховатости не менее чем на 1 класс;
- * увеличить срок эксплуатации медицинских изделий с твердосплавными пластинами в 1,5—2 раза;
- * Улучшить товарный вид изделия, за счет того, что твердосплавные пластины приобретают голубой цвет из-за формирования покрытия в виде карбида кобальта;
- * снизить токсическое воздействие на живой организм и уменьшить количество послеоперационных осложнений.

Поверхность твердосплавных рабочих частей медицинских изделий должна обеспечивать удержание хирургических игл без возможности их вращения и в тоже время, поверхность самой иглы должна оставаться без каких-либо повреждений. До введения санкций твердый сплав приобретался за рубежом в основном в Швеции фирмы Sandvik, Отечественный или китайский твердый сплав, особенно вольфрамоникелевый, имеет худшие характеристики (меньшие износостойкость и срок службы). В связи этим требуется повысить перечисленные параметры твердого сплава .

В настоящее время для финишной обработки твердосплавных рабочих частей медицинских изделий используется электроэрозионный способ формирования поверхности. Однако для данного вида медицинских изделий требуется 10-11 класс шероховатости, что не достигается при электроэрозионной обработке. Такой способ финишной обработки поверхности является достаточно трудоемким и требует дорогостоящих материалов, также является вредным, так как применяются химические материалы, и неэкологичным, так как имеет вредные отходы производства.

Суть технологии диффузионного покрытия твердосплавных рабочих частей медицинских изделий заключается в совмещении процесса транспортировки частиц плазменным потоком к поверхности подложки, ускорения их до энергий 30-50 эВ, нанесения частиц на поверхность, внедрения их в подслои на глубину до 20 нм, плазмохимическим созданием алмазоподобных покрытий, стимуляции диффузии дефектов, создаваемых внедренными частицами на глубину до 300 мкм с одновременной очисткой поверхности и распыления микронеровностей, перераспределением поверхностных напряжений. В результате комплексного воздействия плазмы в поверхностном слое материала создается диффузионное покрытие, частицы которой проникли в подповерхностный слой материала и отсутствуют в основном материале подложки, за счет чего создается прочное диффузионное покрытие.

Применение установки для диффузионного покрытия твердосплавных рабочих частей медицинских изделий заменяет этап финишной обработки любых твердосплавных изделий с повышением износостойкости в 2,5-3 раза, срока службы в 1,5 — 2 раза выше исходных, кроме того за счет формирования алмазоподобного покрытия для вольфрамокобальтовых сплавов обрабатываемые изделия приобретают голубой цвет, что улучшает их товарный вид. Технология заключается в формировании износостойких диффузионных покрытий с помощью ВЧИ-плазменной модификации при пониженном давлении в рабочей камере. С этой целью твердосплавные пластины или целиком медицинские изделия помещаются в вакуумную камеру из которой откачивается воздух до заданного остаточного давления, подается плазмообразующий газ (смесь аргона с пропан-бутаном, в оптимальном соотношении), подается ВЧ-напряжение. Обработка происходит в струе ВЧИ-разряда. Формирование покрытия происходит за счет бомбардировки поверхности изделий низкоэнергетическими ионами плазмы. Предварительные исследования позволили установить, что энергия ионов плазмы, приходящихся на поверхность твердых тел, достигает 52 эВ, а плотность ионного тока на поверхности варьируется от 1 до 25 А/м². На поверхности формируется диффузионные нанослои, глубиной до 500 нм, что способствует искажению кристаллической решетки и созданию наклепов в поверхностном слое. Это подтверждается результатами

оже-спектроскопии и методом вакуумплавления с помощью которых зафиксировано, что в обработанных ВЧ-плазмой твердосплавных образцах (плазмообразующий газ смесь аргона с пропан-бутаном) повышается фоновое содержание углерода и аргона на глубине до 200 ангстрем в 1,5-2,0 раза. За счет этого происходит газонасыщение (карбидирование поверхностных слоев). Таким образом, меняется фазовый состав поверхности, что подтверждается рентгеноструктурным фазовым анализом, а также металлографическими исследованиями. Появление карбидной фазы позволяет значительно повысить твердость поверхностного слоя, увеличить модуль упругости, на поверхности формируется остаточное сжимающее напряжение, при этом повышается предел выносливости и долговечности. Эпюра остаточных напряжений более плавная в сравнении с ручной полировкой и гидродробеструйной обработкой. Глубина, на которой формируется сжимающее остаточное напряжение достигает 200 мкм.

Преимуществом такого метода низкоэнергетической ионной имплантации перед другими методами введения примеси в твердосплавные материалы, заключается в универсальности процесса, позволяющего ввести любой элемент в материал в контролируемом количестве, а также задавать его распределение по глубине. Общая глубина модифицированного слоя достигает до 200 мкм, за время обработки 30 мин (при печном методе газонасыщения такая толщина слоев достигается за 28 часов). При этом диффузионные нанослои имеют существенно лучшие физико-механические характеристики, чем полученные традиционными методами. Это приводит к возможности повышения износостойкости изделий любой конфигурации, включая внутреннюю поверхность трубчатых изделий. Процесс происходит при низких температурах (не более 150 С). В традиционных методах обработки температура достигает 500 С и выше, что приводит к охрупчиванию твердого сплава.

Рабочая камера создана на базе установки вакуумного напыления типа УВН-71. Однако, для осуществления процесса создания диффузных покрытий установка должна быть оснащена ВЧ-генератором, ВЧ-плазмотроном, устройствами закрепления обрабатываемых деталей, контрольной и диагностической аппаратурой, включая датчики контроля температуры, системой охлаждения, системой управления процессом. На базе математи-

ческой модели обеспечено согласование нагрузки (плазмы) с ВЧ-генератором, и подобраны оптимальные режимы работы оборудования, обеспечивающие необходимые технологические параметры процесса. К последним относятся: энергия ионной бомбардировки, плотность ионного тока на поверхность детали, температуры плазменного потока. Управление этими параметрами осуществляется регулировкой давления и расхода газа, мощности разряда, геометрией рабочей камеры и плазмотрона, размещением изделий в рабочей камере. Это являлось сложной инженерной и технологической задачей, так как между регулируемыми устройствами и регулируемыми параметрами имеется «передающее устройство», в виде плазмы, свойства которой нелинейно зависят от регулирующих воздействий. Применяя разработанную математическую модель, создана установка, предназначенная специально для процесса создания диффузионных покрытий.

Разработана и внедрена установка для диффузионного покрытия твердосплавных рабочих частей медицинских изделий, состоящая из высокочастотного генератора, вакуумной камеры, плазмотрона, вакуумных механических насосов, системы питания плазмообразующим газом, а также системы водяного охлаждения. Установка спроектирована на основе расчетов, разработанной математической модели.

Данная ВЧИ-плазменная установка пониженного давления позволила реализовать технологию ВЧ-плазменного получения износостойкого диффузионного покрытия для твердосплавных рабочих частей медицинских изделий с требуемыми параметрами. Для этого проведены расчеты с помощью разработанной математической модели и определены геометрические и рабочие характеристики ВЧИ-плазменной установки для создания различных свойств медицинских изделий. Характеристики обработки материалов находятся в диапазонах:

- расход плазмообразующего газа от 0,04 до 0,1 г/с;
- соотношение газов аргон от 90 до 70 %, пропан-бутан от 10 до 30 %;
- мощность разряда от 500 Вт до 1,5 кВт;
- количество одновременно погружаемых изделий в вакуумную камеру варьируется от 1 до 3;
- температура нагрева изделия от 60 до 190 °С;

6.6 Технико-экономическое обоснование (ТЭО) эффективности применения результатов диссертации

1. Основные результаты и научно-техническая значимость выполненной работы

Для решения актуальной задачи в области ионно-плазменной полировки материала, состоящего из легко распыляемой аморфной компоненты и достаточно устойчивых к распылению макрокристаллов и их кластеров разработана математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, включая слой положительного заряда у поверхности твердого тела., которая позволила определить диапазоны энергий, при которых происходит избирательная обработка микронеровностей поверхности за счет фокусировки ионов на них, то есть разработанная математическая модель позволила повысить класс полировки, материалов, в том числе ситалла, соответственно привело к повышению качества и стоимости продукции.

Работа выполнялась в соответствии с одним из приоритетных направлений научно-технологического развития России для общества, государства и науки, сформулированным в «Стратегии – научно-технологического развития Российской Федерации», утвержденной Указом Президента № 642 от 01 декабря 2016 г.

По результатам исследования разработаны инновационные технологии полировки материалов, состоящих из легко распыляемой аморфной компоненты и достаточно устойчивых к распылению микрокристаллов и их кластеров. Для чего по результатам математического моделирования предложено максимально снизить кинетическую энергию ионного потока для повышения потенциальной составляющей кулоновского взаимодействия, для этого предложено использовать дополнительный электрод за оправкой образца с приложенным варьируемым положительным потенциалом. Эти предложения позволили снизить максимальную шероховатость с 1,26 нм до 0,59 нм, то есть на 53,2 %.

Результаты работы в дальнейшем были использованы ООО «Плазма-ВСТ» для внедрения разработанной технологии ОАО «НИИ «Полус».

2. Расчет экономической эффективности

Технология экономического расчета основана на определении экономического эффекта за счет повышения качества продукции и, соответственно, её стоимости (табл. 6.1).

Таблица 6.1 — Затраты от метода полировки поверхностей

Затраты	Единицы изм.	Показатели
Плазменная установка, У	руб.	2 500 000
Время работы установки в день, $T_{уст}$	час.	$8 \times 1 = 8$
Стоимость киловатт-часа, $C_{кч}^*$	руб.	8,7
Энергопотребление установки, W	кВт/ч	122
Обслуживание оборудования, $O_{об}$ 5 проц. * У	руб.	125 000
Амортизация установки**, Ам	руб.	167 500

*– тариф на электроэнергию на ООО "Плазма-ВСТ";

**– амортизационные отчисления рассчитаны исходя из срока полезного использования установки 15 лет ($T_{экс.} = 15$ лет), норма амортизации составила 6,7 проц. ($N_{экс.} = 1/15 = 0,067$).

В таблице (табл. 6.2) представлен расчет заработной платы рабочих, обслуживающих плазменную установку.

Таблица 6.2 — Расчет заработной платы рабочих, обслуживающих плазменную установку

Затраты	Единицы измерения	Показатели
Заработная плата оператора, З	руб.	70 000
Количество человек, обслуживающих плазменную установку, К	чел.	1
Отчисления на соц. страхование (30 %), $C_{ц}$	руб.	21 000

Дополнительные затраты при внедрении плазменного метода модифицирования поверхности составляют:

а) затраты на электроэнергию, при $T_{рд} = 245$ рабочих днях: $Z_э = W \times T_{уси} \times T_{рд} \times C_{кч} = 122 \times 8 \times 245 \times 8,7 = 2\,080\,344$.

б) расходы на оплату труда (РОТ в расчёте на 12 месяцев): $РОТ = Z_з = (Z + C_{ц}) \times K \times 12 = (70\,000 + 21\,000) \times 1 \times 12 = 1\,092\,000$.

г) суммарные затраты на годовую программу: $Z = A_m + O_{об} + Z_э + POT = 167\,500 + 12\,500 + 2\,080\,344 + 109\,200 = 3\,464\,344$.

В таблице (табл. 6.3) представлены результаты расчета экономической эффективности полировки материалов за счет внедрения результатов математического моделирования параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, включая слой положительного заряда у поверхности твердого тела для повышения качества процесса полировки.

Таблица 6.3 — Показатели экономической эффективности полировки материалов до и после внедрения результатов математического моделирования

Наименование показателя	Единицы измерения	До внедрения метода модифицирования поверхности, $\mathcal{E}_{дв}$	После внедрения метода модифицирования поверхности, $\mathcal{E}_{пв}$
Ситалл, средняя цена	1 см ²	46	132
Ситалл, прибыль от реализации	90000 * 1 см ²	4 140 000	11 880 000

*увеличение цены на 10% связано с увеличением срока службы инструментов: в 2,5 раза для зажимов и иглодержателей, в два раза для ножниц и пинцетов

Годовой экономический эффект: $\Gamma_{ээ} = \mathcal{E}_{пв} - \mathcal{E}_{дв} - Y$:

$$\Gamma_{ээ} = 11\,880\,000 - 4\,140\,000 - 3\,464\,344 - 2\,500\,000 = 1\,775\,656 \text{ руб.}$$

Таким образом, годовой экономический эффект от внедрения математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, включая слой положительного заряда у поверхности твердого тела в технологическом процессе производства, составляет 1 775 656 руб. в год.

Перейдем к расчету ТЭО от внедрения плазменной установки.

1. Основные результаты и научно-техническая значимость выполненной работы

Для решения актуальной задачи финишной модификации низкоэнергетическими ионами плазмы изделий медико-инструментальной отрасли с целью повышения их срока службы и улучшения функциональных свойств,

требуется разработка и создание целого комплекса ВЧ-плазменных установок, работающих при пониженных давлениях. Однако в настоящее время отсутствует возможность масштабирования таких установок ввиду того, что не работает принцип подобия при их создании. Задачу масштабирования можно решить с помощью разработки математической модели струйного ВЧИ-разряда при пониженном давлении. С помощью модели можно рассчитать конструкционные параметры ВЧИ-плазменных установок без предварительных длительных экспериментальных исследований. Таким образом, разработанная математическая модель позволяет создавать новые конструкции ВЧИ-плазменных установок.

На базе полученных результатов, разработаны конструкции высокочастотных плазменных установок, одна из которых была изготовлена и в настоящее время работает для целей создания алмазоподобных покрытий на твердосплавных пластинах с одновременным формированием диффузионного покрытия. Установка ВЧПУ-МЕД создана для обработки медицинских инструментов — иглодержателей и пинцетов, которые позволяют существенно снизить травмируемость пациентов и срок пребывания в стационаре. По результатам математического моделирования предложены конструктивные параметры установки: радиус и длина разрядной и вакуумной камер, диапазоны рабочих давлений, мощности разряда, расхода газа, исходящие из габаритов медицинских инструментов. Эти предложения позволили создать установку в которой наносятся алмазоподобные покрытия на твердосплавные рабочие элементы иглодержателей и пинцетов.

2. Расчет экономической эффективности

Технология экономического расчета основана на определении экономического эффекта за счет внедрения технологии на базе созданной установки и, соответственно, расчета её стоимости.

Применение нового метода модифицирования поверхности позволяет наносить алмазоподобные покрытия на твердосплавные рабочие элементы иглодержателей и пинцетов.

Технико-экономический расчет основан на определении экономического эффекта за счет повышения износостойкости медицинских инструментов из нержавеющей стали в медико – инструментальной промышленности.

Исходные данные для расчета экономической эффективности сведены в таблицы 6.4 и 6.5.

В таблице 6.4 представлены дополнительные затраты от внедрения ВЧ-плазменной установки в технологию повышения коррозионной стойкости хромоникелевых сталей.

Таблица 6.4 — Затраты от плазменного метода модифицирования поверхности

Затраты	Единицы изм.	Показатели
Плазменная установка, Р	руб.	3 000 000
Время работы установки в день, $T_{уст}$	час.	$8 \times 2 = 16$
Стоимость киловатт-часа, $C_{кч}$	руб.	2,11*
Энергопотребление установки, W	кВт.ч	122
Обслуживание оборудования, $O_{об}$ 5 проц. * Р	руб.	150 000
Амортизация установки**, Ам	руб.	201 000

*– тариф на электроэнергию на ООО "ПТО "Медтехника";

**– амортизационные отчисления рассчитаны исходя из срока полезного использования установки 15 лет ($T_{экс.} = 15$ лет), норма амортизации составила 6,7 проц. ($N_{экс.} = 1/15 = 0,067$).

В таблице 6.5 представлен расчет заработной платы рабочих, обслуживающих плазменную установку.

Таблица 6.5 — Расчет заработной платы рабочих, обслуживающих плазменную установку

Затраты	Единицы измерения	Показатели
Заработная плата оператора, З	руб.	70 000
Количество человек, обслуживающих плазменную установку, К	чел.	2
Отчисления на соц. страхование (30 %), $C_{ц}$	руб.	21 000

Дополнительные затраты при внедрении плазменного метода модифицирования поверхности составляют:

а) затраты на электроэнергию, при $T_{рд} = 245$ рабочих днях: $Z_э = W \times T_{усл} \times T_{рд} \times C_{кч} = 122 \times 16 \times 245 \times 2,11 = 1\,009\,086,4$ руб/год.

Таблица 6.6 — Результаты расчета экономической эффективности

Наименование показателя	Единицы измерения	До внедрения метода модифицирования поверхности, Э _{ДВ}	После внедрения метода модифицирования поверхности, Э _{ПВ}
<i>Годовой выпуск</i>			
Иглодержатели	шт.	1800	3500
Пинцеты	шт.	5300	7500
<i>Средняя цена инструмента</i>			
Иглодержатели	руб.	2599,61	3159,71
Пинцеты	руб.	673,5	840,85
<i>Прибыль от реализации</i>			
Иглодержатели	тыс. руб.	4679,29	11058,96
Пинцеты	тыс. руб.	3569,55	6306,38
<i>Итого</i>	тыс. руб.	8248,84	17365,37

*увеличение цены на 10% связано с увеличением срока службы инструментов: в 2,5 раза для зажимов и иглодержателей, в два раза для ножниц и пинцетов

б) расходы на оплату труда (РОТ в расчёте на 12 месяцев): $РОТ = Z_3 = (Z + C_{\Pi}) \times K \times 12 = (70000 + 21\,000) \times 2 \times 12 = 2\,184\,000$ руб/год.

г) суммарные затраты на годовую программу: $Z = A_m + O_{об} + Z_3 + РОТ = 20\,100 + 150\,000 + 1\,009\,086,4 + 2\,184\,000 = 3\,544\,086$ руб/год.

В таблице 6.6 представлены результаты расчета экономической эффективности до и после внедрения плазменного метода модифицирования поверхности за счет создания ВЧИ-плазменной установки.

Годовой экономический эффект определяется как разница прибыли от реализации продукции полученной с применением созданной ВЧИ-плазменной установки для модифицирования поверхности и реализации продукции, обработанной по типовой технологии, при этом учитываются дополнительные расходы, связанные с внедрением и обслуживанием плазменной установки:

Годовой эк. эффект = Э_{ПВ} - Э_{ДВ} - Z = 17365,37 - 8248,84 - 3 544,09 = 5 572,44 тыс. руб.

Таким образом, годовой экономический эффект от внедрения алмазоподобных покрытий на рабочие поверхности составляет 5,57 млн.руб. в год.

Перейдем к расчету ТЭО от внедрения ВЧИ-плазменной технологии модифицирования поверхности.

1. Основные результаты и научно-техническая значимость выполненной работы

Для решения актуальной задачи финишной модификации низкоэнергетическими ионами плазмы изделий медико-инструментальной отрасли с целью повышения их срока службы и улучшения функциональных свойств, требуется разработка технологии плазменного упрочнения медицинских инструментов. Такое упрочнение осуществляется в ВЧИ-плазменных установках, работающих при пониженных давлениях. С помощью модели рассчитаны характеристики модификации поверхностей: энергия ионов, и плотность ионного тока, поступающая на поверхность изделий. Таким образом, разработанная математическая модель позволяет определять параметры модификации медицинских инструментов.

2. Расчет экономической эффективности

Технология экономического расчета основана на определении экономического эффекта за счет внедрения технологии и, соответственно, расчета её стоимости. Применение нового метода модифицирования поверхности позволяет наносить алмазоподобные покрытия на твердосплавные рабочие элементы медицинских инструментов — зажимов и ножниц. Техничко-экономический расчет основан на определении экономического эффекта за счет повышения износостойкости медицинских инструментов из нержавеющей стали и титана в медико – инструментальной промышленности. В таблице 6.7 представлены результаты расчета экономической эффективности до и после внедрения плазменного метода модифицирования поверхности. Затраты на обработку составили $Z = 5\,152,03$ тыс. руб.

Годовой экономический эффект определяется как разница прибыли от реализации продукции полученной с применением технологии ВЧИ-плазменной обработки для модифицирования поверхности и реализации продукции, обработанной по типовой технологии.

Таблица 6.7 — Результаты расчета экономической эффективности

Наименование показателя	Единицы измерения	До внедрения метода модифицирования поверхности, Э _{ДВ}	После внедрения метода модифицирования поверхности, Э _{ПВ}
<i>Годовой выпуск</i>			
Зажимы кровоостанавливающие	шт.	500	1700
Ножницы микрохирургические	шт.	700	2300
<i>Средняя цена инструмента</i>			
Зажимы кровоостанавливающие	руб.	4123,1	4535,41
Ножницы микрохирургические	руб.	3152,1	3467,31
<i>Прибыль от реализации</i>			
Зажимы кровоостанавливающие	тыс. руб.	2061,55	7710,20
Ножницы микрохирургические	тыс. руб.	2498,69	7974,82
<i>Итого</i>	тыс. руб.	4560,24	15685,02

*увеличение цены на 10% связано с увеличением срока службы инструментов: в два раза для ножниц и зажимов

Годовой эк. эффект = Э_{ПВ} - Э_{ДВ} - З = 15685,02 - 4560,24 - 5 152,03 = 5 972,75 тыс. руб.

Таким образом, годовой экономический эффект от внедрения ВЧИ-плазменной технологии модифицирования поверхности составляет 5,97 млн.руб. в год.

6.7 Рекомендации и выводы по главе

Разработаны рекомендации по обработке материалов различной физической природы в зависимости от частоты электромагнитного ВЧ-поля по результатам расчетов, представленных в четвертой главе (рис. 5.31, 5.33). Для того, чтобы получать большую энергию ионной бомбардировки необходимо выбирать частоту которой соответствует максимум электронной температуры. На рис 5.33 — 5 МГц и 2,5 кВт. Для увеличения интенсивности ионной бомбардировки (плотность ионного тока на поверхность), необходимо выбирать частоту соответствующую максимальной концентрации электронов (рис 5.31)— 2,5 кВт и 2,82 МГц. Если требуется интенсивное температурное воздействие, тогда нужно выбирать частоту соответствующую максимальной температуре тяжелых частиц (рис 5.33) — 2,5 кВт и 1,58 МГц, так как с уменьшением вкладываемой мощности в разряд уменьшается абсолютное значение n_e , T_e , T_a и происходит сдвиг и для достижения оптимальных величин необходимо прикладывать большую частоту. Например при $P_p = 700$ Вт максимум электронной плотности достигается при частоте 6,5 МГц, максимум электронной температуры при 15,85 МГц, максимум температуры газа при 2,5 МГц.

В результате численных расчетов, удалось получить диапазоны концентраций и температуры заряженных и несущих частиц, при которых плотность ионного тока на поверхность твердых тел меняется в диапазонах 5—25 А/м², а энергия ионов, приходящихся на поверхность 15—55 эВ.

На основании проведенных расчетов разработаны рекомендации по выбору зоны равномерной обработки изделий в струе ВЧ-плазмы пониженного давления. В частности, для равномерной обработки рекомендуется устанавливать расход газа не более 0,2 г/с и изделие размещать на расстоянии не менее 8 см от базовой плиты вакуумной камеры. Рекомендации по выбору параметров течения рабочего газа для обработки изделий в потоке ВЧ-плазмы пониженного давления в зависимости от расхода, концентрации электронов и минимального расстояния до образца от входа в вакуумную камеру представлены в таблице 6.8.

Таблица 6.8 — Рекомендации по выбору параметров течения рабочего газа для равномерной обработки изделий в потоке ВЧ-плазмы пониженного давления.

Расход G г/с	$T_{a_{inlet}}$, С	$T_{e_{inlet}}$, эВ	$n_{e_{inlet}}$, м^{-3}	v_{inlet} , м/с	Минимальное расстояние L_{tb} до образца, см
0,02-0,08	400 ± 100	$1,25 \pm 0,25$	$9 \cdot 10^{16} \pm 2 \cdot 10^{16}$	150 ± 30	$5,5 \pm 1,0$
0,08-0,12	400 ± 100	$1,25 \pm 0,25$	$3 \cdot 10^{17} \pm 4 \cdot 10^{16}$	250 ± 50	$7,0 \pm 1,0$
0,12-0,2	450 ± 100	$1,5 \pm 0,3$	$6 \cdot 10^{17} \pm 1,5 \cdot 10^{17}$	370 ± 70	$9,0 \pm 1,5$
0,2-0,24	500 ± 120	$1,5 \pm 0,3$	$4 \cdot 10^{18} \pm 10^{18}$	550 ± 110	$12,5 \pm 1,5$

В результате численных экспериментов определены характеристики струйного ВЧИ-разряда пониженного давления при обтекании образца, в зоне СПЗ и приповерхностном слое, а именно: определена зона формирования потока ионов с заданными характеристиками энергии ионов и плотности ионного тока на поверхность образца, определено расстояние до области обработки материалов от базовой плиты вакуумной камеры, коррелирующее с зоной наибольшей проводимости плазмы.

Результаты теоретических исследований качественно и количественно удовлетворительно согласуются с данными экспериментальных измерений. Процент рассогласования составляет не более 20%. Разработанная математическая модель может быть использована для разработки новых технологических процессов обработки твердых тел в струйной ВЧИ-плазме пониженного давления. Разработаны методики определения основных конструктивных параметров ВЧИ-плазменных установок, работающих при пониженных давлениях и режимов технологических процессов обработки изделий различной природы с помощью ВЧ-плазмы пониженного давления.

Предложены базовые режимы ВЧ-плазменной полировки конструкционных материалов: энергия ионов $W_i = 50$ эВ; плотность ионного тока на поверхность тела для диэлектриков $J_i = 25$ А/м², для полупроводников $J_i = 15$ А/м², для металлов $J_i = 10$ А/м², для кристаллических являются

исключением стеклокристаллические материалы (например, ситалл), для которых $J_i = 0,8 - 1,0 \text{ А/м}^2$. Это позволяет на основе полученных результатов рассчитывать параметры ВЧ-плазменных установок других размеров и конструкций.

Методика применена к технологическим процессам полировки изделий из стали, в результате чего получены технологические параметры работы ВЧИ-плазменной установки пониженного давления для соосной конструкции ВЧИ-плазменной установки размерами $L_{vk} = 0,5 \text{ м}$, $R_{vk} = 0,2 \text{ м}$, $L_{rk} = 0,2 \text{ м}$, $R_{rk} = 0,012 \text{ м}$, обеспечивающие максимальное уменьшение шероховатости поверхности (табл. 6.9).

Таблица 6.9 — Технологические параметры ВЧ-плазмы при пониженных давлениях для генератора с частотой 1,76 МГц (расход, мощность разряда, расстояние от среза разрядной камеры) для полировки стали и параметры взаимодействия с поверхностью твердого тела (энергия ионов и плотность ионного тока).

Марка стали	Технологические параметры плазмы			Параметры взаимодействия	
	G , г/с	P_p , кВт	z , мм	W_i , эВ	J_i , А/м ²
40X13	0,1	2,45	60	50	10

Установленные закономерности струйного течения ВЧ-плазмы пониженного давления удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Разработанная методика расчета и модель имеют предиктивный характер.

Результаты диссертации применены к разработке ВЧИ-плазменных установок для улучшения показателей качества медицинских инструментов и технологических процессов полировки твердых тел.

Разработанная математическая модель внедрена в ООО «Плазма-ВСТ», расчеты для изготовления установки - в ООО «Производственно—техническое объединение «Медтехника», г. Казань, расчеты по параметрам обработки - в ООО «Научно-производственная фирма «ХЭЛП». Расчеты, проведенные с помощью математической модели, позволили получить экономический эффект 13,320 млн.руб.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработаны научные основы создания струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, которые позволили доказать, что он представляет собой новый вид ВЧ-разряда, который является единой сущностью, в котором сосуществуют различные формы ВЧ-разрядов: самостоятельный H -разряд в разрядной камере, несамостоятельный комбинированный разряд в плазменной струе и слое положительного заряда (СПЗ) с приповерхностным слоем у границы твердого тела;
2. Экспериментально и теоретически доказано, что плазменная струя является новым видом несамостоятельного ВЧ-разряда пониженного давления, при этом численно подтверждено наличие в струе как азимутальной составляющей магнитного поля H_φ величиной до 120 А/м, так и аксиальной составляющей электрического поля E_z величиной до 250 В/м. Показано, что в плазменной струе происходит ионизация газового потока, то есть ВЧ-плазменная струя не является потоком распадающейся плазмы, это теоретически доказывает, что ВЧИ-плазменная струя представляет собой несамостоятельный вид разряда комбинированного типа;
3. С помощью сформулированной математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления с учетом СПЗ у поверхности твердого тела проведены последовательные расчеты характеристик плазменного потока в области разрядной камеры, плазменной струе, СПЗ и приповерхностном слое у границы твердого тела, и установлены основные зависимости параметров течения ВЧ-плазмы пониженного давления в невозмущенном потоке и при обтекании твердого тела, проведена верификация и валидация модели;
4. Разработанный гибридный численный метод решения задачи сквозного моделирования струйного ВЧИ-разряда пониженного давления позволил рассчитать основные характеристики струйного ВЧИ-разряда пониженного давления: распределение электромаг-

нитного поля, температуру, скорость и давление плазмообразующего газа, электронную температуру, концентрации электронов, ионов и метастабильных частиц в пределах изменения скоростей плазменного потока до 1000 м/с, расхода плазмообразующего газа G до 0,24 г/с, давлений $p = 13,3 - 133$ Па, мощности разряда P_p в диапазоне от 100 до 3800 Вт, частоты электромагнитного поля $f = 1,76 - 13,56$ МГц;

5. С помощью немаксвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) рассчитаны коэффициенты переноса и скоростей реакций: коэффициенты диффузии, подвижности заряженных частиц, частот упругих и неупругих столкновений, учитывающие особенности кинетики ВЧИ-разряда с продувом газа в исследуемых пределах входных параметров, что позволило достичь количественного согласования расчетных величин с экспериментальными данными;
6. В результате численных экспериментов установлено формирование слоистой структуры разряда в ВЧ-струе, представляющее собой чередование зон преобладания положительного и отрицательного объемных зарядов, обнаружен различный характер распределения ЭМП, подтвержден механизм образования струи как несамостоятельного вида ВЧ-разряда;
7. Показано, что разработанная модель является предиктивной и с помощью нее в результате численных экспериментов определена оптимальная зона формирования потока ионов на поверхность твердого тела с заданными характеристиками энергии ионов и плотности ионного тока, определено оптимальное расстояние до области обработки материалов от базовой плиты вакуумной камеры, коррелирующее с зоной наибольшей проводимости плазмы. Обнаружен эффект образования зоны перегрева по периферии струи около входного отверстия вакуумной камеры, в которой температура потока выше температуры в центре потока более 50 °С при скорости потока на входе в вакуумную камеру более 440 м/с и мощности разряда более 2,4 кВт при расходе плазмообразующего газа более 0,16 г/с, который подтвержден экспериментально. Обоснован

выбор частоты электромагнитного поля для различных процессов обработки твердых тел. Установлено, что максимум интенсивности температурного воздействия, энергии и интенсивности ионной бомбардировки достигаются при разных частотах электромагнитного поля, что позволяет оптимизировать выбор частоты для различных процессов модификации твердых тел;

8. На основании проведенных численных исследований составлены рекомендации для практического применения разработанной единой математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, используемой при проектировании технологических процессов и ВЧ-плазменных установок для плазменной модификации твердых тел в потоке ВЧ-плазмы пониженного давления по частоте электромагнитного поля, по параметрам равномерной обработки изделий, по диапазону мощностей для получения необходимых режимов ионной бомбардировки;
9. На основании сопоставления численных расчетов и имеющихся экспериментальных данных, установлено, что полировку конструкционных материалов в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления целесообразно проводить в режиме ионной бомбардировки с энергией ионов $W_i = 50$ эВ и плотностью ионного тока $J_i = 0,8 - 25$ А/м², что позволяет проводить трансфер технологий на установки с другими конструктивными параметрами.
10. Разработанная математическая модель применена в ООО «Плазма-ВСТ» (г. Казань) для разработки технологии полировки изделий из ситалла. Расчеты характеристик струйного ВЧИ-разряда пониженного давления использованы в ООО «Производственно—техническое объединение «Медтехника» (г.Казань) при проектировании и изготовлении установки ВЧ-плазменной обработки медицинских инструментов. С помощью численных расчетов определены параметры обработки медицинских инструментов для ООО «Научно-производственная фирма «ХЭЛП» (г. Казань). В результате обработки медицинских инструментов с помощью созданной ВЧ-плазменной установки удалось увеличить прочность иглодержателей, пинцетов, зажимов кровоостанавливающих, ножниц мик-

рохирургических в 2—2,5 раза. Математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления может быть использована при разработке технологических процессов и установок плазменной модификации изделий в легкой промышленности, микроэлектронике, автомобильной и других отраслях промышленного производства.

Список сокращений и условных обозначений

Сокращения

ВЧ — высокочастотный;
 ВЧИ — высокочастотный индукционный;
 ВЧИРПД — ВЧИ-разряд при пониженном давлении;
 ФРЭС — функция распределения электронов по скоростям;
 ФРЭЭ — функция распределения электронов по энергиям;
 СПЗ — слой положительного заряда;
 ЭМП — электромагнитное поле;
 ВАХ — вольт-амперная характеристика;
 СВЧ — сверхвысокочастотный;
 ННТП — неравновесная низкотемпературная плазма;
 КПД — коэффициент полезного действия.

Условные обозначения

$\mathbf{B}$ — вектор магнитной индукции;
 $\mathbf{D}$ — вектор электрического смещения;
 D_a — коэффициент амбиполярной диффузии;
 $D_{i,e}$ — коэффициенты диффузии ионов и электронов;
 $b_{i,e}$ — коэффициенты подвижности ионов и электронов;
 e — заряд электрона;
 E — модуль напряженности электрического поля;
 E_I — потенциал ионизации;
 $\mathbf{E}$ — вектор полной напряженности электрического поля;
 $\mathbf{E}_{RF}$ — вектор вихревой компоненты напряженности электрического поля;
 $\mathbf{E}_{Re}$ — вектор действительной части вихревой компоненты напряженности электрического поля;
 $\mathbf{E}_{Im}$ — вектор мнимой части вихревой компоненты напряженности электрического поля;
 $\mathbf{E}_{cap}$ — вектор потенциальной компоненты напряженности электрического поля;

- $\mathbf{E}_0$ — потенциальное поле, суперпозиция амбиполярного поля и поля, созданного разностью потенциалов;
- φ — потенциал электрического поля;
- φ_{amb} — потенциал амбиполярной компоненты поля;
- f — частота генератора;
- G — расход газа;
- $\mathbf{H}$ — вектор напряженности магнитного поля;
- i — мнимая единица;
- $\mathbf{j}$ — вектор плотности тока;
- k_B — постоянная Больцмана;
- $\tilde{l}_e, \tilde{l}_i$ — средние длины свободного пробега электронов и ионов;
- m_a, m_e, m_i — масса атома, электрона, иона;
- $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к границе области;
- n_a, n_e, n_i, n_m — концентрации частиц в основном состоянии, электронов, ионов и метастабилей;
- p, p_a — давление плазмообразующего газа;
- P_p — мощность, выделяемая в разряде;
- $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — текущая радиальная координата;
- r_D — дебаевский радиус;
- R_{rk} — радиус разрядной камеры;
- R_{vk} — радиус вакуумной камеры;
- L_{vk} — длина вакуумной камеры;
- t — время;
- T_a, T_i, T_e — температуры атомов, ионов, электронов;
- $\mathbf{v}_a$ — вектор скорости газового потока, вектор скорости нейтральных частиц в плазме (средняя, среднемассовая скорость);
- $\bar{v}_{i,e}$ — средние тепловые скорости ионов и электронов;
- $\mathbf{v}_{i,e}$ — векторы макроскопической скорости ионов и электронов;
- $\delta = 2m_e/m_a$;
- ε — относительная диэлектрическая проницаемость;
- ε_0 — электрическая постоянная;
- $\bar{\varepsilon}_e, \bar{\varepsilon}_i$ — средние энергии электронов и ионов в плазме;
- λ_e — коэффициент теплопроводности электронного газа;
- μ_0 — магнитная постоянная;

ν_c — частота упругих столкновений электронов с атомами и ионами;
 ν_i — частота ионизации;
 ρ — плотность газа;
 σ — проводимость плазмы;
 $\omega = 2\pi f$ — круговая частота электромагнитного поля;
 Kn — число Кнудсена;
 Re — число Рейнольдса;
 Ma — число Маха;
 $\mathbf{r}$ — радиус-вектор;
 $\mathbf{c}$ — вектор скорости нейтральных атомов в фазовом пространстве;
 $\mathbf{c}'$ — тепловая, собственная или случайная скорость атомов,
 $\overline{\mathbf{c}'^2} = \overline{\mathbf{c}^2} - \mathbf{v}_a^2$;
 $f_g(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t)$ — функция распределения атомов нейтрального газа по скоростям;
 $f_e(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t)$ — функция распределения электронов по скоростям;
 T_{inlet} — температура несущего газа на входе в вакуумную камеру;
 v_{inlet} — скорость несущего газа на входе в вакуумную камеру;
 $S(f)$ — интеграл столкновений;
 k_1 — коэффициент скорости ударной ионизации;
 k_2 — коэффициент скорости ионизации Пеннинга;
 k_3 — коэффициент скорости ступенчатой ионизации;
 k_4 — коэффициент скорости фоторекомбинации;
 k_5 — коэффициент скорости тройной рекомбинации;
 k_6 — коэффициент скорости возбуждения метастабилей;
 k_7 — коэффициент скорости излучательной рекомбинации;
 k_8 — коэффициент скорости столкновительного тушения;
 k_9 — коэффициент скорости девозбуждения электронов;
 W_i — энергия ионов, поступающих на поверхность твердого тела;
 J_i — плотность ионного тока, поступающая на поверхность твердого тела.

Предполагается, что все векторные и скалярные функции (за исключением функции распределения) зависят от пространственных $\mathbf{r}$ и временной t координат.

Список литературы

1. Желтухин В.С. Моделирование струйного течения высокочастотной плазмы при пониженных давлениях / В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин // Математическое моделирование. — 2013.— Т. 25, № 6.— С. 64—71 — Текст: непосредственный.
2. Струнин В.И. Моделирование газодинамического истечения свободно расширяющейся газовой струи в пространство с пониженным давлением фона / В.И. Струнин, Г.Ж. Худайбергенов, А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Вестник Омского университета. — 2014.— № 2.— С. 53—58 — Текст: непосредственный.
3. Желтухин В.С. Моделирование течения нейтральной компоненты ВЧ-плазмы в асимметричной вакуумной камере в диапазонах чисел Кнудсена $0,3 < kn < 3$ для несущего газа / В.С. Желтухин, Г.Ж. Худайбергенов, А.Ю. Шемахин // Вестник Омского университета. — 2015.— № 2.— С. 30-34 — Текст: непосредственный.
4. Shemakhin A.Yu. Mathematical modelling of rf plasma flow at low pressures with 3d electromagnetic field. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin and others // Advances in Materials Science and Engineering.— 2019.— V. 2019.— P. 120217— Текст: непосредственный.
5. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование ВЧ разряда пониженного давления с продувом газа в нелокальном приближении: электро- и плазмодинамика/ А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин, Е.Ю. Шемахин //Инженерно-физический журнал. — 2021. — Т. 94. — №. 5. — С. 1368-1376.— Текст: непосредственный.
6. Fairushin I.I. Molecular dynamics simulation of copper nanofilm self-assembly on silicon substrate under gas-discharge plasma conditions. / I.I. Fairushin, A.Yu. Shemakhin, A.A. Khabir'yanova // High Energy Chemistry.— 2021.— V. 55.- P. 399-401 — Текст: непосредственный.
7. Terentev T.N. Frequency dependencies of the characteristics of an inductively coupled radiofrequency discharge at reduced pressure. / T.N.

- Terentev, A.Yu. Shemakhin, E.S. Samsonova, V.S. Zheltukhin // Plasma Sources Science and Technology.— 2022.— V.31, № 9.— P. 094005— Текст: непосредственный.
8. Shemakhin A.Yu. Simulation of low-pressure inductively coupled plasma with displacement potential and gas flow. / A.Yu. Shemakhin // Plasma Physics Reports.— 2024.— V. 50, № 1.— P. 89—100 — Текст: непосредственный.
 9. Shemakhin A.Yu. Study of the electron velocity distribution function in weakly ionized radiofrequency plasma. / A.Yu. Shemakhin // High Energy Chemistry.— 2024.— V.58, № 1.— P. 147-152 — Текст: непосредственный.
 10. Fairushin I.I. Simulation of copper nanostructure formation on silicon dioxide microsubstrate surface. / I.I. Fairushin, A.Y. Shemakhin // High Energy Chemistry. — 2023. — V. 57. — no. Suppl 1. — P. 41—44.— Текст: непосредственный.
 11. Абдуллин И.Ш. Сквозная математическая модель струйного высокочастотного индукционного разряда пониженного давления/ И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин // Инженерно-физический журнал. —2024. — Т. 97. — №. 2. — С. 491.— Текст: непосредственный.
 12. Shemakhin A.Yu. Investigation of the discharge chamber expansion region influence on the electron density in an inductively coupled rf discharge. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin, G.B. Kiselev, E.Yu. Shemakhin, T.N. Terentev // High energy chemistry. — 2023. — V. 57. — № Suppl. 1. — P. S227—S233.— Текст: непосредственный.
 13. Абдуллин И.Ш. Моделирование газодинамического истечения струи аргон-силановой плазмы в затопленное пространство / И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, В.И. Струнин, А.Ю. Шемахин, Г.Ж. Худайбергенов, А.А. Хубатхузин // Вестник Казан. технол. ун-та. —2013. — Т.16, № 19. — С. 95—98.— Текст: непосредственный.
 14. Shemakhin A.Yu. Numerical and experimental study of a warming up effect of an underexpanded rarefied rf plasma jet outflowing into a flooded

- area. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin, A.A. Khubatkhuzin // Journal of Physics: Conference Series.- 2016.— V. 774, № 1.— P. 012167— Текст: непосредственный.
15. Shemakhin A.Yu. Mathematical modelling of rf plasma flow at low pressure with electrodynamics. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin // Journal of Physics: Conference Serie.— 2017.— V. 927, № 1.— P. 012055 — Текст: непосредственный.
 16. Zheltukhin V.S. Simulation of rarefied low pressure rf plasma flow around the sample. / V.S. Zheltukhin, A.Yu. Shemakhin // Journal of Physics: Conference Series. — 2017.— V. 789, № 1.— P. 012071— Текст: непосредственный.
 17. Zheltukhin V.S. Mathematical modelling of rf plasma flow at low pressure with metastable and electrodynamics. / V.S. Zheltukhin, A.Yu. Shemakhin // Journal of Physics: Conference Series.— 2019, V. 1158, № 4.— P. 042044 — Текст: непосредственный.
 18. Shemakhin A. Yu. Experimental installation to study the rf plasma flow at low pressures with experiment data synchronization. / Shemakhin, A. Yu., Zheltukhin, V.S., Shemakhin, E. Yu., Terentev, T.N., Sofronitsky, A.O. // Journal of Physics: Conference Series.- 2020.- V. 1588, № 1 — P. 012018 — Текст: непосредственный.
 19. Zheltukhin V.S. Calculation of conditions for maintaining an icrf-plasma using a self-consistent model /. V.S. Zheltukhin, T.N. Terentev, A.Y. Shemakhin, E.S. Samsonova // Journal of Physics: Conference Series. — 2021.— V. 1870, № 1.— P. 012018 — Текст: непосредственный.
 20. V.S. Zheltukhin. Self-consistent model of low pressure inductively coupled rf discharge. / V.S. Zheltukhin, A.Yu. Shemakhin, T.N. Terentev, E.S. Samsonova // Mesh Methods for Boundary-Value Problems and Applications: 13th International Conference. — 2021.— P. 587-595 — Текст: непосредственный.
 21. Terentev T.N. Experimental installation for study the low-power icrf plasma at low pressures with equipment for experiment data

- synchronization. / T.N. Terentev, V.S. Zheltukhin, A.Yu. Shemakhin, I.K. Nekrasov, E.S. Samsonova and others // Journal of Physics: Conference Series. — 2022.— V.2270, № 1.— P. 012014 — Текст: непосредственный.
22. Shemakhin A.Yu. A mathematical model of an inductively coupled radio-frequency discharge at low pressure as nonlinear partial eigenproblem. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin, E.Yu. Shemakhin, E.S. Samsonova, T.N. Terentev // Journal of Physics: Conference Series. — 2022.— V.2388, № 1.— P. 012050 — Текст: непосредственный.
23. Shemakhin A.Yu. Study of rf plasma flow at low pressure: Electron temperature influence. / Shemakhin A.Yu., Zheltukhin V.S., Shemakhin E.Yu., Pryalukin I.S. // Journal of Physics: Conference Series. — 2020.—V.1588, №1.— P. 012062 — Текст: непосредственный.
24. Абдуллин И.Ш. Изменение структуры и состава поверхности сталей и титановых сплавов под действием высокочастотного разряда низкого давления. / И.Ш. Абдуллин, Н.Ф. Кашапов, В.В. Кудинов // Перспективные материалы. 2000. № 1. С. 56-63. — Текст: непосредственный.
25. Хубатхузин А.А. Изменение физико-механических свойств металлов и их сплавов с помощью ВЧ-плазмы пониженного давления. / Хубатхузин А.А., Абдуллин И.Ш., Гатина Э.Б., Калашников Д.И. // Вестник Казанского технологического университета. 2013. Т. 16. № 4. С. 268-271. — Текст: непосредственный.
26. Абдуллин И.Ш. Модификация поверхностного слоя вольфрамово-кобальтового сплава в высокочастотной плазме пониженного давления. / Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Сагбиев И.Р., Шарафеев Р.Ф. // Вестник Казанского государственного технического университета им. А.Н. Туполева. 2009. № 1. С. 72-74. — Текст: непосредственный.
27. Абдуллин И.Ш. Формирование нанослоев на поверхности вольфрамо-кобальтового сплава низкоэнергетичной ионной бомбардировкой. / Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кудинов В.В., Сагбиев И.Р., Шарафеев Р. // Перспективные материалы. 2008. № 6. С. 88-91. — Текст: непосредственный.

28. А.А. Хубатхузин, И.Ш. Абдуллин, А.А. Башкирцев / Повышение коррозионной стойкости и физико-механических свойств металлов с помощью ВЧ-плазмы пониженного давления // Вестник казанского технологического университета.— 2013. Т. 16. № 9. С. 45-47. — Текст: непосредственный.
29. Абдуллин И.Ш. Применение ВЧ-плазмы пониженного давления для газонасыщения поверхности металлов. / Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С. // Вестник Казанского технологического университета. 2003. № 1. С. 172-180. — Текст: непосредственный.
30. Абдуллин И.Ш. Газонасыщение поверхностных нанослоев в высокочастотной плазме в условиях динамического вакуума. / Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кудинов В.В., Сагбиев И.Р. // Физика и химия обработки материалов. 2006. № 3. С. 14-17. — Текст: непосредственный.
31. Хубатхузин А.А. Повышение твердости и физико-механических свойств металлов и их сплавов с помощью ВЧ-плазмы пониженного давления. / Хубатхузин А.А., Абдуллин И.Ш., Христюбова В.И. // Вестник Казанского технологического университета. 2013. Т. 16. № 23. С. 25-28. — Текст: непосредственный.
32. Хубатхузин А.А. Формирование нанодиффузионных алмазоподобных покрытий на поверхности твердых сплавов с помощью ВЧ-плазмы пониженного давления. / Хубатхузин А.А., Абдуллин И.Ш., Башкирцев А.А., Гатина Э.Б. // Вестник Казанского технологического университета. 2013. Т. 16. № 4. С. 262-264. — Текст: непосредственный.
33. Khristoliubova V. Increase of hardness and physical mechanical properties of metals and tungsten cobalt alloys with the low pressure rf-plasma. / Khristoliubova V., Abdullin I., Khubatkhuzin A.A. // Вестник Технологического университета. 2015. Т. 18. № 8. С. 191-193. — Текст: непосредственный.
34. Абдуллин И.Ш. ВЧ-плазменная очистка поверхности при пониженном давлении. / Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С. // Вестник Казанского

- технологического университета. 2003. № 1. С. 149-154. — Текст: непосредственный.
35. Васильев И.И. Абдуллин И.Ш. Финишная подготовка поверхности нетеплостойких инструментальных сталей перед нанесением защитных покрытий. / Абдуллин И.Ш., Васильев И.И. // Вестник Казанского технологического университета. 2013. Т. 16. № 5. С. 180-181. — Текст: непосредственный.
 36. Мифтахов И.С. О возможности применения газоразрядной плазмы ВЧИ-разряда пониженного давления для очистки поверхности оптических материалов от органических загрязнений. / И.С. Мифтахов, Э.Ф. Вознесенский, И.Ш. Абдуллин, [и др.] // Вестник Технологического университета. 2015. Т. 18. № 23. С. 47-48. — Текст: непосредственный.
 37. Абдуллин И.Ш. Финишная подготовка поверхности нетеплостойких инструментальных сталей перед нанесением защитных покрытий. / И.Ш. Абдуллин, И.И. Васильев // Вестник Казанского технологического университета. 2013. Т. 16. № 5. С. 180-181.
 38. Абдуллин И.Ш. Улучшение физико-механических свойств поверхности металлических изделий сложной конфигурации вследствие обработки высокочастотными разрядами пониженного давления. / Абдуллин И.Ш., Хубатхузин А.А., Христюлова В.И. // Упрочняющие технологии и покрытия. 2015. № 12 (132). С. 13-18.
 39. Абдуллин И.Ш. Способ обработки синтетических алмазных порошков. / Абдуллин И.Ш., Ибрагимов Г.И., Войцеховская Р.Н., Качанова Л.Г., Закиров А.М., Мясоутова М.И., Арустамян А.С., Удоев А.А. // Патент на изобретение RU 2043857 C1, 20.09.1995. Заявка № 4928543/02 от 17.04.1991.
 40. Абдуллин И.Ш. Установка для обработки синтетических алмазных порошков. / И.Ш. Абдуллин, Г.И. Ибрагимов, А.М. Закиров, [и др.] // Патент на изобретение RU 2048262 C1, 20.11.1995. Заявка № 5067068/02 от 16.09.1992.

41. Мифтахов И.С. Повышение механических свойств световозвращающих покрытий за счет плазменной высокочастотной обработки. / Мифтахов И.С., Вознесенский Э.Ф., Абдуллин И.Ш., Нагмутдинова А.И., Горелышева В.Е., Шакуров И.И. // Вестник Технологического университета. 2016. Т. 19. № 7. С. 83-85.
42. Чижевский А.А. Исследование каталитических свойств оксидно-алюминиевых покрытий на стеклянные подложки. / Чижевский А.А., Абдуллин И.Ш., Гафиатуллина В.Р., Трофимов А.В. // Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий. 2016. Т. 1. № 7. С. 291-293.
43. Способ нанесения покрытий на внутреннюю поверхность длинномерных изделий / Абдуллин И.Ш., Аубакиров Р.Г. // Авторское свидетельство su 1491037 a1, 30.04.1993. Заявка № 4224226 от 28.01.1987.
44. Христюлова В.И. Применение высокочастотной плазмы пониженного давления для модификации внутренних поверхностей изделий / Христюлова В.И., Хубатхузин А.А., Абдуллин И.Ш. // Вестник Технологического университета. 2015. Т. 18. № 12. С. 110-113.
45. Хубатхузин А.А. Применение высокочастотной плазмы для модификации внутренних поверхностей изделий / Хубатхузин А.А., Абдуллин И.Ш., Христюлова В.И., Лосев А.В. // Вестник Казанского технологического университета. 2014. Т. 17. № 17. С. 187-189.
46. Bogaerts A. Gas discharge plasmas and their applications. / Bogaerts, Annemie and Neyts, Erik and Gijbels, Renaat and Van der Mullen, Joost // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy.— 2002.— V.57, no. 4.— P. 609—658 — Текст: непосредственный.
47. Samukawa S. The 2012 plasma roadmap. / S. Samukawa, M. Hori, S. Rauf [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics.— 2012.— V. 45, no. 25.— P. 253001 — Текст: непосредственный.
48. Chu Paul K. Low temperature plasma technology: methods and applications. / Chu Paul K, Lu XinPei // CRC press—2013.— 315 P. — Текст: непосредственный.

49. Adamovich I. The 2017 plasma roadmap: Low temperature plasma science and technology. / I. Adamovich, S.D. Baalrud, A. Bogaerts [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics.— 2017.— V.50, no. 32.— P. 323001 — Текст: непосредственный.
50. Adamovich I. The 2022 plasma roadmap: low temperature plasma science and technology. / I. Adamovich, S. Agarwal, E. Ahedo [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics.— 2022.— V.55, no.37.— P. 373001 — Текст: непосредственный.
51. Boulos M.I. The inductively coupled rf (radio frequency) plasma. / M.I. Boulos // Pure and Applied Chemistry.— 1985.— V.57, no.9 .— P. 1321—1352 — Текст: непосредственный.
52. Mostaghimi J. A two-temperature model of the inductively coupled rf plasma. / Mostaghimi Javad, Proulx Pierre, Boulos Maher I // Journal of applied physics.— 1987.— V. 61, no.5.— P. 1753—1760 — Текст: непосредственный.
53. Mostaghimi J. Two-dimensional electromagnetic field effects in induction plasma modelling. / Mostaghimi J., Boulos M. I. // Plasma chemistry and plasma processing.— 1989.— V.9.—P. 25—44 — Текст: непосредственный.
54. El-Hage M. A turbulent flow model for the rf inductively coupled plasma. / El-Hage M., Mostaghimi J., Boulos M.I.// Journal of applied physics.—1989.— V.65, no. 11.— P. 4178—4185 — Текст: непосредственный.
55. Bukowski J.D. Two-dimensional fluid model of an inductively coupled plasma with comparison to experimental spatial profiles. / Bukowski J.D., Graves D.B., Vitello P. // Journal of Applied Physics.— 1996.—V.80, no. 5 .— P. 2614—2623 — Текст: непосредственный.
56. Kawamura E. Fast 2d hybrid fluid-analytical simulation of inductive/capacitive discharges. / Kawamura E., Graves D.B., Lieberman M.A. // Plasma Sources Science and Technology.—2011.—V. 20, no.3 .— P. 035009 — Текст: непосредственный.

57. Punjabi S.B. A comprehensive study of different gases in inductively coupled plasma torch operating at one atmosphere. / Punjabi S.B., Joshi N.K., Mangalvedekar H.A., Lande B.K., Das A.K., Kothari D.C. // Physics of Plasmas.—2012.— V.19, no. 1.— P. 012108 — Текст: непосредственный.
58. Punjabi S.B. Comparative study of laminar and turbulent flow model with different operating parameters for radio frequency-inductively coupled plasma torch working at 3 mhz frequency at atmospheric pressure. / S.B. Punjabi , S.N. Sahasrabudhe, N.K. Joshi, [et al.] // Physics of Plasmas.—2014.— V. 21, no. 1.— P. 013506 — Текст: непосредственный.
59. Дресвин С.В. Физика плазмы / С.В. Дресвин, Д.В. Иванов // СПб: Изд-во Политехн. ун-та.— 2013.— 544 с. — Текст: непосредственный.
60. Lymberopoulos Dimitris P. Ion density and temperature distributions in an inductively coupled high-plasma density reactor. / Lymberopoulos Dimitris P., Wise R.S., Economou D.J., Bartel T.J. // IEEE transactions on plasma science—1996.— V. 24, no. 1.— P. 129—130 — Текст: непосредственный.
61. Rauf S. Model for noncollisional heating in inductively coupled plasma processing sources. / Rauf S., Kushner M.J. // Journal of applied physics.—1997.— V. 81, no. 9 .— P. 5966-5974 — Текст: непосредственный.
62. Xu X. Plasma abatement of perfluorocompounds in inductively coupled plasma reactors. / Xu X., Rauf S., Kushner M.J. // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films.—2000.— V.18, no. 1.— P. 213—231 — Текст: непосредственный.
63. Kralkina E.A. Rf power absorption by plasma of a low-pressure inductive discharge. / Kralkina E.A., Rukhadze A.A., Pavlov V.B., Vavilin K.V., Nekliudova P.A., Petrov A.K., Alexandrov A.F. // Plasma Sources Science and Technology.—2016.— V. 25, no. 1.— P. 015016 — Текст: непосредственный.

64. Forgotson N. Inductively coupled plasma for polymer etching of 200 mm wafers. / Forgotson N., Khemka V., Hopwood J. // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena.—1996.— V. 14, no. 2.— P. 732—737 — Текст: непосредственный.
65. Hsu Cheng-Che. Comparison of model and experiment for ar, ar/o₂ and ar/o₂/cl₂ inductively coupled plasmas. / Hsu Cheng-Che, Nierode Mark A., Coburn John W., Graves David B. // Journal of Physics D: Applied Physics.—2006.— V.39, no. 15.— P. 3272 — Текст: непосредственный.
66. Mortazavi M. Computational hydrodynamics and optical performance of inductively-coupled plasma adaptive lenses. / Mortazavi M., Urzay J., Mani A. // Physics of Plasmas.—2015.—V.15,no.6.— P. 062110 — Текст: непосредственный.
67. Lei Fan. Simulation of a large size inductively coupled plasma generator and comparison with experimental data. / Lei Fan, Li Xiaoping, Liu Yanming, Liu Donglin, Yang Min, Yu Yuanyuan // AIP Advances.—2018.— V.8, no.1.— P. 015003 — Текст: непосредственный.
68. Tuszewski M. Particle and heat transport in a low-frequency inductively coupled plasma / m. tuszewski // physics of plasmas.—. 1998.— V.5, no. 4.— P. 1198—1205 — Текст: непосредственный.
69. Абдуллин И.Ш. Газонасыщение поверхностных нанослоев в высокочастотной плазме в условиях динамического вакуума / Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кудинов В.В., Сагбиев И.Р. // Физика и химия обработки материалов.—. 2006.— no. 3.— P. 14—17 — Текст: непосредственный.
70. Сагбиев И.Р. Регенерация активного нанослоя отработанного алюмохромового катализатора в ВЧ плазме пониженного давления / Сагбиев И.Р., Абдуллин И.Ш., Шарафеев Р.Ф. // Перспективные материалы.—. 2007.— no. 5.— P. 93—96 — Текст: непосредственный.
71. Абдуллин И.Ш. Формирование нанослоев на поверхности вольфрамокобальтового сплава низкоэнергетичной ионной бомбардировкой /

- Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кудинов В.В., Сагбиев И.Р., Шарфеев Р.Ф. // Перспективные материалы.— 2008.—но.6.— Р. 88—91 — Текст: непосредственный.
72. Трофимов А.В. Создание микрорельефа на поверхности стекла путем нанесения и закрепления микрочастиц аэросила в условиях ВЧИ-разряда пониженного давления / Трофимов А.В., Вознесенский Э.Ф., Горелышева В.Е., Абдуллин И.Ш.// Вестник Казанского технологического университета.— 2016.— Т. 19.— № 5.— С. 61—63 — Текст: непосредственный.
73. Дресвянников А.Ф. Влияние плазменного высокочастотного индукционного разряда на физико-химические свойства дисперсной системы $ti-fe-ni$, полученной электрохимическим способом / Дресвянников, А.Ф. // Физика и химия обработки материалов.— 2022.— №4.— С. 15—22 — Текст: непосредственный.
74. Левитский С.М. Потенциал пространства и распыление электродов в высокочастотном разряде/ Левитский С.М. // Журн. техн. физ.— 1957.— Т. 27.— № 5.— С. 1001—1009 — Текст: непосредственный.
75. Левитский С.М. Исследование потенциала зажигания высокочастотного разряда в газе в переходной области частот и давлений // Журнал технической физики. 1957.— Т. 2, № 5.— С. 970—977 — Текст: непосредственный.
76. Яценко Н.А. Связь высокого постоянного потенциала плазмы с режимом горения высокочастотного емкостного разряда среднего давления // Журнал технической физики. 1981.— Т. 51, № 6.— С. 1195—1204 — Текст: непосредственный.
77. Смирнов А. С. Приэлектродные слои в емкостном ВЧ разряде // Журнал технической физики. 1984.— Т. 51, № 1.— С. 61—65 — Текст: непосредственный.
78. Ковалев А.С. Высокочастотный несамостоятельный разряд в газах / Ковалев А.С., Рахимов А.Т., Феоктистов В.А. // Физика плазмы.— 1981.— Т. 7, № 6.— С. 1411—1418 — Текст: непосредственный.

79. Велихов Е. П. Физические явления в газоразрядной плазме. / Е. П. Велихов, А. С. Ковалев, А. Т. Рахимов . – М. : Наука, 1987 . – 160 с. : ил. + Библиогр.— Текст: непосредственный.
80. Райзер Ю.П. Структура приэлектродных слоев высокочастотного разряда и переход между двумя его формами/ Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физика плазмы.—. 1987.— Т. 13, № 4.—С. 471—479 — Текст: непосредственный.
81. Райзер Ю.П. Высокочастотный разряд среднего давления между изолированными и оголенными электродами / Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физика плазмы.—. 1988.— Т. 14, № 2.— С. 226 – 232.— Текст: непосредственный.
82. Турин А.А. Ускорение ионов в приэлектродном слое и энергобаланс ВЧ разряда в магнитном поле. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. по физике газового разряда. – Киев, 1986. – С. 92 – 94.—1986.— Текст: непосредственный.
83. Graves D.B. Fluid model simulations of a 13.56-mhz rf discharge: Time and space dependence of rates of electron impact excitation. // Journal of applied physics / 1987.— V. 62, no. 1.— P. 88—94 — Текст: непосредственный.
84. Sun Guang-Yu. Intense boundary emission destroys normal radio-frequency plasma sheath. / G-Y. Sun, A.-B. Sun, G.-J. Zhang // Physical Review E.—APS—2020.— V.101. no.3.— P. 033203 — Текст: непосредственный.
85. Paul Manash Kumar. Role of sheath dynamics in multiple double layer formations in expanding rf plasma. / Paul Manash Kumar, Chakraborty Shamik, Bose Subhojit // Physics of Plasmas.—2019.— V.26.— no.2.— P. 023516 — Текст: непосредственный.
86. Munsch Yann. Kinetic plasma-sheath self-organization. / Munsch Yann , Bourne Emily , Dif-Pradalier Guilhem , Donnel Peter , Ghendrih Philippe , Grandgirard Virginie , Sarazin Yanick // Nuclear Fusion—2023.— P. 23 — Текст: непосредственный.

87. Samanta Sutapa. Plasma sheath with multi-species of positive ions and surface produced negative ions. / Samanta Sutapa, Moulick Rakesh, Bhuyan P.J., Saikia B.J. // Contributions to Plasma Physics — 2023.— V.63.— no. 8.— P. e202300044 — Текст: непосредственный.
88. Li Yuzhi. The plasma-sheath transition and bohm criterion in a high recycling divertor. / Li Yuzhi, Srinivasan Bhuvana , Zhang Yanzeng, Tang Xian-Zhu // Physics of Plasmas. AIP Publishing— 2023.— V.30.— no. 6.— P. 063505— Текст: непосредственный.
89. Li Yuzhi. The effects of collisions on plasma-sheath transition. / Dissertation. Virginia Tech—2023.— 72 p.— Текст: непосредственный.
90. Meige Albert. Electron energy distribution functions in low-pressure inductively coupled bounded plasmas. / Meige Albert, Boswell Rod W. // Physics of plasmas.—2006.— V.13, no.9.— P. 092104 — Текст: непосредственный.
91. Kolobov V.I. Electron distribution function in a low-pressure inductively coupled plasma. / Kolobov V.I., Hitchon W.NG. // Physical Review E.— 1995.— V.52, no.1.— P. 972 — Текст: непосредственный.
92. Vasenkov Alex V. Electron energy distributions and anomalous skin depth effects in high-plasma-density inductively coupled discharges. / Vasenkov Alex V., Kushner Mark J. // Physical Review E.— 2002.— V.66, no.6.— P. 066411 — Текст: непосредственный.
93. Godyak Valery A. Nonequilibrium eedf in gas discharge plasmas. // IEEE transactions on plasma science.— 2006.— V. 34, no. 3.— P. 755—766 — Текст: непосредственный.
94. Scanlan John V. Langmuir probe measurements of the electron energy distribution function in radio-frequency plasmas. / Scanlan John V., Hopkins Michael B. // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films.—1992.— V. 10, no. 4.— P. 1207—1211 — Текст: непосредственный.

95. Godyak V.A. Paradoxical spatial distribution of the electron temperature in a low pressure rf discharge. / Godyak V.A., Piejak R.B. // Applied physics letters — 1993.— V. 63, no. 23.— P. 3137—3139 — Текст: непосредственный.
96. Chang Hong-Young Chung ChinWook. The nonlocal and local property of the electron energy distribution function in a low-pressure inductively coupled plasma. / Chung ChinWook, Chang Hong-Young // Physics of Plasmas—2000.— V. 7, no. 9.— P. 3826—3823 — Текст: непосредственный.
97. Singh H. Measurements of the electron energy distribution function in molecular gases in an inductively coupled plasma. / Singh H., Graves D. B. // Journal of Applied Physics — 2000.— V. 87, no. 9.— P. 4098—4106 — Текст: непосредственный.
98. Andreev S.N. Electron sink on the langmuir probe in plasma, its influence on measurements and methods to account for it. / Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A. , Kochetov I.V. , Ochkin V.N. // Plasma Sources Science and Technology — 2021.— V. 30.— no.9 .— P. 095004 — Текст: непосредственный.
99. Van der Gaag Thijs. Arbitrary eedf determination of atmospheric-pressure plasma by applying machine learning to oes measurement. / Van der Gaag Thijs, Onishi Hiroshi, Akatsuka Hiroshi // Physics of Plasmas — 2021.— V. 28, no. 3.— P. 22—23 — Текст: непосредственный.
100. Ramamurthi B. Effect of electron energy distribution function on power deposition and plasma density in an inductively coupled discharge at very low pressures. / Ramamurthi B., Economou D. J. , Kaganovich I. D. // Plasma sources science and technology — 2003.— V. 12, no. 3.— P. 302 - Текст: непосредственный.
101. Boffard J. B. Optical emission measurements of electron energy distributions in low-pressure argon inductively coupled plasmas. / Boffard J. B , Jung R.O. , Lin C.C , Wendt A.E. // Plasma Sources Science and Technology — 2010.- V. 19, no. 6.- P. 065001 - Текст: непосредственный.

102. Lee Young Wook. Eh mode transition in low-pressure inductively coupled nitrogen-argon and oxygen-argon plasmas. / Lee Young Wook, Lee Hye Lan, Chung TH // Journal of Applied Physics — 2011.— V. 109. no. 11.— P. 46 — Текст: непосредственный.
103. Levko D. Influence of electron energy distribution on fluid models of a low-pressure inductively coupled plasma discharge. / Levko D., Upadhyay R. R., Raja L. L. , Ranjan A. , Ventzek, P. // Physics of Plasmas.- 2022.— V. 29, no. 4.— P. 11 — Текст: непосредственный.
104. Park S. Characteristics of a non-maxwellian electron energy distribution in a low-pressure argon plasma. / Park S., Choe Jae-Myung, Roh Hyun-Joon, Kim Gon-Ho // Journal of the Korean Physical Society — 2014.— V. 64.— P. 1819—1827 — Текст: непосредственный.
105. Godyak V.A. Measurement of the electron energy distribution in moving striations at low gas pressures. / Godyak V.A. , Alexandrovich B.M. , Kolobov V.I. // Physics of Plasmas — 2019.— V. 26, no. 3.— P. 345—Текст: непосредственный.
106. Godyak V. A. Nonequilibrium eedf in gas discharge plasmas. // IEEE transactions on plasma science — 2006.— V. 34, no. 3.— P. 755 — 766 — Текст: непосредственный.
107. Malyshev M.V. Trace rare gases optical emission spectroscopy: Nonintrusive method for measuring electron temperatures in low-pressure, low-temperature plasmas. / Malyshev M.V., Donnelly V.M. // Physical Review E — 1999.— V. 60, no. 5.— P. 6016 — Текст: непосредственный.
108. Godyak V.A. Abnormally low electron energy and heating-mode transition in a low-pressure argon rf discharge at 13.56 mhz. / Godyak V.A., Piejak R.B. // Physical review letters — 1990.— V. 65, no. 8.— P. 996 — Текст: непосредственный.
109. Sharma S. Electric field nonlinearity in very high frequency capacitive discharges at constant electron plasma frequency. / Sharma S., Sirse N., Kuley A., Turner M. M. // Plasma Sources Science and Technology — 2020.— V. 29, no. 4.— P. 045003 — Текст: непосредственный.

110. Ding Zhe. Specificity of the eedf formation in a dusty plasma with nonmonotonic profiles of charged particles and reversal ambipolar field. / Ding Zhe , Yao Jingfeng, Rabadanov KM, [et al.] // Chinese Journal of Physics .— 2022.— V. 77.— P. 36-44 — Текст: непосредственный.
111. Godyak Valery A. Electron energy distribution function measurements and plasma parameters in inductively coupled argon plasma. / Godyak Valery A. , Piejak R.B. , Alexandrovich B.M. // Plasma Sources Science and Technology — 2002.— V. 11.— no.4.— P. 525 — Текст: непосредственный.
112. Ершов А.П. Об обработке вольт-амперных характеристик зонда Ленгмюра в немаксвелловской плазме / Ершов, А.П., Довженко, В.А., Кузовников, А.А., Окс, С.Н. // Физика плазмы.—. 1981.— Т. 7, №. 3.— С. 609 — Текст: непосредственный.
113. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме/ В.Л. Гинзбург — Физматиздат.—. 1960.— 684 с.— Текст: непосредственный.
114. Schottky W. Wandstromme und theorie der positiven saule. / Schottky, W. // Phys. Z.— 1924.— V.25.— P. 342 — Текст: непосредственный.
115. Herlin M.A. Electrical breakdown of a gas between coaxial cylinders at microwave frequencies. / Herlin M.A. , Brown S.C. // Physical Review.-1948.- V. 74, no. 8.— P. 910 — Текст: непосредственный.
116. Brown Sanborn C. High-frequency gas-discharge breakdown. / Brown Sanborn C. // Proceedings of the IRE.— 1951.— V. 39, no. 12.— P. 1493—1501 — Текст: непосредственный.
117. Абдуллин И.Ш. Расчет характеристик индукционного диффузионного разряда / Абдуллин И.Ш., Сальянов Ф.А. // Изв. Сиб. отд-ния АН СССР. Сер.техн.наук.—. 1981.— Т. 3, № 13.— С. 100—103.— Текст: непосредственный.
118. Абрамовиц М. Справочник по специальным функциям / Абрамовиц М.— Наука.—. 1979.— 832 с.— Текст: непосредственный.

119. Thomson J.J. The electrodeless discharge through gases. / Proceedings of the Physical Society — 1927.— V. 40, no. 1.— P. 79 — Текст: непосредственный.
120. Henriksen B.B. Electromagnetic field in electrodeless discharge. / Henriksen B.B., Keefer D.R., Clarkson M.H. // Journal of Applied Physics — 1971.— V. 42, no. 13.— P. 5460—5464 — Текст: непосредственный.
121. Сорокин Л.М. Расчет электромагнитных полей в индукционном разряде / Сорокин Л.М., Шевченко В.З. // Физ. и хим. обработки материалов.-. 1971.— № 6.— С. 45—147 — Текст: непосредственный.
122. Eckert H.U. Equations of the electrodeless ring discharge and their solution for the breakdown criterion. / Eckert H.U. // Ionization Phenomena in Gases, Volume I.— 1960.— 320 p.— Текст: непосредственный.
123. Eckert H.U. Diffusion theory of the electrodeless ring discharge. / Eckert H.U // American Institute of Physics.— 1962.— V. 33, no. 9.— P. 2780—2788 — Текст: непосредственный.
124. Абдуллин И.Ш. Математическое моделирование плазмы индукционного диффузного разряда. / И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин // Изв. Сиб. отд-ния АН СССР. Сер. техн.наук.— 1985.— Т. 3, № 16.— С. 106—109 — Текст: непосредственный.
125. Груздев В.А. Приближенное решение задачи о стационарном индуцированном высокочастотном разряде / Груздев В.А., Ровинский Р.Е., Соболев А.П. // ПМТФ.—. 1967.- 143 с.- Текст: непосредственный.
126. Лупан Ю.А. Об одной возможности уточнения результатов элементарной теории ВЧ разряда в воздухе / Ю.А. Лупан // Журнал технической физики.—. 1976.— Т. 46, № 11.— С. 2321—2326 - Текст: непосредственный.
127. Romig Mary F. Steady state solutions of the radiofrequency discharge with flow. / Mary F. Romig // The Physics of Fluids.— 1960.— Т. 3, № 1.— С. 129—133 — Текст: непосредственный.

128. Желтухин В.С. Численные методы решения нелинейных двумерных задач теории неравновесной низкотемпературной плазмы. — Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. — Казань, 1987. — 134 с. — Текст непосредственный.
129. Дресвин С.В. Основы теории и расчета высокочастотных плазмотронов. / Энергоатомиздат — 1991.— 312 с.— Текст: непосредственный.
130. Райзер Ю. Высокочастотный емкостный разряд. Физика. Техника эксперимента. Приложения / Райзер Ю., Шнейдер М., Яценко Н. — Наука, ФИЗМАТЛИТ, МФТИ.—. 1995.— 332 с.— Текст: непосредственный.
131. Boeuf J.P. Radiofrequency discharge modeling. / J.P. Boeuf, Ph. Belenguer, J. Wang // MRS Online Proceedings Library (OPL) — 1989.— V. 165.— P. 17 — Текст: непосредственный.
132. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. — Гостехиздат.—. 1957.— Т. 68.— 532 с.— Текст: непосредственный.
133. Ильин В. П. Численные методы решения задач электрофизики / Ильин, В. П. — Наука.—. 1985.— 336 с.— Текст: непосредственный.
134. Бёрд Г. Молекулярная газовая динамика. / М.: Мир — 1981.— 319 с.— Текст: непосредственный.
135. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред / М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1984.— 518 с.— Текст: непосредственный.
136. Герман А.Л. Сверхзвуковые струи плазмы / Герман А. Л. — Машиностроение.—. 1985.— 264 с.— Текст: непосредственный.
137. Власов В.И. К обоснованию плазмохимического способа получения углеродных наноструктур в потоке ВЧ-плазмотрона / Власов В.И. , Залогин Г.Н., Кусов А.Л. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2008.— Т. 7.— С. 30 — Текст: непосредственный.

138. Власов В.И. Сублимация частиц углерода в плазменном потоке, генерируемом в высокочастотном индукционном плазмотроне / Власов, В.И., Залогин, Г.Н., Кусов, А.Л. // Журнал технической физики.— 2007.— Т. 77, № 1.— С. 30—37 — Текст: непосредственный.
139. Рычков А. Д. Истечение из полузамкнутого объема струи низкотемпературной плазмы, образовавшейся под воздействием электрического разряда / Рычков, А. Д. , Милошевич, Х. , Шокина, Н. Ю. // Физика горения и взрыва.— 2005.— Т. 41, № 3.— С. 58—64 - Текст: непосредственный.
140. Архипов А. С. Численное моделирование в трехмерной постановке струи плазмы, выходящей в окружающее пространство из стационарного плазменного двигателя / А.С. Архипов, А.М. Бишаев // Журнал вычислительной математики и математической физики.— 2007.— Т. 47, № 3.— С. 490—505 — Текст: непосредственный.
141. Ерофеев А.И. Пространственное обтекание пластины гиперзвуковым потоком разреженного газа / А.И. Ерофеев // Ученые записки ЦАГИ.—1978.— Т. 9.— № 5.— С. 77—83 — Текст: непосредственный.
142. Bird G.A. Rarefied hypersonic flow past a slender sharp cone. / G.A. Bird // Rarefied gas dynamics.— 1985.— V. 1.— P. 349—356 — Текст: непосредственный.
143. Wen De-Qi. A hybrid model of radio frequency biased inductively coupled plasma discharges: Description of model and experimental validation in argon. / Wen De-Qi, Liu Wei, Gao Fei, Lieberman MA, Wang You-Nian // Plasma Sources Science and Technology.- 2016.— V. 25, no. 4.— P. 045009 — Текст: непосредственный.
144. Kemaneci E. A computational analysis of the vibrational levels of molecular oxygen in low-pressure stationary and transient radio-frequency oxygen plasma. / E. Kemaneci, Booth Jean-Paul, Chabert Pascal, [et al.] // Plasma Sources Science and Technology.— 2016.— V. 25, no. 2.— P. 025025 — Текст: непосредственный.

145. Boulos M. I. Rf inductively coupled plasma torches. / Boulos M. I. , Fauchais P. L. , Pfender E. // Handbook of Thermal Plasmas — 2023.— P. 849—904 — Текст: непосредственный.
146. Jeong YoungDo. Fluid simulation of a pulse-modulated, inductively coupled plasma discharge with radio frequency bias. / Jeong YoungDo, Lee Young Jun, Kwon Deuk-Chul, Choe HeeHwan // Current Applied Physics — 2017.— V. 17, no. 3.— P. 403—408 — Текст: непосредственный.
147. Алейников, С. М. Метод граничных элементов в контактных задачах для упругих пространственно неоднородных оснований, диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. / С.М. Алейников. — Дисс. . . . д-ра техн. наук. — Воронеж, 2000. — 756 с. — Текст: непосредственный.
148. Галлагер Р. Метод конечных элементов / Р. Галлагер // Мир. —1984.— 428 с.— Текст: непосредственный.
149. Митчелл Э. Метод конечных элементов для уравнений с частными производными / Митчелл Э., Уэйт Р. // Мир.—. 1981.— 216 с.- Текст: непосредственный.
150. Самарский А.А. Методы решения сеточных уравнений / А.А. Самарский, Е.С. Николаев — Наука. —1978.— 592 с.— Текст: непосредственный.
151. Самарский А.А. Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры / А.А. Самарский, А.П. Михайлов — 2-е изд., испр. — М.: ФИЗМАТЛИТ.—. 2002.— 320 с.— Текст: непосредственный.
152. Самарский А.А. Математическое моделирование и вычислительный эксперимент // Вестник Ан СССР.—. 1979.— Т. 5.— С. 38—49.— Текст: непосредственный.
153. Samarski A.A. Numerical methods in plasma physics. Springer, // Computing Methods in Applied Sciences and Engineering, 1977 II: Third International Symposium December 5—9, 1977.— 2005.— P. 233—247.— Текст: непосредственный.

154. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / Патанкар С. — Энергоатомиздат.— 1984.— 428 с.— Текст: непосредственный.
155. Иванов М. С. Экономичные схемы прямого статистического моделирования течений разреженного газа / Иванов М. С., Рогазинский С. В. // Математическое моделирование. —1989.— Т. 1, № 7.—С. 130—145 — Текст: непосредственный.
156. Михайлов Г. А. Метод прямого статистического моделирования в динамике разреженного газа / Михайлов, Г. А. — Изд-во ВЦ СО АН СССР.— 1988.— 117 с.— Текст: непосредственный.
157. Bird G. A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows. / Bird G. A. — Oxford university press — 1994.— 458 p.— Текст: непосредственный.
158. Печатников Ю.М. Вероятностная модель и метод моделирования газовых потоков через вакуумные элементы при молекулярно-вязкостном режиме/ Ю.М. Печатников // Инженерная физика.— 2003.— Т. 3.— С. 32—36 — Текст: непосредственный.
159. Печатников Ю.М. Современные модели и методы моделирования переходного течения разреженных газов // Журнал технической физики.— 2003.— Т. 73, № 12.— С. 20—25.— Текст: непосредственный.
160. Печатников Ю.М. Физические явления и процессы переходного течения разреженного газа // Прикладная физика.— 2004.— № 2.— С. 19—25.— Текст: непосредственный.
161. Асламова В. С. Разностные схемы уравнений Навье-Стокса в переменных, функция тока-вихрь и их решение методом прогонки с использованием дробных шагов / В. С. Асламова, Т. Н. Мусева // Современные технологии. Системный анализ. Моделирование.— 2009.— № 3.— С. 120—127— Текст: непосредственный.
162. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики / Г. И. Марчук // Наука.— 1980.— 456 с.— Текст: непосредственный.

163. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики / Н. Н. Яненко // 1967.— 196 с.— Текст: непосредственный.
164. Богомолов С.В. О сходимости метода суммарной аппроксимации для уравнения Больцмана / С.В. Богомолов. // Препринт ИПМ им. МВ Келдыша № 184 — 1979.— 25 с.— Текст: непосредственный.
165. Яницкий В. Е. Применение процессов случайных блужданий для моделирования свободномолекулярного движения газа // Журнал вычислительной математики и математической физики.— 1974.— Т. 14, № 1.— С. 259 — 262 С.— Текст: непосредственный.
166. Bird G.A. Approach to translational equilibrium in a rigid sphere gas. / G.A. Bird // Phys. Fluids — 1963.— V. 6.— P. 1518—1519 — Текст: непосредственный.
167. Nanbu K. Direct simulation scheme derived from the boltzmann equation. i. monocomponent gases. / K. Nanbu // Journal of the Physical Society of Japan — 1980.— V. 49.— no. 5.— P. 2042—2049 — Текст: непосредственный.
168. Babovsky H. On a simulation scheme for the boltzmann equation. / Babovsky H. , Neunzert H. // Mathematical methods in the applied sciences — 1986.— V.8.—no.1.— P. 223—233— Текст: непосредственный.
169. Беликов А. Е. Время вращательной релаксации азота в аргоне / А. Е. Беликов, И. Ю. Соловьев, Г. И. Сухинин, Р. Г. Шарафутдинов // Прикладная механика и техническая физика.— 1987.— Т. 28, № 4.— С. 131—138 - Текст: непосредственный.
170. Аристов В. В. Решение задачи об одномерной теплопередаче в разреженном газе двумя методами / Аристов, В. В., Иванов, М. С., Черемисин, Ф. Г. // Журнал вычислительной математики и математической физики.— 1990.— Т. 4, № 4.— С. 623—626 — Текст: непосредственный.

171. Nanbu K. Heat transfer between parallel plates in continuum to free molecular regime. / Nanbu K. // Rep. Inst. High Speed Mech., Tohoku Univ. — 1983.— no. 364.— V. 47.— 327 p.— Текст: непосредственный.
172. Koura K. Transient couette flow of rarefied binary gas mixture / K. Koura // Прикладная механика и техническая физика.—. 1970.— V. 13.— P. 1457—1466 — Текст: непосредственный.
173. Nanbu K. Analysis of the couette flow by means of the new direct-simulation method. / Nanbu, K. // Journal of the Physical Society of Japan.— 1983.— V.52.— no. 5.— P. 1602—1608 — Текст: непосредственный.
174. Генич А. П. Приложение весовых схем статистического моделирования течений многокомпонентного газа к расчёту структуры ударной волны / А. П. Генич, С. В. Куликов, Г. Б. Манелис, [и др.] // Журнал вычислительной математики и математической физики.-. 1986.— Т. 26, № 12.— С. 1839—1854 — Текст: непосредственный.
175. Ерофеев А.И. Расчет поперечного обтекания пластины потоком разреженного газа / А.И. Ерофеев, В.А. Перепухов. *Изв. АН СССР, МЖГ*, // 1976.—№ 4.— С. 106—112 — Текст: непосредственный.
176. Николаев К.В. Аэродинамические и тепловые характеристики обтекания затупленных тел разреженным газом / К.В. Николаев // Кандидатская диссертация—М.:МФТИ. —1990.— 216 с.— Текст: непосредственный.
177. Ерофеев А.И. Расчет обтекания конуса под углом атаки гиперзвуковым потоком разреженного газа / Ерофеев А.И. // Ученые записки ЦАГИ.—. 1979.— Т. 10.— С. 122—127 — Текст: непосредственный.
178. Koura K. Variable soft sphere molecular model for inverse-power-law or lennard-jones potential. / Koura K., Matsumoto H. // Physics of fluids A: fluid dynamics.— 1991.— V. 3, no. 10.— P. 2459—2465 — Текст: непосредственный.

179. Ермаков С.М. Статистическое моделирование / Ермаков С.М., Михайлов Г.А. — ФИЗМАТЛИТ.—. 1982.— 296 с.— Текст: непосредственный.
180. Русаков С. В. Статистическое моделирование течений разреженного газа с учетом внутренних степеней свободы молекул / Русаков С. В. — Моск. физ.-техн. ин-т (гос. ун-т).—. 2000.— 125 с.— Текст: непосредственный.
181. Гасилов В. А. Пакет прикладных программ maple3d для моделирования на высокопроизводительных ЭВМ импульсной магнитоускоренной плазмы / В. А. Гасилов, А.С. Болдарев, С.В. Дьяченко, [и др.] // Математическое моделирование.—. 2012.— Т. 24, № 1.— С. 55—87 — Текст: непосредственный.
182. Пакет FLUENT [электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.ansys.com/products>. 2017.— Текст: электронный.
183. Пакет ANSYS [электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.ansys.com/>. 2017.— Текст: электронный.
184. Пакет Elmer [электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.elmerfem.org/>. 2017.— Текст: электронный.
185. Пакет SALOME [электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.salome-platform.org/>. 2017.— Текст: электронный.
186. Пакет OPENFOAM [электронный ресурс]. Режим доступа: <http://openfoam.com/>.— 2023— Текст: электронный.
187. Пакет COMSOL Multiphysics [электронный ресурс]. Режим доступа: <https://www.comsol.com/>. Comsol ab. —2024— Comsol multiphysics, license no 9602172 — Текст: электронный.
188. Шемахин А.Ю. Характеристики струйного ВЧ-индукционного разряда пониженного давления в процессах обработки твердых тел / А.Ю. Шемахин, И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин // Информационные и математические технологии в науке и управлении. 34:90–100, 2024— Текст: непосредственный.

189. Смирнов В.М. Атомные и молекулярные столкновения в плазме. / В.М. Смирнов. — М: Атомиздат. — 1968. — 354 с. — Текст: непосредственный.
190. Диагностика плазмы. Вып.5 / Под ред. М.И. Пергамент. — М: Энергоиздат. — 1986. — 303 с. — Текст: непосредственный.
191. Савенко В.Г. Измерительная техника. / В.Г. Савенко. — М: Высшая школа. — 1974. — 335 с. — Текст: непосредственный.
192. Бекетова А.К., Белозеров А.Ф., Березкин А.И. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. — Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1979. — 232 с.
193. ГОСТ Р 8.736-2011. Государственная система обеспечения единства измерений. Измерения прямые многократные. Методы обработки результатов измерений. Основные положения: дата введения 2013-12-13 / разработан Федеральным государственным унитарным предприятием «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева» (ФГУП ВНИИМ им. Д.И. Менделеева) Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии — М: Стандартинформ. — 2013. — Текст непосредственный.
194. Kral'kina E. A. Low-pressure radio-frequency inductive discharge and possibilities of optimizing inductive plasma sources. / E.A. Kral'kina // Physics-Uspekhi. — 2008. — Т. 51. — №. 5. — С. 493. — Текст: электронный.
195. Kralkina e. a. rf power absorption by plasma of a low-pressure inductive discharge / kralkina e. a., rukhadze a. a., pavlov v. b. et al. // plasma source sci. technol. — 2016. — vol. 25, no. 1.— p 015016.
196. Ивандиков Ф.И. Физические процессы в маломощном индуктивном источнике плазмы в слабом внешнем магнитном поле. / Ф. И. Ивандиков, И. И. Задириев, Е. А. Кралькина // Прикладная физика. — 2021. — № 5. — С. 38—43. — Текст: электронный.
197. Задириев И.И. Импульсный ВЧ индуктивный разряд как эффективный рабочий процесс сеточного ВЧ источника ионов. / И. И. Задириев,

- Е. А. Кралькина, К. В. Вавилин [и др.]. // Успехи прикладной физики. — 2023. — Том 11, № 3. — С. 213—220. — Текст: электронный.
198. Wang H. Similarity rules for inductive radio frequency plasmas with thermohydrodynamic coupling effects. / Wang H., Yang D., Zheng B., Fu Y. // Journal of Applied Physics — 2023.— Vol. 134. №. 6, P. 1—8.— Текст: непосредственный.
 199. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме / С.И. Брагинский // Вопросы теории плазмы.—. 1963.— № 1.— С. 183-272 — Текст: непосредственный.
 200. Биберман Л.М. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы / Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов — Наука.—. 1982.— 376 с.— Текст: непосредственный.
 201. Митчнер М. Частично ионизованные газы / М. Митчнер, Ч. Кругер — М.: Мир.—. 1976.— 496 с.— Текст: непосредственный.
 202. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. —1987.— 592 с.— Текст: непосредственный.
 203. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах / И. Мак-Даниэль. Пер. с англ. Л.А. Арцимовича. — М: Мир. — 1967. — 832 с. — Текст: непосредственный.
 204. Энгель А. Ионизованные газы / А. Энгель — Физматгиз.—. 1959.— 120 с.— Текст: непосредственный.
 205. Kenneth B. Atomic recombination in a hypersonic wind-tunnel nozzle. / B. Kenneth, N. Corbett // Journal of Fluid Mechanics.—1959.— V.6.— no. 1.— P. 1—32 — Текст: непосредственный.
 206. Raizer Yu.P. Residual ionization of a gas expanding in vacuum. / Raizer Yu.P. // Sov. Phys. JETP.-1960.- V.10.- P. 411—416 — Текст: непосредственный.
 207. Петунин А.Н. Методы и техника измерения параметров газового потока / А.Н. Петунин //. 1972.— 322 с.— Текст: непосредственный.

208. Ferreira C.M. Electron transport parameters and excitation rates in argon. / C.M. Ferreira, J. Loureiro // Journal of Physics D: Applied Physics.—1983.— V.16.— no. 9.— P. 1611 — Текст: непосредственный.
209. Ferreira C.M. Populations in the metastable and the resonance levels of argon and stepwise ionization effects in a low-pressure argon positive column. / C.M. Ferreira, J. Loureiro, A. Ricard // Journal of applied physics.— 1985.— V.57.— no.1.— P. 82—90.- Текст: непосредственный.
210. Karoulina E.V. Computer simulation of microwave and dc plasmas: comparative characterisation of plasmas. /Karoulina E.V., Lebedev Yu.A.//Journal of Physics D: Applied Physics.— 1992.— V.25.— no. 3.— P. 401.— Текст: непосредственный.
211. Lymberopoulos D.P. Fluid simulations of glow discharges: Effect of metastable atoms in argon. /Lymberopoulos Dimitris P., Economou Demetre J.//Journal of applied physics.—1993.— V.73.— no. 8.— P. 3668-3679 — Текст: непосредственный.
212. Рязанов Г.А. Электрическое моделирование с применением вихревых полей/ Г.А. Рязанов — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. —1969.— 336 с.— Текст: непосредственный.
213. Пименов Ю.В. Техническая электродинамика/ Ю.В. Пименов, В.И. Вольман, А.Д. Муравцов — Москва: Связь. —2000.— 487 с.— Текст: непосредственный.
214. Jackson J.D. Classical electrodynamics. / Jackson J.D — John Wiley and Sons.—2021.— 841 p.— Текст: непосредственный.
215. PHELPS database [электронный ресурс]. Joint institute for laboratory astrophysics.-url: <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr> (retrieved june 4 2013)—. — Текст: электронный.
216. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование ВЧ-плазмы пониженного давления для цилиндрической вакуумной камеры с заряженным

- образцом / А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин, Е.Ю. Шемахин // Информационные и математические технологии в науке и управлении. —2021. — №. 4 (24). — С. 44—49.— Текст: непосредственный.
217. Желтухин В.С. Численное и экспериментальное исследование эффекта разогрева недорасширенной струи разреженной ВЧ плазмы при истечении в затопленное пространство / В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин, А.А. Хубатхузин, К.В. Ананьев // Вестник Казанского технологического университета. —2016. Т. 19. № 18. С. 127—131.— Текст: непосредственный.
218. Ладыженская О.А. Линейные и квазилинейные уравнения эллиптического типа / Ладыженская О.А., Уральцева Н.Н. // Наука.—. 1973.— 344 с.— Текст: непосредственный.
219. Митчелл Э. Метод конечных элементов для уравнений с частными производными / Э. Митчелл, Р. Уэйт // Мир.—. 1981.— 266 с.— Текст: непосредственный.
220. Saad Y. A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems. / Saad Y., Schultz M. H. // SIAM Journal on scientific and statistical computing — 1986.— Vol 7. №. 3, P. 856—869.— Текст: непосредственный.
221. Hagelaar G.J.M. Solving the boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. / Hagelaar G.J.M, Pitchford L.C. // Plasma sources science and technology — 2005.— V. 14, no. 4.— P. 722 — Текст: непосредственный.
222. Пакет BOLSIG+. Режим доступа: Ver. 03/2016 <https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>. — Текст: электронный.
223. Yamabe C. Measurement of free-free emission from low-energy-electron collisions with ar. / Yamabe C., Buckman S.J., Phelps A.V. // Physical Review A — 1983.— V.1, no. 3.— P. 1345 — Текст: непосредственный.
224. Желтухин В. С. Модификация метода Шарфеттера-Гуммеля для нахождения потока заряженных частиц при моделировании высокоча-

- стотного емкостного разряда / Желтухин, В. С., Фадеева, М. С., Чебакова, В. Ю. // Ученые записки Казанского университета. Серия Физико-математические науки.- 2017.- Т. 159 № 4.— С. 444—457 — Текст: непосредственный.
225. Желтухин В.С. Самосогласованная по внутренним и внешним параметрам модель высокочастотного индукционного разряда пониженного давления / В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин, Т.Н. Терентьев, Е.С. Самсонова // Таврический вестник информатики и математики. —2021.— № 2 .— С. 24-31 — Текст: непосредственный.
226. Абдуллин И.Ш. Модель взаимодействия плазмы индукционного высокочастотного разряда пониженного давления с наночастицами серебра / И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, И.А. Бородаев, А.Ю. Шемахин // Успехи прикладной физики. —2013. № 3. С. 291—295.— Текст: непосредственный.
227. Желтухин В.С. Абдуллин И.Ш. Применение ВЧ-плазмы пониженного давления в процессах полировки твердых тел. / И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин // Вестник Казанского технологического университета. — 2003. — № 1. — С. 137-143. — Текст: непосредственный.
228. Shemakhin A.Yu. Mathematical modeling of rf plasma flow with metastable atoms at low pressure. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin // Mathematica Montisnigri.— 2017.— V. 39.— P. 126 — Текст: непосредственный.
229. Shemakhin A.Yu. Calculation of the main characteristics in the approximation of endless solenoid. / A.Yu. Shemakhin, D.V. Shurtakova, A.Kh. Nurullina, V.S. Zheltukhin, I.A. Borodaev // Modern Science.— 2017.— № 8.— P. 9—13 — Текст: непосредственный.
230. Абдуллин И.Ш. Математическое моделирование газодинамики струйных течений высокочастотной плазмы пониженного давления / И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, А.А. Хубатхузин, А.Ю. Шемахин // Казань: КНИТУ.- 2014.— 166 с.,ил. ISBN 978-5-85247-777-4.— Текст: непосредственный.

231. Шемахин А.Ю. Программа расчета параметров тлеющего разряда пониженного давления. v.1.0.0. 2018. № регистрации 0002022. / А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин, Р.Р. Сафиуллина. — Текст : электронный.
232. Шемахин А.Ю. Программа визуального масштабирования при отображении двухмерных графиков посредством web-интерфейса. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014617244 от 16.07.2014. / А.Ю. Шемахин, Е.Ю. Рябченко, И.В. Филин. — Текст : электронный.
233. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование процессов в струйном ВЧИ-разряде пониженного давления / xviii Всероссийской молодежной научно-инновационной школе «Математика и математическое моделирование»: сборник материалов, (г. Саров, 10-12 апреля 2024 г.). Саров: ООО «Интерконтакт» 2024.— С. 535 — Текст: непосредственный.
234. Шемахин А.Ю. Сквозная модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления / 51-я конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сборник тезисов, (г. Звенигород, 18—22 марта 2024 г.). Москва: АО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН»—2024.— С. 185—Текст: непосредственный.
235. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование струйного ВЧИ-разряда пониженного давления / xviii Всероссийская школа-конференция молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии»: Тез. докл. 10 марта — 18 марта 2024 г., Новосибирск — Шерегеш. Новосиб. гос. ун-т. — Новосибирск: ИПЦ НГУ—2024.— С. 226 — Текст: непосредственный.
236. Шемахин А.Ю. Сквозная модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления / iv международная конференция «газоразрядная плазма и синтез наноструктур»: сборник трудов (г. Казань, 6-9 декабря 2023 г.). М-во высшего образования и науки Рос. Федерации, М-во образования и науки Респ. Татарстан, Казанский нац. исследовательский технический ун-т и др. — Казань : Бук — 2023.— С. 676 — Текст: непосредственный.

237. Шемахин А.Ю. Сквозная модель и расчет параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления / x Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз-2024»: Сборник научных трудов. (г. Москва, 26—29 марта 2024). М.: НИЯУ МИФИ — 2024.— С. 464 — Текст: непосредственный.
238. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование процессов в ВЧ-разряде в динамическом вакууме // xvii Всероссийская молодежная научно-инновационная школа «Математика и математическое моделирование» (МММ-2023): Сборник материалов, (г. Саров, 5—7 апреля 2023) / под ред. Сироткиной А.Г. Саров: ООО «Интерконтакт».—2023.— С. 473 — Текст: непосредственный.
239. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование потока ВЧ-плазмы пониженного давления в условиях динамического вакуума / Шемахин, А.Ю. // ix Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз—2023»: Сборник научных трудов. (г. Москва, 28—31 марта 2023), под ред. Крупышевой П.О. — М.: НИЯУ МИФИ —. 2023,— С. 440 — Текст: непосредственный.
240. Шемахин А.Ю. Особенности струйного ВЧ-разряда в условиях динамического вакуума / I Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: Сборник тезисов докладов. (Звенигород, 20 – 24 марта 2023 г.). Составители: В.А. Иванов, И.А. Гришина, М.Л. Нагаева, Д.Г. Васильков, С.А. Двинин, Ю.А. Лебедев, Г.А. Вергунова, А.И. Мещеряков — М.: АО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН» .— 2023.— С. 346 — Текст: непосредственный.
241. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование потока ВЧ-плазмы пониженного давления для цилиндрической вакуумной камеры в условиях динамического вакуума / xvii Всероссийская школа-конференция молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии»: Тез. докл. xvii Всерос. конф. молодых ученых 26 февраля — 6 марта 2023 г., Новосибирск — Шерегеш под ред. Е.И. Крауса; Новосиб. гос. ун-т. — Новосибирск : ИПЦ НГУ.— 2023.— С. 240 — Текст: непосредственный.

242. Шемахин А.Ю. Модель струйного ВЧ-разряда в условиях динамического вакуума / iii Международная конференция "Газоразрядная плазма и синтез наноструктур"(gdp nano 2022): сборник трудов (г. Казань, 1—4 декабря 2022 г.) / М-во высшего образования и науки Рос. Федерации, М-во образования и науки Респ. Татарстан, Казанский нац. исследовательский технический ун-т и др. — Казань: Бук.—. 2022.— С. 676 — Текст: непосредственный.
243. Шемахин А.Ю. Математическая модель ВЧ-разряда в динамическом вакууме / Четырнадцатая Международная конференция по Прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли (ammai 2022) — Материалы тезисов, 4–13 сентября 2022 г., Алушта. — М.: Изд-во МАИ.—. 2022.— С. 488 — Текст: непосредственный.
244. Shemakhin A.Yu. Mathematical modeling of rf plasma flow in vacuum chamber at low pressures. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin // X International conference Plasma physics and plasma technology (PPPT-10, г. Минск): proceedings of the X International conference, Minsk, 12-16 Sept.— 2022.— С. 374—377 — Текст: непосредственный.
245. Шемахин А.Ю. Математическая модель ВЧ-разряда в условиях динамического вакуума. /А.Ю. Шемахин // XIV Международная научно-техническая конференция "Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий"(НТП ПНФП 2022): Сборник материалов / (Казань, 1-4 ноября 2022 г.): Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2022.— С. 366—370. — Текст : непосредственный.
246. Shemakhin A.Yu. Mathematical modeling of plasma flow at low pressure in vacuum chamber with charge on body. / Shemakhin Aleksandr, Zheltukhin Victor, Shemakhin Evgeny // Сборник тезисов международного семинара IWCI-2022.— 2022.— С. 14 — Текст: непосредственный.
247. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование потока ВЧ-плазмы пониженного давления при наличии модельного образца. Математика и математическое моделирование / Шемахин А.Ю., Желтухин В.С., Шемахин Е.Ю. // Сборник Всероссийской молодёжной научно-инно-

- вационной школы. «Интерконтакт». — 2022. — С. 4—5 — Текст: непосредственный.
248. Шемахин А.Ю. Моделирование зависимости электронной плотности в индукционной плазме аргона от частоты поля. / А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин, Е.С. Самсонова, Т.Н. Терентьев // Математика и математическое моделирование: Сборник Всероссийской молодёжной научно-инновационной школы. «Интерконтакт», 2022. С. 3. — Текст : непосредственный.
 249. Shemakhin A. Mathematical modeling of rf plasma flow at low pressures in vacuum chamber with charged body. / A. Shemakhin // Proceedings and programme of the International workshop IWCI-2021. — 2021. — P. 68. — Текст : непосредственный.
 250. Желтухин В.С. Самосогласованная одномерная модель индукционно-связанного высокочастотного разряда пониженного давления. / В.С. Желтухин, А. Ю. Шемахин, Т. Н. Терентьев, Е. С. Самсонова // Сборник материалов международной конференции КРОМШ. — Симферополь: ПОЛИПРИНТ.— 2021. — С. 97. — Текст : непосредственный.
 251. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование потока ВЧ-плазмы пониженного давления с модельным заряженным образцом. / А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Тезисы XXVI Байкальской Всероссийской конференции с международным участием. — 2021.— С. 97. — Текст : непосредственный.
 252. Shemakhin A. Yu. Investigation of low-pressure ion cyclotron range of frequencies discharge in a self-consistent formulation. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin, E.S. Samsonova, T.N. Terentev // Book of abstracts XXXVI International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter.— 2021.— С. 239 — Текст: непосредственный.
 253. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование высокочастотной плазмы пониженного давления для цилиндрической вакуумной камеры с заряженным образцом в потоке. / А.Ю. Шемахин // II Международная конференция «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур»

- : сборник трудов, (г. Казань, 1-4 декабря 2021 г.) / под ред. Б. А. Тимеркаева. — Казань : Бук, 2021. — 388 с. (2021 г.), С.37. — Текст : непосредственный.
254. Шемахин А.Ю. Расчет параметров ВЧИ-разряда пониженного давления в 2d постановке. / А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин, Т.Н. Терентьев, Е.С. Самсонова // II Международная конференция «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур» : сборник трудов, (г. Казань, 1-4 декабря 2021 г.) / под ред. Б. А. Тимеркаева. - Казань : Бук.- 2021. — 388 с. — Текст : непосредственный.
255. Желтухин В.С. Условие самосогласования параметров установившегося ВЧИ разряда при пониженном давлении. / В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин, Т.Н. Терентьев, Е.С. Самсонова // II Международная конференция «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур» : сборник трудов, (г. Казань, 1-4 декабря 2021 г.) / под ред. Б. А. Тимеркаева. — Казань : Бук.— 2021. — 380 с. — Текст : непосредственный.
256. Shemakhin A. Yu. Mathematical modeling of radio-frequency plasma flow at low pressures in nonlocal approximation. / A. Yu. Shemakhin, V. S. Zheltukhin // Сборник тезисов XXXV Международной конференции «Уравнения состояния вещества».— 2020.— С. 250. — Текст : непосредственный.
257. Желтухин В.С. Расчет условий поддержания ВЧИ-разряда с использованием самосогласованной модели. / В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин, Т.Н.Терентьев, Е.С. Самсонова // I Международная конференция «Газоразрядная плазма и синтез наноструктур» : сборник трудов. — 2020. — С. 132-135. — Текст : непосредственный.
258. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование параметра ВЧИ-разряда с продувом газа в нелокальном приближении. / А. Ю. Шемахин, В. С. Желтухин // Сборник материалов международной конференции КРОМШ-2020, Симферополь «Полипринт».— 2020.— С. 269-271. — Текст : непосредственный.

259. Самсонова Е.С. Самосогласованная модель ВЧ индукционного разряда пониженного давления. / Е. С. Самсонова, Т. Н. Терентьев, А. Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Сборник материалов международной конференции КРОМШ-2020, Симферополь «Полипринт».— 2020.— С. 255—256. — Текст : непосредственный.
260. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование параметров ВЧИ-плазмы при пониженных давлениях. / А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Сборник материалов международной конференции КРОМШ-2019 «XXX крымская осенняя математическая школа-симпозиум по спектральным и эволюционным задачам».— 2019.— С. 290-292. — Текст : непосредственный.
261. Shemakhin a.yu. mathematical modelling of rarefied rf plasma flow with electrodynamics. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin // Proceedings of the XXXIII International Conference on Equations of State for Matter.— 2018.— P. 421. — Текст : непосредственный.
262. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование потока ВЧ-плазмы пониженного давления с учетом влияния электромагнитного поля. 2019.— С. 128—130— Текст: непосредственный.
263. Сафиуллина Р.Р. Расчет основных характеристик тлеющего разряда в одномерном локальном приближении. / Р. Р. Сафиуллина, А. Ю. Шемахин, В. С. Желтухин, Е. Ю. Рябченко // Сборник материалов международной конференции “XXIX Крымская Осенняя Математическая Школа-симпозиум по спектральными эволюционным задачам” (КРОМШ-2018). Секции 4—9.— 2018.— С.116—118. — Текст : непосредственный.
264. Губанова Э.Р. Расчет основных характеристик ВЧЕ-разряда пониженного давления в одномерном приближении с помощью метода БПФ. / Э.Р. Губанова, А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Сборник материалов международной конференции “XXIX Крымская Осенняя Математическая Школа-симпозиум по спектральными эволюционным задачам” (КРОМШ-2018). Секции 4—9.— 2018.— С.105—106. — Текст : непосредственный.

265. Shemakhin A.Yu. Mathematical modelling of rf plasma flow with metastable atoms at low pressure. / A.Yu. Shemakhin, V.S. Zheltukhin // Proceedings of the International Conference “Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter”.— 2017.- P. 96. — Текст : непосредственный.
266. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование процессов в ВЧ-плазме при пониженных давлениях. / А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Сборник материалов международной конференции КРОМШ.— 2017.— С.67—68. — Текст : непосредственный.
267. Губанова Э.Р. Расчет ряда характеристик ВЧЕ-разряда пониженного давления в одномерном приближении с помощью метода БПФ. / Э.Р. Губанова, А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Сборник материалов международной конференции КРОМШ.— 2017.— С.39—40. — Текст : непосредственный.
268. Zheltukhin V. Modeling and simulation of rarefied rf plasma flow. / V. Zheltukhin, A. Shemakhin // Bulletin of the American Physical Society. — 2017. — V. 62.— P. 30—35. — Текст : непосредственный.
269. Сафиуллина Р.Р. Расчет ряда характеристик тлеющего разряда в одномерном локальном приближении. / Р.Р. Сафиуллина, А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Сборник материалов международной конференции КРОМШ. — 2017. — С.51—52. — Текст : непосредственный.
270. Шемахин А.Ю. Математическая модель потока ВЧ-плазмы при пониженных давлениях. / А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин. // Сборник тезисов Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП.— 2017.— С. 142. — Текст : непосредственный.
271. Нуруллина А.Х. Расчет распределения основных характеристик в середине ВЧИ-разряда в радиальном приближении. / А.Х. Нуруллина, А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин // Сборник материалов международной конференции КРОМШ.— 2017. С.46—47. — Текст : непосредственный.

272. Желтухин В.С. Математическое моделирование струйного течения разреженной ВЧ-плазмы с учетом метастабильных атомов. / В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин // Сборник тезисов "XLIII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС".— М: Изд-во: ПЛАЗМАИОФАН, 2016.— С. 288. — Текст : непосредственный.
273. Shemakhin A. Yu. Calculations of rf plasma flow with metastable atoms at low pressure. / A. Yu .Shemakhin, V. S. Zheltukhin // Book of Abstracts of "XXXI International Conference on Equations of State for Matter".— 2016.— P. 323. — Текст : непосредственный.
274. Zheltukhin V. An upwarming effect in rarefied rf plasma stream at low pressure. / V. Zheltukhin, A. Shemakhin, A. Khubatkhusin // Bulletin of the American Physical Society. — 2016. — P. 40—45. — Текст : непосредственный.
275. Zheltukhin V. Microwave techniques for electron density measurements in low pressure rf plasmas. / V. Zheltukhin, I. Gafarov, A. Shemakhin // Bulletin of the American Physical Society. — 2016.— P. 50-55. — Текст : непосредственный.
276. Желтухин В.С. Математическая модель индукционного диффузного разряда. / В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин, К.В. Плетнева // Сборник материалов XI Международной конференции «Сеточные методы и приложения», С. 118—122. — Текст : непосредственный.
277. Шемахин А. Ю. Исследование эффекта перегрева струи разреженной ВЧ-плазмы: теория и эксперимент. / А. Ю. Шемахин, В. С. Желтухин, А. А. Хубатхусин, К. В. Ананьев // Современные тенденции развития науки и технологий. — 2015. — С. 20—22. — Текст : непосредственный.
278. Шемахин А.Ю. Математическое моделирование потока разреженной высокочастотной плазмы. / А. Ю. Шемахин, В. С. Желтухин // Сборник тезисов 25-ой Крымской осенней математической школы-симпозиума.— 2014. — Т.2. — С.53. — Текст : непосредственный.

279. Абдуллин И.Ш. Модификация свойств полиуретанового нанокompозита в результате ВЧ-плазменной обработки при пониженном давлении. / И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, И.А. Бородаев, А.Ю. Шемахин // Сб. тез. докл. ХLI Междун. (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС, 10 — 14 февраля 2014 г. 2024. — С.282. — Текст : непосредственный.
280. Ровинский Р.Е. Оптимальный частотный диапазон стационарного индуцированного разряда. / Р.Е. Ровинский, А.П. Соболев // Теплофизика высоких температур — 1968.— Т. 6. №. 2, С. 219—223.— Текст: непосредственный.
281. Кулевцов Г.Н. Повышение эффективности использования сырья, полуфабриката, отходов и вспомогательных материалов кожевенного производства с применением низкотемпературной плазмы / Г.Н. Кулевцов, Л.Р. Джанбекова, И.Ш. Абдуллин, [и др.].— Казань: Изд-во Казан. гос. технол ун-та. —2008.— 260 с.— Текст: непосредственный.

Приложение А — Акты внедрения

Утверждаю
Директор ООО «Плазма-ВСТ»
Григорьев В.П.



АКТ

внедрения результатов диссертационной работы Шемахина А.Ю. на тему:
«Математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного
давления с учетом слоя положительного заряда у поверхности твердого тела»

1. Основные результаты и научно-техническая значимость выполненной работы

Для решения актуальной задачи в области ионно-плазменной полировки материала, состоящего из легко распыляемой аморфной компоненты и достаточно устойчивых к распылению микрокристаллов и их кластеров разработана математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, включая слой положительного заряда у поверхности твердого тела, которая позволила определить диапазоны энергий при которых происходит избирательная обработка микронеровностей поверхности за счет фокусировки ионов на них, то есть разработанная математическая модель позволила повысить класс полировки материалов, в том числе ситалла, соответственно привело к повышению качества и стоимости продукции.

Работа выполнялась в соответствии с одним из приоритетных направлений научно-технологического развития России для общества, государства и науки, сформулированным в «Стратегии — научно-технологического развития Российской Федерации», утвержденной Указом Президента №642 от 01 декабря 2016г.

По результатам исследования разработаны инновационные технологии полировки материалов, состоящих из легко распыляемой аморфной компоненты и достаточно устойчивых к распылению микрокристаллов и их кластеров. Для чего по результатам математического моделирования предложено максимально снизить кинетическую энергию ионного потока для повышения потенциальной составляющей кулоновского взаимодействия, для усиления фокусировки ионного потока на выступающих микрокристаллах, для этого предложено использовать дополнительный электрод за оправкой образца

с приложенным варьируемым положительным потенциалом. Эти предложения позволили снизить максимальную шероховатость с 1,26 нм до 0,59 нм, то есть на 53,2%.

Результаты работы в дальнейшем были использованы ООО «Плазма-ВСТ» для внедрения разработанной технологии ОАО «НИИ «Полус».

2. Расчет экономической эффективности

Технология экономического расчета основана на определении экономического эффекта за счет повышения качества продукции и, соответственно, её стоимости.

Таблица 1 - Затраты от метода полировки поверхностей

Затраты	Единицы измерения	Показатели
Плазменная установка, У	руб.	2 500 000
Время работы установки в день, $T_{уст}$	час.	$8 \times 1 = 8$
Стоимость киловатт часов, $C_{кч}^*$	руб.	8,7
Энергопотребление установки, W	кВт/ч	122
Обслуживание оборудования, $O_{об}$, 5%*У	руб.	125 000
Амортизация установки**, Ам	руб.	167 500

* - тариф на электроэнергию на ООО «Плазма-ВСТ»;

** - амортизационные отчисления рассчитаны исходя из срока полезного использования установки 15 лет ($T_{экс} = 15$ лет), норма амортизации составила 6,7% ($N_{экс} = 1/15 = 0,067$).

В таблице 2 представлен расчет заработной платы рабочих, обслуживающих плазменную установку.

Дополнительные затраты при внедрении обработки потоком низкоэнергетических ионов с целью полировки поверхности ситалла:

а) затраты на электроэнергию, при $T_{рд} = 245$ рабочих дней:

$$Z_3 = W \times T_{уст} \times T_{рд} \times C_{кч} = 122 \times 8 \times 245 \times 8,7 = 2\,080\,344.$$

б) расходы на оплату труда (РОТ в расчете на 12 месяцев)

$$РОТ = (Z_3 + C_{ц}) \times K \times 12 = (2\,080\,344 + 21\,000) \times 1 \times 12 = 25\,164\,128.$$

г) суммарные затраты на годовую программу:

$$Z = Ам + O_{об} + Z_3 + РОТ = 167\,500 + 125\,000 + 2\,080\,344 + 25\,164\,128 = 27\,536\,972.$$

В таблице 3 представлены результаты расчета экономической эффективности полировки материалов за счет внедрения результатов

математического моделирования параметров струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, включая слой положительного заряда у поверхности твердого тела для повышения качества процесса полировки.

Таблица 2 - расчет заработной платы рабочих, обслуживающих плазменную установку.

Затраты	Единицы измерения	Показатели
Заработная плата оператора, З	руб.	70 000
Количество человек, обслуживающих плазменную установку, К	чел.	1
Отчисления на социальное страхование (30%), $C_{\text{ц}}$	руб.	21 000

Таблица 3 - показатели экономической эффективности полировки материалов до и после внедрения результатов математического моделирования

Наименование показателя	Единицы измерения	До внедрения математической модели ($\text{Э}_{\text{дв}}$), руб.	После внедрения математической модели ($\text{Э}_{\text{пв}}$), руб.
Ситалл, средняя цена	1 см ²	46	132
Ситалл, прибыль от реализации	90000*1 см ²	4 140 000	11 880 000

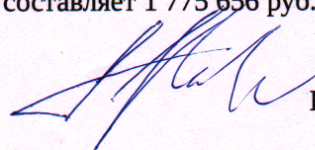
Годовой экономический эффект, $\Gamma_{\text{э}} = \text{Э}_{\text{пв}} - \text{Э}_{\text{дв}} - \text{З} - \text{У}$:

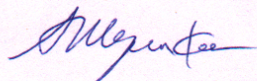
$$\Gamma_{\text{э}} = 11\,880\,000 - 4\,140\,000 - 3\,464\,344 - 2\,500\,000 = 1\,775\,656 \text{ руб.}$$

Таким образом, годовой экономический эффект от внедрения математической модели струйного ВЧИ-разряда пониженного давления, включая слой положительного заряда у поверхности твердого тела в технологическом процессе производства составляет 1 775 656 руб. в год.

Зам. директора
ООО "Плазма-ВСТ"

Доцент КФУ

 Некрасов И.К.

 Шемахин А.Ю.



внедрения результатов диссертационной работы Шемакина А.Ю. на тему:
«Математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного
давления с учетом слоя положительного заряда у поверхности твердого тела»

Для решения актуальной задачи финишной модификации низкоэнергетическими ионами плазмы изделий медико-инструментальной отрасли с целью повышения их срока службы и улучшения функциональных свойств, требуется разработка и создание целого комплекса ВЧ-плазменных установок, работающих при пониженных давлениях. Однако в настоящее время отсутствует возможность масштабирования таких установок ввиду того, что не работает принцип подобия при их создании. Задачу масштабирования можно решить с помощью разработки математической модели струйного ВЧИ-разряда при пониженном давлении. С помощью модели можно рассчитать конструкционные параметры ВЧИ-установок без предварительных длительных экспериментальных исследований. Таким образом, разработанная математическая модель позволяет создавать новые конструкции ВЧИ-плазменных установок.

На базе полученных результатов, разработаны конструкции высокочастотных плазменных установок, одна из которых была изготовлена и в настоящее время работает для целей создания алмазоподобных покрытий на твердых сплавных пластинах. Установка ВЧПУ-МЕД создана для обработки медицинских инструментов — иглодержателей и пинцетов, которые позволяют существенно снизить травмируемость пациентов и срок пребывания в стационаре. По результатам математического моделирования предложены конструктивные параметры установки: радиус и длина разрядной и вакуумной камер, диапазоны рабочих давлений, мощности разряда, расхода газа. Эти

предложения позволили создать установку в которой наносятся алмазоподобные покрытия на твердосплавные рабочие элементы иглодержателей и пинцетов.

2. Расчет экономической эффективности

Технология экономического расчета основана на определении экономического эффекта за счет внедрения технологии на базе созданной установки и, соответственно, расчета её стоимости.

Применение нового метода модифицирования поверхности позволяет наносить алмазоподобные покрытия на твердосплавные рабочие элементы иглодержателей и пинцетов.

Технико-экономический расчет основан на определении экономического эффекта за счет повышения износостойкости медицинских инструментов из нержавеющей стали в медико – инструментальной промышленности.

Исходные данные для расчета экономической эффективности сведены в таблицы 1 и 2.

В таблице 1 представлены дополнительные затраты от внедрения ВЧ-плазменной установки в технологию повышения износостойкости хромоникелевых сталей.

Таблица 1. Затраты от плазменного метода модифицирования поверхности

Затраты	Единицы измерения	Показатели
Плазменная установка, Р	руб.	3000 000
Время работы установки в день, $T_{уст}$	час.	$8^{\approx} 2 = 16$
Стоимость киловатт-часа, $C_{кч}$	руб.	2,11*
Энергопотребление установки, W	кВтч	122
Обслуживание оборудования, $O_{об}$	руб.	150 000
5% * Р		
Амортизация установки**, Ам	руб.	201000

*– тариф на электроэнергию на ООО "ПТО "Медтехника";

**– амортизационные отчисления рассчитаны исходя из срока полезного использования установки 15 лет ($T_{экс.} = 15$ лет), норма амортизации составила 6,7% ($N_{экс.} = 1/15 = 0,067$).

В таблице 2 представлен расчет заработной платы рабочих, обслуживающих плазменную установку.

Таблица 2. Расчет заработной платы рабочих, обслуживающих плазменную установку

Затраты	Единицы измерения	Показатель
Заработная плата оператора, З	руб.	70 000
Количество человек обслуживающих плазменную установку, К	чел.	2
Отчисления на соц. страхование (30%), С _ц	руб.	21000

Дополнительные затраты при внедрении плазменного метода модифицирования поверхности составляют:

а) затраты на электроэнергию, при $T_{рд} = 245$ рабочих днях:

$$Зэ = W \cdot T_{уст} \cdot T_{рд} \cdot C_{кч} = 122 \cdot 16 \cdot 245 \cdot 2,11 = 1\,009\,086,4 \text{ руб/год.}$$

б) расходы на оплату труда (РОТ в расчёте на 12 месяцев):

$$РОТ = З_3 = (З + С_ц) \cdot К \cdot 12 = (70\,000 + 21\,000) \cdot 2 \cdot 12 = 2\,184\,000 \text{ руб/год.}$$

г) суммарные затраты на годовую программу:

$$З = А_м + О_{об} + З_3 + РОТ = 20\,100 + 150\,000 + 1\,009\,086,4 + 2\,184\,000 = 3\,544\,086 \text{ руб/год.}$$

В таблице 3 представлены результаты расчета экономической эффективности до и после внедрения плазменного метода модифицирования поверхности.

Таблица 3. Результаты расчета экономической эффективности

Наименование показателя	Единицы измерения	До внедрения метода модифицирования поверхности, Э _{дв}	После внедрения метода модифицирования поверхности, Э _{пв}
<i>Годовой выпуск</i>			
Иглодержатели	шт.	1800	3500
Пинцеты	шт.	5300	7500
<i>Средняя цена инструмента</i>			
Иглодержатели	руб.	2599,61	3159,71
Пинцеты	руб.	673,5	840,85
<i>Прибыль от реализации</i>			
Иглодержатели	тыс. руб.	4679,29	11058,96
Пинцеты	тыс. руб.	3569,55	6306,38
<i>Итого</i>	тыс. руб.	8248,84	17365,37

*увеличение цены на 10% связано с увеличением срока службы инструментов: в 2,5 раза для иглодержателей, в два раза для пинцетов

Годовой экономический эффект определяется как разница прибыли от реализации продукции полученной с применением созданной ВЧИ-плазменной установки для модифицирования поверхности и реализации продукции, обработанной по типовой технологии, при этом учитываются дополнительные расходы, связанные с внедрением и обслуживанием плазменной установки:

Годовой эк. эффект = $\mathcal{E}_{\text{пв}} - \mathcal{E}_{\text{дв}} - 3 = 17365,37 - 8248,84 - 3\,544,09 = 5\,572,44$ тыс. руб.

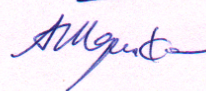
Таким образом, годовой экономический эффект от внедрения комбинированного метода модифицирования поверхности составляет 5,57 млн.руб. в год.

Зам. директора
ООО ПТО "Медтехника"

Доцент КФУ



Ершов И.П.



Шемахин А.Ю.

Утверждаю
Генеральный директор ООО Научно-
производственная фирма «ХЭЛП» г.
Казань
Залялиев И.А.



АКТ
внедрения результатов диссертационной работы Шемахина А.Ю. на тему:
«Математическая модель струйного ВЧИ-разряда пониженного
давления с учетом слоя положительного заряда у поверхности твердого тела»

1. Основные результаты и научно-техническая значимость выполненной работы

Для решения актуальной задачи финишной модификации низкоэнергетическими ионами плазмы изделий медико-инструментальной отрасли с целью повышения их срока службы и улучшения функциональных свойств, требуется разработка технологии плазменного упрочнения медицинских инструментов. Такое упрочнение осуществляется в ВЧИ-плазменных установках, работающих при пониженных давлениях. С помощью модели рассчитаны характеристики модификации поверхностей: энергия ионов, и плотность ионного тока, поступающая на поверхность изделий. Таким образом, разработанная математическая модель позволяет определять параметры модификации медицинских инструментов.

2. Расчет экономической эффективности

Технология экономического расчета основана на определении экономического эффекта за счет внедрения технологии и, соответственно, расчета её стоимости.

Применение нового метода модифицирования поверхности позволяет наносить алмазоподобные покрытия на твердосплавные рабочие элементы медицинских инструментов — зажимов и ножниц.

Технико-экономический расчет основан на определении экономического эффекта за счет повышения износостойкости медицинских инструментов из нержавеющей стали и титана в медико – инструментальной промышленности.

В таблице 1 представлены результаты расчета экономической эффективности до и после внедрения плазменного метода модифицирования поверхности. Затраты на обработку составили $3 = 5\,152,03$ тыс. руб.

Таблица 1. Результаты расчета экономической эффективности

Наименование показателя	Единицы измерения	До внедрения метода модифицирования поверхности, Э _{дв}	После внедрения метода модифицирования поверхности, Э _{пв}
<i>Годовой выпуск</i>			
Зажимы кровоостанавливающие	шт.	500	1700
Ножницы микрохирургические	шт.	700	2300
<i>Средняя цена инструмента</i>			
Зажимы кровоостанавливающие	руб.	4123,1	4535,41
Ножницы микрохирургические	руб.	3152,1	3467,31
<i>Прибыль от реализации</i>			
Зажимы кровоостанавливающие	тыс. руб.	2061,55	7710,20
Ножницы микрохирургические	тыс. руб.	2498,69	7974,82
<i>Итого</i>	тыс. руб.	4560,24	15685,02
*увеличение цены на 10% связано с увеличением срока службы инструментов: в два раза для ножниц и зажимов			

Годовой экономический эффект определяется как разница прибыли от реализации продукции полученной с применением технологии ВЧИ-плазменной обработки для модифицирования поверхности и реализации продукции, обработанной по типовой технологии.

Годовой эк. эффект = Э_{пв} - Э_{дв} - 3 = 15685,02 - 4560,24 - 5 152,03 = 5 972,75 тыс. руб.

Таким образом, годовой экономический эффект от внедрения ВЧИ-плазменной технологии модифицирования поверхности составляет 5,97 млн.руб. в год.

Зам. директора
ООО НПФ «ХЭЛП»

Доцент КФУ

 15.06.2018 г.
 Шемахин А.Ю.