

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

На правах рукописи



Дагри Эброем Жоэль-Эрик

**ФОРВАКУУМНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК НЕПРЕРЫВНОГО ЛЕНТОЧНОГО  
ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ С РАСШИРЕННЫМ ДИАПАЗОНОМ РАБОЧИХ ДАВЛЕНИЙ**

1.3.5 – Физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:  
доктор технических наук,  
Климов Александр Сергеевич

## СОДЕРЖАНИЕ

|                                                                                                                                                                |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| ВВЕДЕНИЕ.....                                                                                                                                                  | 4  |
| ГЛАВА 1 ФОРМИРОВАНИЕ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ<br>ПЛАЗМЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ С ПОЛЫМ КАТОДОМ .....                                                      |    |
| 1.1 Формирование пучков большого сечения с плазменным катодом .....                                                                                            | 9  |
| 1.2 Разрядные системы с внешней инжекцией электронов .....                                                                                                     | 16 |
| 1.3 Факторы, влияющие на однородность ленточного электронного пучка в плазменных<br>источниках с полым катодом .....                                           | 26 |
| 1.4 Применение пучковой плазмы и электронных пучков для модификации поверхности<br>полимеров .....                                                             | 31 |
| 1.5 Выводы и постановка задач исследований .....                                                                                                               | 35 |
| ГЛАВА 2 ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА .....                                                                                                                  | 36 |
| 2.1 Экспериментальная установка .....                                                                                                                          | 36 |
| 2.1.1 Схема вакуумной системы установки .....                                                                                                                  | 37 |
| 2.1.2 Форвакуумный плазменный источник электронов с двухступенчатой разрядной<br>системой .....                                                                | 38 |
| 2.2 Диагностика параметров электронного пучка и плазмы .....                                                                                                   | 42 |
| 2.2.1 Измерение концентрации плазмы и потоков частиц.....                                                                                                      | 42 |
| 2.2.2 Измерение распределения плотности тока пучка.....                                                                                                        | 48 |
| 2.3 Выводы .....                                                                                                                                               | 49 |
| ГЛАВА 3 ФОРМИРОВАНИЕ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В<br>ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ.....                                                                     |    |
| 3.1 Зажигание разряда в широком диапазоне давлений .....                                                                                                       | 51 |
| 3.2 Исследование тепловых и термомеханических характеристик эмиссионного электрода<br>плазменного источника электронов .....                                   | 63 |
| 3.3 Формирование однородного ленточного электронного пучка .....                                                                                               | 76 |
| 3.3.1 Влияние соотношения тока вспомогательных разрядов на однородность<br>эмиссионной плазмы.....                                                             | 76 |
| 3.3.2 Влияние параметров многоапертурной системы извлечения на формирование<br>однородного ленточного электронного пучка в форвакуумной области давлений ..... | 82 |
| 3.4 Выводы .....                                                                                                                                               | 85 |
| ГЛАВА 4 ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА ПОЛИМЕРОВ В ФОРВАКУУМНОЙ<br>ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ .....                                                                        |    |
| 4.1 Параметры пучковой плазмы .....                                                                                                                            | 87 |

|                                                                                                              |     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.2 Обработка материалов в пучковой плазме, генерируемой форвакуумным плазменным электронным источником..... | 91  |
| 4.3 Выводы по главе 4.....                                                                                   | 97  |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....                                                                                             | 99  |
| ПРИЛОЖЕНИЕ А (ОБЯЗАТЕЛЬНОЕ) ПАТЕНТ НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ .....                                                  | 109 |

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность работы

Плазменные методы обработки находят широкое применение в различных отраслях современной промышленности от микроэлектроники и медицины до сельского хозяйства для очистки и травления различных материалов, азотирования, стерилизации и обеззараживания поверхности полых изделий и листовых материалов, семян и продуктов питания и т.д. Формирование плазмы обычно осуществляется с помощью разрядов различных частотных диапазонов, а также посредством ионизации нейтрального газа потоком ускоренных электронов, что приводит к образованию так называемой «пучковой плазмы». Характеристики такой плазмы во многом зависят от плотности тока пучка, давления и типа газа, находящегося в вакуумной камере. Даже при относительно низкой плотности пучка (менее  $10 \text{ мА/см}^2$ ) при давлении газа более 1 Па плотность формируемой пучковой плазмы оказывается на порядки выше плотности электронов самого пучка, что может быть с успехом использовано для контролируемого формирования плотной плазмы. При понижении давления до 0,01 Па и плотности тока пучка более  $100 \text{ мА/см}^2$  формируются условия для коллективного взаимодействия электронов пучка с создаваемой им плазмой с образованием пучковой неустойчивости и зажиганием пучково-плазменного разряда (ППР). Рост параметров плазмы в несколько раз делает такой разряд привлекательным для использования в плазмохимических реакциях, однако требует соблюдения специфических условий для устойчивого поддержания плазмы ППР. В любом случае пучковая плазма обладает низкими значениями температуры электронов и потенциалом плазмы, что позволяет использовать ее в качестве источника низкоэнергетических ионов с возможностью регулирования их энергии в широком диапазоне значений. А использование для технологических целей источников большого сечения позволяет создавать пучковую плазму с площадью поверхности в несколько квадратных метров.

Диапазон давлений менее 0,01 Па успешно освоен так называемыми традиционными источниками широкоапертурных электронных и ионных пучков и плотность формируемой плазмы при таких давлениях может превышать  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Форвакуумная область давлений 1-5 Па освоена форвакуумными плазменными ленточными электронными источниками. Концентрация пучковой плазмы, достигаемая в этой области давлений, составляет порядка  $10^{15}$ - $10^{16} \text{ м}^{-3}$  в зависимости от типа используемого для ее генерации электронного пучка – непрерывного либо импульсного. В тоже время пограничная область 0,1-1 Па наиболее привлекательна для плазмохимических технологий микро и нано-электроники и в ней возможны как режимы формирования ППР, так и пучковой плазмы с высокой концентрацией и относительно низкой температурой электронов плазмы.

Переход форвакуумных плазменных источников ленточных электронных пучков в область пониженных давлений представляется более естественным, поскольку задача обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка таких источников в полной мере решена для области более высоких давлений, где процессы ионизации газа в области ускорения электронов играют критическую роль. В тоже время переход в область давлений 0,1-1 Па для форвакуумных источников требует обеспечения условий стабильного зажигания и горения разряда с полым катодом. Решение этой проблемы за счет создания перепада давлений на протяженной эмиссионной щели источника не представляется возможным, однако видится в использовании в электродной конфигурации источника систем, обеспечивающих дополнительную инжекцию в разрядный промежуток ускоренных потоков заряженных частиц и плазмы.

Однородность концентрации пучковой плазмы, формируемой ленточными источниками с протяженным полым катодом, определяется, в том числе, и однородностью самого электронного пучка. В форвакуумной области давлений на эту однородность существенное влияние оказывает «обратный» ионный поток. Величина тока ионов поступающих обратно в полый катод может составлять до 20% от тока электронного пучка и оказывать значительное влияние на процессы ионизации газа в катодной полости, тепловую нагрузку на эмиссионный электрод источника а далее и на величину извлекаемого электронного тока и однородность распределения его плотности. В области давлений 0,1-1 Па влияние обратного ионного потока детально не исследовано, однако требуется для понимания условия формирования однородного электронного пучка.

**Цель работы** состояла в проведении комплекса исследований, связанных с дальнейшим развитием форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов и направленных на расширение области его рабочих давлений до 0,1 Па.

**Основные задачи настоящей работы заключались в:**

- исследовании в области давлений 0,1-10 Па особенностей инициирования тлеющего разряда в двухступенчатой разрядной системе с протяженными цилиндрическими катодами основного и вспомогательного разрядов;
- исследовании влияния эмиссии электронов из плазмы в расширенном диапазоне давлений на формирование ленточного электронного пучка с однородным распределением плотности тока;
- демонстрации возможности применения ленточного электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, для создания пучковой плазмы в диапазоне давлений 0,1–10 Па и использования ее для плазменной модификации полимеров.

### **Методология и методы исследования**

Основной методический подход, используемый при выполнении диссертационной работы, заключается в сочетании экспериментальных исследований с численным моделированием. Для решения поставленных задач были использованы следующие многократно апробированные экспериментальные методики: зондовая и оптическая диагностики параметров плазмы; оптическая микроскопия; растровая электронная микроскопия и энергодисперсионный анализ.

### **Научная новизна работы** заключается в том, что:

1. Для тлеющего разряда с протяженным цилиндрическим полым катодом определены условия стабильного инициирования и поддержания разряда в расширенном диапазоне форвакуумной области давлений 0,1-10 Па.
2. Исследованы процессы формирования ускоренного электронного пучка с неоднородностью не более 10% как в области низких (0,1 Па) так и высоких (10 Па) давлений.
3. Определены режимы генерации пучково-плазменного разряда в широкой области давлений работы форвакуумного плазменного электронного источника. Изучено влияние пучково-плазменной обработки на параметры и поверхностные свойства полимеров.

### **Научная и практическая значимость работы:**

1. Впервые детально исследованы физические механизмы, обеспечивающие стабильное функционирование форвакуумного плазменного источника непрерывного ленточного электронного пучка при снижении рабочего давления до 0,1 Па. Полученные результаты существенно дополняют теоретические представления о процессах, протекающих в разрядной системе данного типа в расширенном диапазоне давлений.
2. Разработан и создан форвакуумный плазменный источник непрерывного ленточного пучка электронов функционирующий в расширенном диапазоне рабочих давлений 0,1 – 10 Па обеспечивающий генерацию пучка сечением  $20 \times 2 \text{ см}^2$ , энергией электронов до 5 кэВ и плотностью тока до  $10 \text{ мА/см}^2$ , при ее равномерности 90%.
3. Результаты работы могут быть использованы в электроразрядных устройствах, функционирующих в области пониженных рабочих давлений форвакуумного диапазона (плазменных ионных источниках, генераторах низкотемпературной плазмы).

### **Внедрение результатов работы:**

Материалы научно-исследовательской работы внедрены в учебный процесс на кафедре физики ТУСУР (г. Томск) в виде курса лекций и практических занятий для подготовки аспирантов по направлению 11.06.01 Электроника, радиотехника и системы связи по специализации «Вакуумная и плазменная электроника». Результаты диссертации использованы при выполнении НИР «Генерация ленточных электронных пучков в системах с плазменным катодом в про-

межуточной области давлений 0,1-1 Па», грант РФ 24-29-00358, 2024–2025 гг. (акт внедрения).

Конструкция и основные элементы разработанного источника электронов защищены патентом РФ на полезную модель № 222392 «Форвакуумный плазменный источник ленточного пучка электронов, функционирующий в широком диапазоне рабочих давлений».

**На защиту выносятся следующие научные положения:**

1. Расширение рабочего диапазона давлений форвакуумного плазменного источника непрерывного ленточного пучка электронов в область пониженных давлений вплоть до 0,1 Па обеспечивается двухступенчатой разрядной системой, состоящей из основного разряда с протяженным полым катодом и установленными на боковых торцах полого катода вспомогательных полокатодных разрядных систем. При функционировании электронного источника в этой области давлений стабильное инициирование и поддержание разряда обеспечивает поток заряженных частиц из вспомогательных разрядных систем.

2. В форвакуумном плазменном источнике непрерывного ленточного пучка электронов в диапазоне давлений 0,1–10 Па нарушение однородности распределения плотности тока пучка вызвано термомеханической деформацией эмиссионного электрода под действием обратного потока ионов, мощность которого возрастает на порядок при повышении давления от 0,1 до 10 Па. Управление тепловыми и деформационными характеристиками эмиссионного электрода путем перехода от сплошной эмиссионной щели к системе с серией отверстий позволяет зафиксировать эмиссионную сетку и снизить неоднородность распределения плотности тока электронного пучка до 10% при сохранении 85% полного тока пучка.

3. Созданный форвакуумный плазменный источник непрерывного ленточного пучка электронов обеспечивает в расширенном диапазоне рабочих давлений 0,1 – 10 Па генерацию пучка сечением  $20 \times 2 \text{ см}^2$ , энергией электронов до 5 кэВ и плотностью тока до  $10 \text{ мА/см}^2$ , при ее равномерности 90%. Достигнутые параметры электронного пучка позволяют использовать данный источник электронов в качестве генератора протяженной однородной пучковой плазмы для модификации поверхностных свойств различных материалов, в плазмохимических процессах и других технологических применениях.

**Достоверность и обоснованность** результатов диссертационной работы подтверждаются систематическим характером исследований, использованием независимых дублирующих экспериментальных методик, удовлетворительным совпадением расчетных зависимостей и моделей с полученными экспериментальными данными и величинами, а также практической реализацией научных положений и выводов при создании и применении форвакуумного плазменного электронного источника ленточного электронного пучка функциониру-

ющего в широком диапазоне давлений для генерации пучковой плазмы и обработки материалов.

**Апробация работы.** Результаты работы докладывались и обсуждались на международной конференции «Газоразрядная плазма и ее применение» (г. Томск, 2023 гг.); VII международном Крейнделевском семинаре «Плазменная эмиссионная электроника» Республика Бурятия (г. Улан-Удэ, 2023 г.), Конгрессе по энергетическим потокам и радиационным эффектам (г. Томск, 2022, 2024 гг.); международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук» (г. Томск, 2023-2026 гг.); международной научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР» (г. Томск, 2022-2026 г.); международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления» (г. Томск, 2022-2025 гг.).

### **Публикации**

Материалы диссертационной работы опубликованы в 5 статьях [65, 66, 77, 78, 91] в российских и международных изданиях, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук. Результаты исследований по диссертационной работе также опубликованы в виде 8 полнотекстовых докладов [69, 71-76, 92] в сборниках международных и Всероссийских конференций.

**Работы по тематике диссертации поддержаны:** грантами РНФ 24-29-00358 по теме «Генерация ленточных электронных пучков в системах с плазменным катодом в промежуточной области давлений 0,1-1 Па» и РНФ-24-79-10026 «Электронно-лучевой синтез в пучковой плазме теплозащитных керамических покрытий с использованием форвакуумных плазменных источников электронов», а также Минобрнауки России в рамках проекта Приоритет 2030.

### **Личный вклад автора**

Все результаты, составляющие научную новизну и выносимые на защиту, получены автором лично. Автором совместно с Ю.А. Бурачевским сконструирован и создан источник ленточного электронного пучка с двухступенчатой разрядной системой, собран зонд для измерения распределения плотности тока пучка, оснастка для пучково-плазменной обработки материалов. Автором совместно с научным руководителем определены задачи, решаемые в работе, выбраны методики эксперимента и произведен анализ полученных в ходе экспериментов результатов. В постановке отдельных задач исследований и обсуждении результатов анализа экспериментальных данных участие принимал А.А. Зенин. Соавторы, принимавшие участие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме диссертации.

**Объем и структура диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы, приложения. Диссертация изложена на 111 страницах, содержит 92 рисунка и 3 таблицы. Список литературы включает 98 источников.



## **Глава 1 Формирование широкоапертурных электронных пучков плазменными источниками с полым катодом**

В настоящее время электронные пучки большого сечения находят различные применения, связанные с обработкой ускоренными электронами поверхностей материалов большой площади, а также созданием плазменных образований в большом объеме и использовании созданной плазмы для дальнейшей обработки материалов. К пучкам большого сечения (ПБС) относят как источники, формирующие цилиндрические электронные пучки, так и пучки, сечение которых представляет собой прямоугольник с различным соотношением длины к ширине. При соотношении длины к ширине порядка 10:1 и более мы получаем источники ленточных электронных пучков. Задачи, возникающие при разработке таких источников, связаны, как и для источников сфокусированных электронных пучков, в основном с обеспечением стабильного инициирования и поддержания разряда, обеспечения электрической прочности участка ускорения электронов, обеспечением заданных значений тока и мощности пучка. Но кроме этих задач возникают и специфические связанные с большой площадью сечения пучка, а именно обеспечение равномерности плотности тока пучка по его сечению, влиянию формируемой пучковой плазмы на параметры электронного источника. В настоящей главе проведен анализ существующих систем формирования пучков большого сечения, а также определены возможные пути решения представленных выше задач. Кроме того, приведены некоторые применения пучковой плазмы, формируемой при прохождении электронного пучка через газовую среду вакуумной камеры. На основе проведенного анализа сформулированы задачи исследований настоящей диссертационной работы.

### **1.1 Формирование пучков большого сечения с плазменным катодом**

К источникам пучков большого сечения относятся устройства, позволяющие формировать пучки электронов с площадью поперечного сечения от нескольких единиц до сотен и даже тысяч квадратных сантиметров, приближаясь к метровой площади. Для формирования таких пучков применимо два подхода отличающихся площадью эмиттера электронов и вне зависимости от типа самого эмиттера – на основе плазменного катода, термо катода или взрывозмиссионного катода. В первом подходе используется эмиттер малой площади, при этом большого сечения электронного пучка добиваются с помощью рассеивающей оптики, применение эспандеров, либо быстрого сканирования электронным пучком заданного объема [1]. Ограничением таких источников служит невозможность создания пучков с малой расходимостью, а также высокой однородностью распределения плотности тока пучка и соответственно пучковой плазмы.

Другой подход основан на использовании катодов с эмиттирующей поверхностью по форме и размерам сравнимой с требуемой формой сечения электронного пучка. При этом возможно использование нескольких эмиттеров, расположенных на малом расстоянии и формирующих одноподпучковый электронный пучок [2]. За счет перекрытия отдельных электронных потоков формируется пучок с большой площадью сечения. Преимущество данного подхода заключается в возможности получения пучка электронов с низкой расходимостью, что упрощает электродную систему и систему развертки электронного пучка. Однако, как и в случае использования одиночного эмиттера, задача получения однородного распределения плотности тока пучка все же остается, но стоит уже не так остро.

В качестве эмиттера электронов в источниках пучков большого сечения хорошо себя зарекомендовали плазменные катоды [3-7]. По сравнению с источниками на основе термокатада, где существует техническая сложность создания самого протяженного термокатада, плазменный катод обладает несравнимо большим сроком службы, высокой энергетической эффективностью, способностью работать в агрессивных газовых средах и выдерживать значительные броски давления [8]. Использование же систем с многоострийными катодами, т.е. на основе взрывной эмиссии электронов ограничено низким сроком службы таких катодов и сложностью обеспечения однородности плотности тока пучка большого сечения, возникающей за счет различия во времени момента срабатывания отдельных острий [9].

Получение равномерного распределения плотности тока электронного пучка большого сечения зависит от однородности распределения плотности эмиссионной плазмы, создание которой является уже само по себе отдельной задачей. В источниках на основе эмиссии из газоразрядной плазмы используется сеточная стабилизация плазменной границы за счет использования мелкоструктурной металлической сетки, размеры ячеек которой сравнимы с размерами ионного слоя плазмы. Отбор электронов осуществляется с границы эмиссионной плазмы. В качестве источника плазмы могут быть использованы дуговой или тлеющий разряды [10]. За счет разделения области генерации плазмы и ускорения электронов удается независимо управлять током и энергией электронов пучка, длительностью и частотой следования импульсов тока. Один из вариантов источника ПБС на основе дугового разряда представлен на рисунке 1.1 [11].

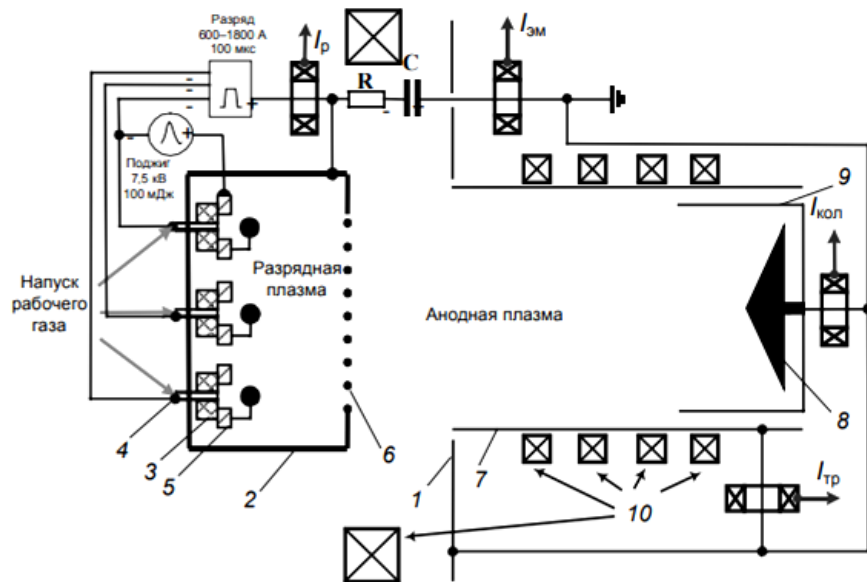


Рисунок 1.1 – Схема источника электронов с плазменным эмиттером. 1 – вакуумная камера, 2 – плазменный эмиттер, 3 – диэлектрическое основание, 4 – магниевый катод, 5 – поджигающий электрод, 6 – эмиссионное окно, 7 – труба дрейфа, 8,9 цилиндр Фарадея, 10 – катушки ведущего магнитного поля [11]

Плазменный эмиттер источника представлен шестью катодными узлами с иницированием катодного пятна разрядом по поверхности диэлектрика [12], анод эмиттера по форме представляет собой полый цилиндр и является общим для всех катодов. Диаметр эмиссионного окна составляет 14 см. Эмиссионное окно перекрыто мелкоструктурной сеткой из нержавеющей стали с ячейками  $0,4 \times 0,4$  мм и геометрической прозрачностью 35 %. Ускорение электронов происходит в промежутке между стабилизирующим границу катодной плазмы сеточным эмиссионным электродом, и границей анодной пучковой плазмы. Анодная плазма неизбежно формируется за счет ионизации электронами пучка рабочего газа в трубе дрейфа и ускоряющем промежутке. Электроны после прохождения трубы дрейфа поступают на коллектор (цилиндр Фарадея). Для транспортировки электронного пучка используется ведущее магнитное поле. Давление рабочего газа (аргона) в источнике 0,04 Па. Режим работы источника – импульсный. При ускоряющем напряжении 50 кВ источник способен выдавать ток амплитудой 500 А при длительности импульса 100 мкс. Использование пробоя по поверхности диэлектрика для иницирования основного дугового разряда позволяет обеспечить работу источника при давлении менее 0,001 Па, такие источники работают в широком диапазоне токов разряда и обладают простой конструкцией. Однако имеются и недостатки, среди которых стоит отметить высокую скорость эрозии материала катода, снижение стабильности зажигания разряда за счет запыления диэлектрической вставки материалом катода. Запылению подвергаются также все электроды источника, что в конечном итоге приводит к нестабильной работе источника, пробоем ускоря-

ющего промежутка и требует проведения профилактических мероприятий по удалению проводящей пленки с изоляторов и электродов. Кроме того, в источниках на основе дугового разряда существует проблема образования микрокапельной фракции обусловленной эрозией катода. Борьбой с образованием микрокапель уделяется особое внимание при разработке такого оборудования [13, 14].

Снижение влияния капельной фракции, повышение ресурса работы источника электронов, а также обеспечение его работы в диапазоне 0,1–10 Па возможно при использовании источника электронов на основе разряда с самонакаливаемым полым катодом (СНПК) и расширенной анодной частью, рисунок 1.2, как это показано в работе авторов [15].

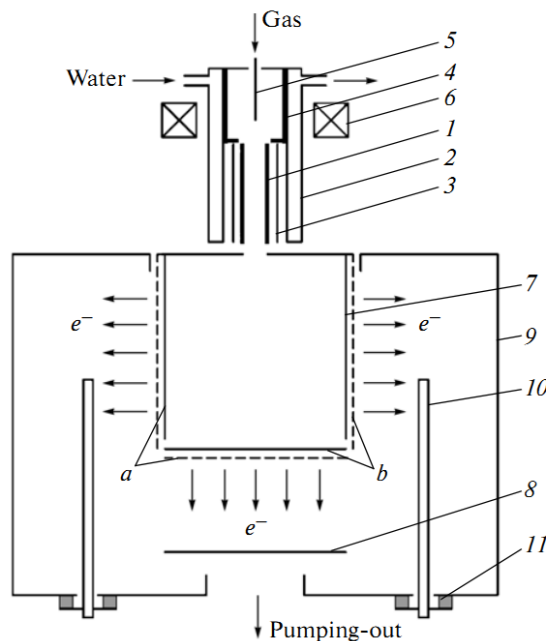


Рисунок 1.2 – Схема электронного источника. 1 – полый катод, 2 – водоохлаждаемый корпус, 3 – теплозащитный экран, 4 – катодная вставка, 5 – стержневой анод, 6 – кольцевой постоянный магнит, 7 – полый катод, 8 – плоский коллектор, 9 – цилиндрический коллектор, 10 – стержневой анод, 11 – изолятор [15]

В таком источнике возможна реализация извлечения электронов, как через боковые стенки полого анода, так и непосредственно с его торцевой части. Источник генерирует цилиндрический электронный пучок площадью  $100 \text{ см}^2$ . Для зажигания СНПК используется вспомогательный разряд в электродной системе типа обращенный магнетрон, плазма которого обеспечивала зажигание тлеющего разряда с холодным полым катодом между катодом и полым анодом. Тлеющий разряд разогревает термоэмиссионный полый катод, который через короткое время переходит в термоэмиссионный режим [15]. Извлечение и ускорение электронов осуществляется из разрядной плазмы, образованной в полом аноде. Эмиссионная сетка может быть расположена на торцевой стенке полого анода, так называемое – «продольное» извлечение, или

на боковой поверхности анода – «поперечное извлечение». Ускорение электронов происходит в формирующемся вблизи сетки двойном слое пространственного заряда между эмитирующей и пучковой плазмами. Такая система формирования пучка позволяет в широких пределах изменять ток и энергию ускорения электронов. При заданных параметрах пучка и давлении газа подбором размера ячеек сетки можно добиться, чтобы ток пучка в пределах 5-20 А устанавливался близким к току разряда. Энергия электронов пучка не превышает 500 эВ. Снижение дугообразования при работе источника достигается использованием импульсно-периодического режима генерации пучка с частотой повторения импульсов 500 Гц и длительностью паузы 50 мкс.

Формируемый источником электронный пучок не обладает высокой однородностью по радиусу, что может быть оценено по радиальному распределению плотности эмиссионной плазмы, рисунок 1.3. С повышением давления плотность ионного тока на измерительный коллектор возрастает, однако сжимается к оси электронного источника. Область однородного распределения ионного тока значительно уменьшается. Поскольку плотность плазмы области эмиссии однозначно определяет профиль электронного пучка, то и распределение плотности последнего также не обладает высокой однородностью по радиусу пучка. Одной из причин этого может быть сжатие разряда, так как он покидает полый катод при больших токах и это приводит к значительной неравномерности распределения плотности тока в поперечном сечении профилированного пучка [16, 17].

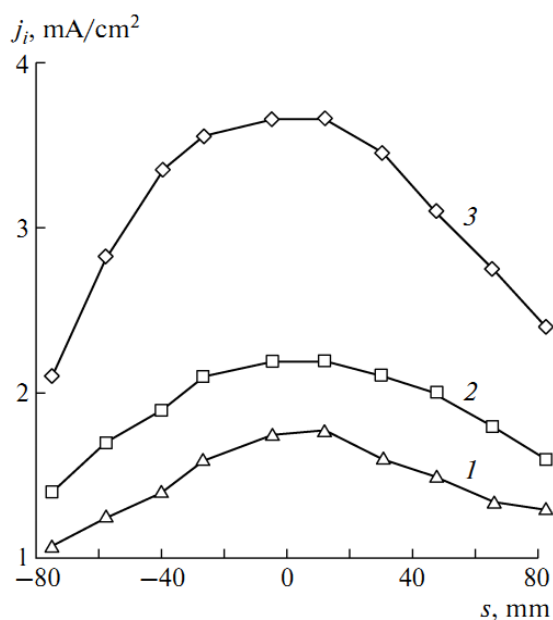


Рисунок 1.3 – Распределение ионного тока  $j_i$  вдоль образующей цилиндрического коллектора. Ток разряда 10 А, ускоряющее напряжение 100 В. Расстояние от сетки 12 см. Давление аргона: 1 – 0.1 Па, 2 – 0.15 Па, 3 – 0.6 Па

Низкое значение энергии электронов пучка (порядка 500 эВ) ограничивает его применение для генерации пучковой плазмы и обработки материалов. Более высокие значения ускоряющего напряжения, площади эмиссии и однородности распределения плотности тока пучка достигаются в плазменном катод с сеточной стабилизацией на основе контрагированного протяженной щелью тлеющего разряда низкого давления с полым анодом. Площадь сечения пучка, генерируемого таким катодом достигает  $18000 \text{ см}^2$  [18]. Схема плазменного катода приведена на рисунке 1.4а. Электродная система включает полый катод, полый анод. Для зажигания разряда используется расположенная на оси полого катода вольфрамовая нить, соединенная с положительным выводом источника питания через резистор. Первоначально разряд зажигается между нитью и катодом, а затем перебрасывается на анод. Напряжение зажигания не превышает 2,5 кВ при давлении воздуха 0,04-0,06 Па. Формирование однородного электронного пучка сечением  $1000 \times 180 \text{ мм}^2$  на выходе из истоника достигается использованием эмиссионной сетки переменной прозрачности, рис 1.4 б.

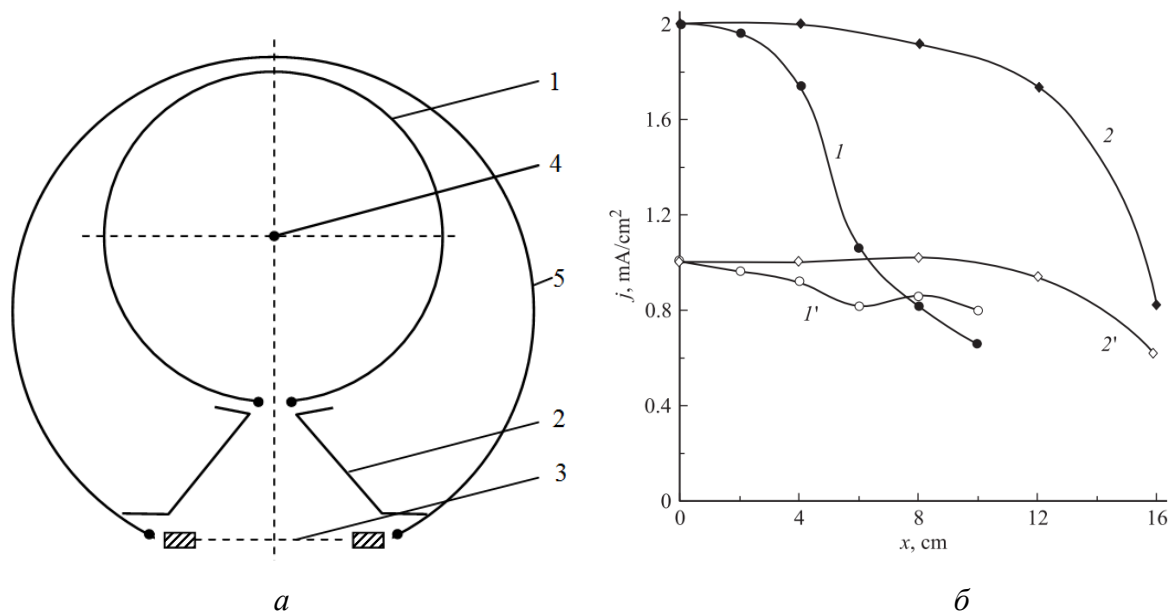


Рисунок 1.4 – а – Электродная система плазменного катода электронного ускорителя. 1 – полый катод, 2 – анод, 3 – эмиссионная сетка, 4 – вольфрамовая нить (поджигающий электрод), 5 – корпус. б – Поперечные и продольные распределения плотности тока электронного пучка. 1,2 – ток разряда 0,65 А, 1', 2' – ток разряда 0,43 А. Ускоряющее напряжение 1 кВ, давление рабочего газа (аргона) 0,05Па [18]

Рабочее давление источника не превышает 0,1 Па и ограничено пробоем ускоряющего промежутка.

Получение пучков большого сечения в виде ленты устойчиво функционирующих при более высоких давлениях возможно с использованием форвакуумных плазменных электронных

источников. Рабочее давление таких источников достигается с помощью всего одной ступени откачки на основе механического форвакуумного насоса [19]. В настоящее время надежная работа источников показана в диапазоне 5–50 Па. Разрядная система представлена протяженным полым катодом и плоским анодом в котором выполнена протяженная эмиссионная щель перекрытая металлической сеткой. Извлечение и ускорение электронов происходит при подаче постоянного высокого напряжения между плоским анодом и экстрактором. Конструкция экстрактора и конфигурация ускоряющего промежутка предотвращает его пробой при работе на таких высоких давлениях. Схема электродной системы источника представлена на рисунке 1.5 [20]. Площадь поперечного сечения электронного пучка на выходе из источника составляет от 30 до 10 см<sup>2</sup> и определяется требуемым значением плотности тока пучка. Для плотности тока 100 мА/см<sup>2</sup> ширина пучка не превышает 10 см при поперечном размере 1 см. Энергия электронов пучка может достигать 10 кэВ. Источник способен осуществлять как непосредственную обработку протяженных непроводящих изделий, так и создавать пучковую плазму за счет ударной ионизации рабочего газа. Источники хорошо себя зарекомендовали при работе в области давлений 5-50 Па [21].

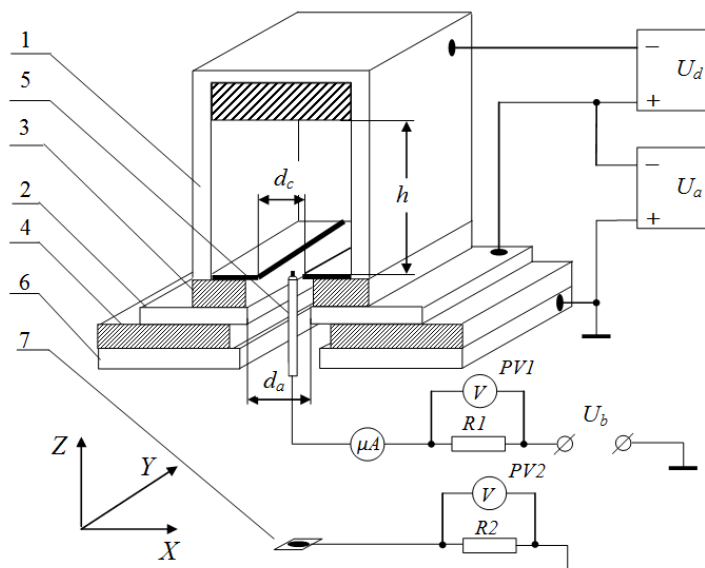


Рисунок 1.5 – Схема экспериментального макета форвакуумного плазменного источника ленточных электронных пучков: 1 – полый катод; 2 – анод; 3, 4 – изоляторы; 5 – зонд; 6 – ускоряющий электрод; 7 – перемещаемый коллектор [21]

Минимальное рабочее давление источника составляет 5 Па и одно из ограничений не позволяющих использовать его для работы в широком диапазоне давлений – от 50 до 0,1 Па является погасание разряда и нестабильное его горение при более низких давлениях. По сравнению с традиционными источниками с плазменным катодом, уверенно функционирующими при давлениях 0,001-0,1 Па переход форвакуумного плазменного электронного источника в область

более низких давлений 0,1-1 Па представляется более естественным, поскольку для таких источников не стоит проблема пробоя ускоряющего промежутка возникающего при случайном повышении давления в процессе обработки изделий.

## 1.2 Разрядные системы с внешней инжекцией электронов

Для источников широкоапертурных электронных пучков функционирующих в области давлений ниже 0,1 Па вопрос инициирования и стабильного поддержания разряда, наряду с однородностью распределения его параметров является наиболее важным. Тлеющий разряд без принятия специальных мер стабильно функционирует при давлениях порядка 1-10 Па [22]. Снижение давления приводит к повышению напряжения горения разряда и его переходу в высоковольтную форму. Существующие решения, такие как создание перепада давлений в узких каналах или использование магнитных полей, имеют ограничения: магнитные поля ухудшают однородность плазмы, а давление в разряде с полым катодом остается выше  $10^{-1}$  Па [3, 6]. Кроме того, в источниках пучков большого сечения, где размер эмиссионной поверхности плазмы может достигать  $1 \text{ м}^2$ , создание хоть какого-либо перепада давлений между областью генерации плазмы и областью формирования электронного пучка невозможно. Протяженное эмиссионное окно длиной даже 100 мм и шириной 0,1 мм имеет площадь  $10 \text{ мм}^2$ , что требует высоких скоростей откачки. В общем случае источник работает в изобарическом режиме, где давление в разрядной области и в области ускорения электронов практически одинаково. Внешняя инжекция электронов из вспомогательного источника на основе известных типов разрядов низкого давления позволяет компенсировать недостаток электронов в разряде, обеспечивая устойчивое горение разряда при низких давлениях [23]. Этот метод обеспечивает стабильность параметров разряда и простоту технической реализации, что делает его перспективным для плазменных источников заряженных частиц, функционирующих при давлениях 0,1 Па и ниже.

Внешняя инжекция электронов реализуется за счет дополнения основной разрядной системы вспомогательной системой [24]. При этом вспомогательная разрядная система может быть построена на эмиттерах различного типа, например, термокатода, дугового и тлеющего разряда, магнетронного разряда и др. В случае внешней инжекции обеспечение условия стабильного зажигания и функционирования вспомогательного разряда достигается за счет создания перепада давлений между системами. Перепад создается за счет разделения систем апертурой малого диаметра. Пример электродной системы с внешней инжекцией электронов, основанной на тлеющем разряде, представлен для источника широкоапертурных ионных пучков (рис.1.6) [25].



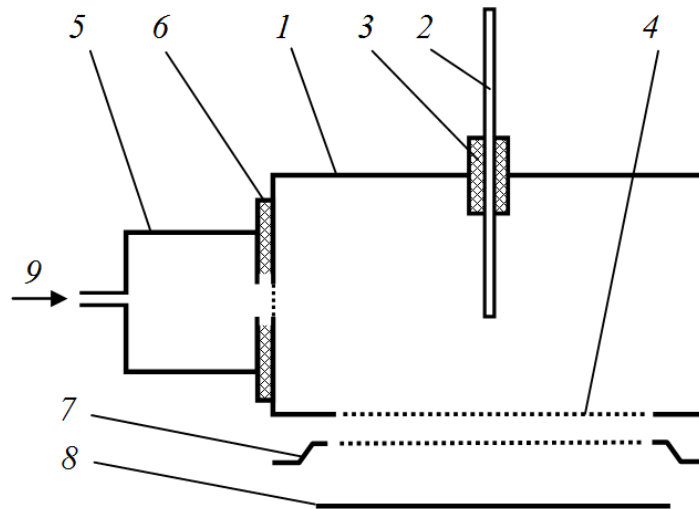


Рисунок 1.6 – Схема разрядной системы. 1 – полый катод основного разряда, 2 – анод основного разряда, 3,6 – керамические изоляторы, 4 – эмиссионное окно, 5 полый катод вспомогательного разряда, 7 – ускоряющий электрод, 8 – коллектор, 9 – напуск газа [25]

В данной системе основной разряд формируется между цилиндрическим полым катодом 1 и внутренним анодом 2, выполненным в виде металлического стержня диаметром 8 мм. Для отбора ионов из плазмы основного разряда используется эмиссионное окно 4 прямоугольной формы площадью  $75 \text{ см}^2$ . Стабилизация плазменной границы осуществляется за счет мелкоструктурной металлической сетки, перекрывающей эмиссионное окно. Вспомогательный разряд зажигается между полым катодом 5 и полым катодом основного разряда, который в данном случае выступает в роли анода. Инициация вспомогательного разряда происходит за счет поверхностного разряда по керамическому кольцу 6 и возникает при подаче напряжения между электродами. Перепад давления между разрядными системами обеспечивается малым отверстием диаметром 5 мм в торце полого катода. Электроны, эмитируемые плазмой вспомогательного разряда, ускоряются в катодном падении основного разряда, приобретая энергию, сравнимую с энергией электронов, выбитых со стенок полого катода основного разряда в результате вторичной ион-электронной эмиссии. Ускоряющее напряжение прикладывается между основным катодом и ускоряющим электродом. Дополнительная инжекция электронов позволяет снизить рабочее давление источника с 2 до 0,001 Па. Наблюдается выраженная обратная зависимость между силой тока вспомогательного разряда и напряжением, необходимым для поддержания основного разряда. Экспериментальные данные, представленные на рис. 1.7, наглядно демонстрируют эту закономерность: при увеличении значения тока вспомогательного разряда со 20 до 200 мА происходит резкое снижение напряжения горения основного разряда – с 700 В до 50 В [26]. Важно отметить, что резкое снижение напряжения горения достигается здесь при токе вспомогательного разряда, не превышающем 200 мА, что свидетельствует о высокой эф-

фективности метода даже при относительно скромных энергозатратах на вспомогательную систему.

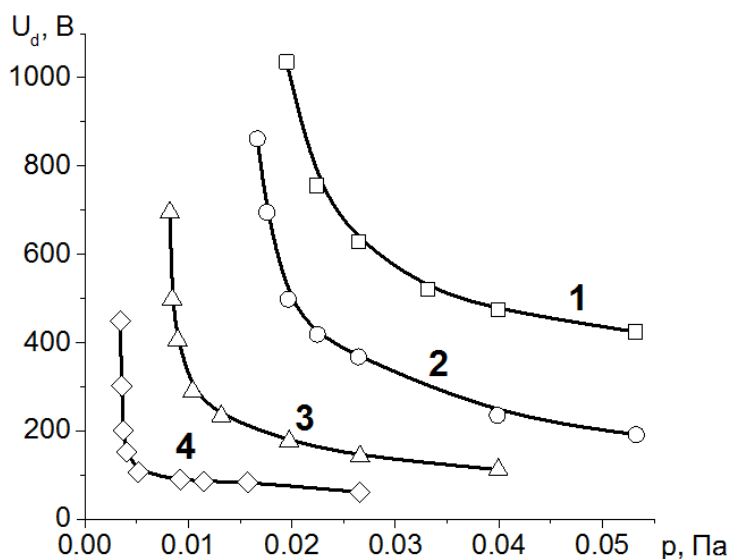


Рисунок 1.7 – Зависимость напряжения горения основного разряда от рабочего давления. Ток основного разряда 100 мА. Рабочий газ – аргон: 1 – самостоятельный разряд; 2 – ток вспомогательного разряда 20 мА; 3 – 50 мА; 4 – 200 мА [27]

Как следует из графиков, существование вспомогательного разряда с током, не превышающим одной трети от тока основного разряда, позволяет уменьшить рабочее давление в 5–10 раз, а также понизить напряжение горения основного разряда  $U_d$  с 1000 до 200 В. Однако наличие стержневого анода в такой системе приводит к формированию неоднородного распределения плотности ионного тока источника с максимумом в области расположения анода, рис. 1.8. С ростом тока разряда неоднородность значительно усиливается, что сказывается на возможности качественной обработки поверхностей большой площади.

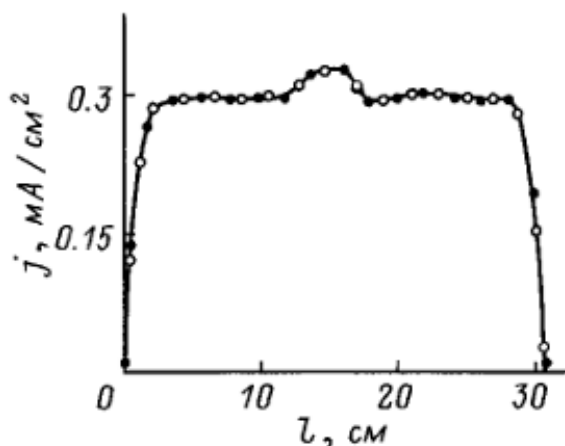


Рисунок 1.8 – Распределение плотности тока ионного пучка по длине эмиссионного окна. Давление  $2,2 \cdot 10^{-2}$  Па, ток основного разряда 1 А [25]

Условие поддержания разряда в случае внешней инжекции электронов может быть представлено следующим выражением [25]:

$$n\sigma_i L = \frac{1}{\gamma + \frac{I_e}{I_{ic}}};$$

где  $n$  – концентрация газа в катодной полости,  $\sigma_i$  – усредненное по энергии электронов сечение ионизации газа электронным ударом,  $L$  – длина пробега ускоренных в катодном слое электронов,  $\gamma$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии,  $\frac{I_e}{I_{ic}}$  – отношение тока электронов, эмитируемых вспомогательным разрядом, к току ионов на катод основного разряда.

Дополнительная инжекция электронов в катодную полость приводит к росту знаменателя в представленном выше выражении, что может быть интерпретировано как рост величины  $\gamma$  без какого-либо повышения напряжения горения разряда, а дальнейший рост числа инжектируемых в плазму катодной полости электронов может приводить даже к снижению напряжения горения разряда.

Таким образом, доля инжектируемых электронов, является ключевым фактором, позволяющим варьировать напряжение горения и предельное давление разряда. Эффективность метода определяется не только этой величиной, но и пространственным распределением и энергетическим спектром инжектируемых электронов, что напрямую влияет на однородность плазмы.

Помимо процесса вторичной ионно-электронной эмиссии на стенках полого катода и дополнительной инжекции в разрядный промежуток, может существовать еще ряд каналов, определяющих поступление быстрых электронов в основной разрядный объем. В качестве внешнего источника электронов может быть использован отражательный разряд [28, 29]. В схеме плазменного источника электронов с ленточным пучком используется клинообразный полый катод, а для инициирования разряда – отражательный разряд, рис. 1.9.

В случае инициирования отражательным разрядом в разрядной ячейке, образованной плоским катодом 1, анодом 2 и плоской внешней частью клинообразного полого катода 3 зажигается отражательный разряд (вспомогательный). Электроны из отражательного разряда через отверстие диаметром 3 мм проникают внутрь клинообразного полого катода и иницируют основной разряд. Минимально необходимый ток вспомогательного разряда составляет 50 мА. После зажигания основного разряда вспомогательный разряд гасится, однако основной разряд продолжает гореть. Отчасти этому способствует клинообразная форма полого катода, за счет которой первичные электроны, выходящие вследствие ионно-электронной эмиссии с поверхности катода с некоторой начальной скоростью и ускоренные в катодном падении потенциала

противоположного участка полого катода входят в него не по нормали, а под некоторым углом к ней вследствие непараллельности поверхностей клинообразного катода. Такое отражение повторяется многократно, что существенно увеличивает время жизни первичных электронов и эффективность ионизации газа. Эмиссионное окно в аноде основного разряда 4 выполненное в виде щели позволяет извлекать электронный пучок с не большим поперечным сечением  $60 \times 2,5 \text{ мм}^2$ , что не применимо для обработки протяженных объектов большой площади [30].

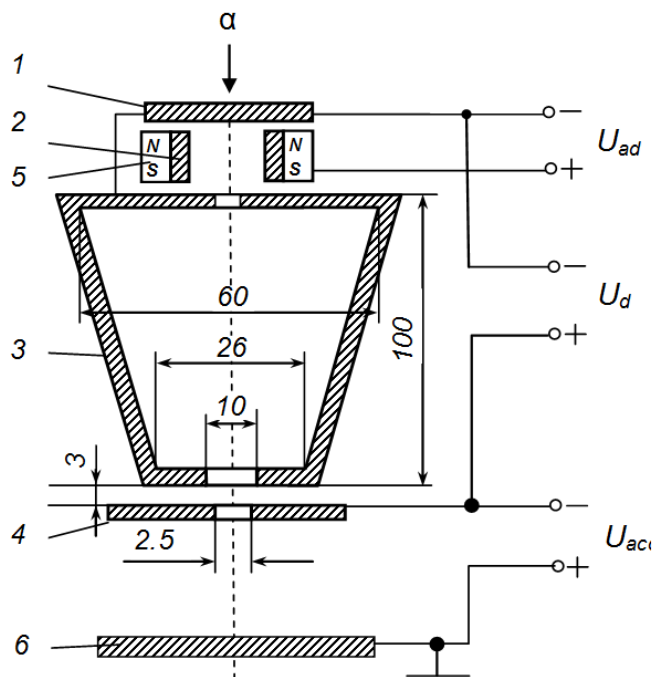


Рисунок 1.9 – Схемы плазменного источника электронов с ленточным пучком при инициировании основного разряда отражательным разрядом: 1 – плоский катод, 2 – анод вспомогательного разряда, 3 – клинообразный полый катод, 4 – анод основного разряда, 5 – постоянный кольцевой магнит, 6 – коллектор [28]

Применение для инжекции электронов вспомогательного дугового разряда представлено на схеме, рис. 1.10. Авторы работы [31] для генерации газовой плазмы использовали двухступенчатый разряд с эмиттером электронов на основе дугового разряда. Он обладает более высокой эффективностью использования энергии за счет более низкого напряжения вспомогательного разряда, а использование катода в виде замкнутой полости позволяет значительно продлить срок службы источника.

Генератор плазмы установлен на фланце технологической вакуумной камеры с прямоугольным окном размером  $220 \times 330 \text{ мм}$ . Для предотвращения образования катодного пятна наружная поверхность магниевого катода вспомогательного разряда 1 была изготовлена из нержавеющей стали, имеющей более стабильные параметры при горении дугового разряда.

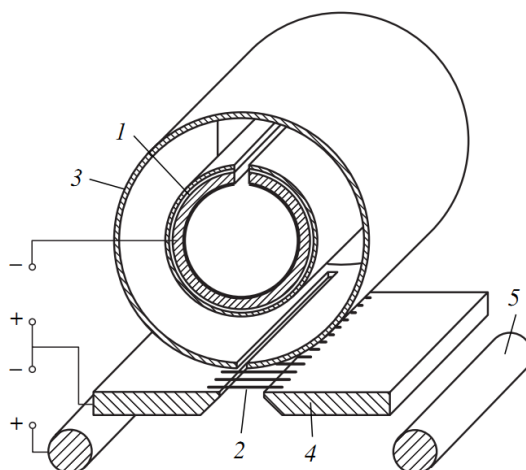


Рисунок 1.10 – Принципиальная схема разрядной системы генератора плазмы: 1 – полый катод вспомогательного разряда; 2 – решетчатый анод вспомогательного разряда; 3 – промежуточный электрод; 4 – катод основного разряда; 5 – анод основного разряда [31]

Катод 1 вспомогательного разряда располагался внутри полого промежуточного электрода 3, рис. 1.10. Такое расположение отверстий практически полностью исключает загрязнение плазмы основного разряда продуктами эрозии из катодной области вспомогательного разряда и уменьшает влияние движения катодного пятна на параметры электронного пучка, инжектируемого из плазмы вспомогательного разряда. Перепад давления, возникающий в щелевых отверстиях электродов 1 и 3 во время прохождения потока рабочего газа, с одной стороны, приводит к снижению давления в области генерации плазмы и, с другой стороны, способствует стабильному зажиганию вспомогательного разряда.

Вспомогательный разряд инициируется с помощью пробоя на поверхности керамического изолятора при подаче высоковольтного импульса между воспламенителем (не показан на рисунке) и катодом 1. Когда между электродами 1 и 2 подается постоянное напряжение 500 В и в полость катода 1 подается поток рабочего газа ( $10\text{--}20\text{ см}^3/\text{мин}$ ), между этими электродами инициируется самоподдерживающийся дуговой разряд с образованием катодных пятен на внутренней поверхности катода 1. Часть электронного потока (20-30%), испускаемого плазмой разряда, оседает на сетке и создает анодный ток вспомогательного разряда, в то время как большее количество электронов проходит в область основного разряда. Эти электроны дополнительно ускоряются вблизи поверхности электрода 4 до энергии, соответствующей падению катодного потенциала основного разряда, и, попадая в вакуумную камеру, ионизируют рабочий газ. Источник используется как генератор плазмы для плазменной обработки протяженных изделий. Рабочий диапазон давлений источника  $0,01\text{--}0,1\text{ Па}$ . Максимальное значение концентрации плазмы  $10^{10}\text{ см}^{-3}$  достигается при предельных для источника давлениях рабочего газа  $0,1\text{ Па}$ .

Повышение концентрации в объеме разряда для получения более высокого значения эмиссионного тока возможно достичь при использовании внешнего эмиттера электронов на основе дугового разряда с полым катодом в магнитном поле [32-34]. В работе [35] показано, что токи разряда в таком генераторе увеличены до 30 А, при этом концентрация плазмы в объемном разряде достигала  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Основной разряд представлен стенками вакуумной камеры, выступающими в роли катода основного разряда и водоохлаждаемым анодом, расположенным на одной из стенок вакуумной камеры, рисунок 1.11.

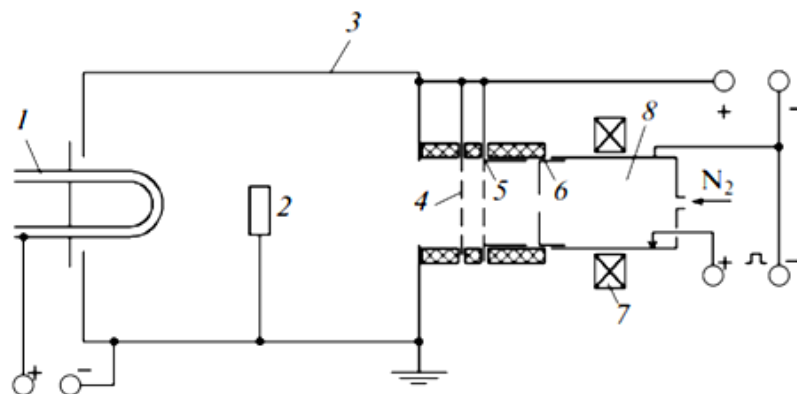


Рисунок 1.11 – Схема генератора плазмы с внешней инжекцией из плазмы дугового разряда: 1 – водоохлаждаемый анод тлеющего разряда; 2 – обрабатываемые образцы; 3 – вакуумная камера – полый катод тлеющего разряда; 4 – решетки; 5 – полый сеточный анод дугового разряда; 6 – диафрагма; 7 – магнитная катушка; 8 – электрод вспомогательного дугового разряда [35]

Электроны вспомогательного разряда вводятся в полую катодную камеру через эмиссионное окно диаметром 200 мм. Для разделения плазмы основного тлеющего разряда и вспомогательного дугового разряда эмиссионное окно закрыто мелкоструктурной сеткой ( $0,4 \times 0,4 \text{ мм}^2$ ), которая представляет собой сетчатый полый анод и имеет потенциал катода с тлеющим разрядом. Снижение рабочего давления достигается за счет наложения магнитного поля на область полого катода. Диапазон рабочих давлений такого генератора плазмы достаточно узок – 0,4-1,5 Па. Устойчивое функционирование устройства обеспечивается при напряжении и токе основного разряда в 50 В и 3 А, соответственно. Пространственное распределение концентрации плазмы в таком разряде зависит от давления газа, взаимного расположения анода основного разряда и вспомогательного дугового разряда [36]. Азимутальное распределение плотности тока на зонд в условиях несамостоятельного горения основного разряда представлено на рисунке 1.12 при токе основного разряда 30 А, давлении азота 0,65 Па, площади анода  $315 \text{ см}^2$ . По сравнению с самостоятельным режимом горения разряда данное распределение характеризуется меньшей равномерностью. Основной причиной этого явления служит внешняя инжекция электронов. Увеличение количества электронов, поступающих в катодную область, приводит к снижению напряжения горения основного разряда и ухудшению однородности азимутального

распределения концентрации плазмы. В рассматриваемых условиях степень неоднородности варьируется в пределах от  $\pm 15\%$  до  $\pm 30\%$  относительно среднего значения.

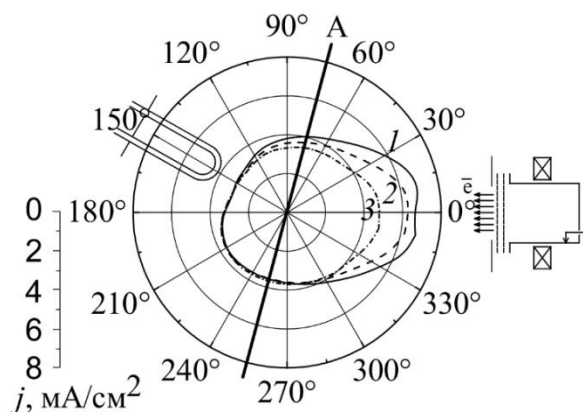


Рисунок 1.12 – Азимутальное распределение плотности тока на зонд для различных напряжений горения основного разряда: 1 – 190 В; 2 – 250 В, 3 – 370 В [36]

Неоднородность азимутальных распределений плотности ионного тока несколько снижается при меньшем рабочем давлении и большем напряжении горения разряда, а радиальные распределения практически не изменяются при варьировании этих параметров.

Из литературных данных известно, что при использовании плоской эмиссионной сетки [37], как правило, максимум плотности ионного тока насыщения на зонд наблюдается в центре камеры. Снижение неоднородности достигают при оптимизации формы сеточного анода вспомогательного дугового разряда. В работе [38] показано, что использование сетки определенной формы, рассеивающей центральный поток электронов приводит к улучшению однородности распределения концентрации плазмы в полном катоде, при этом несколько уменьшается концентрация плазмы из-за уменьшения количества инжектируемых электронов. Использование осесимметричного эмиссионного электрода в виде усеченного конуса с вогнутой центральной частью, который в сечении имеет клинообразную форму, отклоняет траектории отрицательно заряженных электронов от направления оси источника электронов, инжектируемых в основной тлеющий разряд, более равномерно распределяя их поток в пространстве. Наибольшая однородность достигается при использовании формы анода в виде конуса и усеченного конуса с вогнутой центральной частью, однако по высоте усеченный конус примерно в 2 раза ниже и поэтому обеспечивает большую рабочую область для расположения обрабатываемых изделий. Установка сеточных электродов приводит к снижению концентрации плазмы в катодной полости основного разряда, что связано с тем, что часть электронов эмитируется в направлении плоского анода и, вероятно, теряется на нем. Кроме того, как указывалось выше, плоский анод закрывает часть полого катода и, соответственно, поглощает электроны, траектории которых

проходят через анод, и  $\gamma$ -электроны в этой области. Согласно полученным формам азимутальных распределений подобное влияние анода проявляется для всех конфигураций.

Сетчатые распределяющие электроды, являющиеся анодом вспомогательного разряда и находящиеся одновременно под потенциалом полого катода, испытывают значительную токовую и соответственно тепловую нагрузку, поэтому должны иметь как можно большую геометрическую прозрачность, что, однако, ограничено необходимостью обеспечения слоевой стабилизации границы эмиссионной плазмы. Кроме того, высокие значения эмиссионного тока могут вызывать постепенную деформацию сетки и последующий выход ее из строя. Следует подчеркнуть, что проблемы, связанные с тепловой деформацией и сложностью изготовления распределяющих сеток, в наибольшей степени актуальны для схем с дуговой инжекцией, где плотность тока через сетку чрезвычайно высока. Для систем на основе тлеющего разряда требования к стойкости распределяющих элементов существенно ниже, что упрощает их конструктивное исполнение.

Как следует из рисунка 1.12, дуговой разряд как мощный локальный источник электронов создает наиболее выраженные неоднородности в распределении плазмы, борьба с которыми требует сложных мер по оптимизации формы анода. Одним из путей решения этой проблемы является применение двух независимых катодных узлов, расположенных по торцам протяженного анода, что позволяет инициировать плазму одновременно с двух сторон.

В работе [39] предложена конструкция импульсного ускорителя электронов с плазменным эмиттером, в которой два катодных узла на основе дугового разряда низкого давления закреплены на торцах полого полуцилиндрического анода размерами  $200 \times 150 \times 800$  мм, рисунок 1.13.

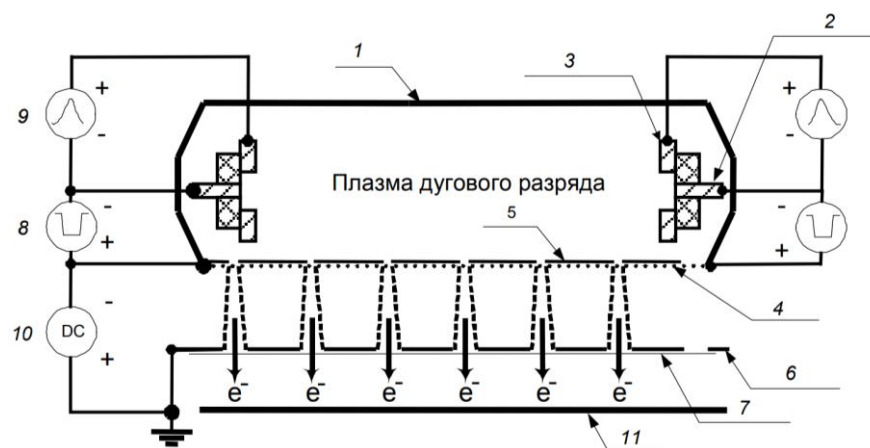


Рисунок 1.13 – Схема ускорителя электронов с сеточным плазменным эмиттером: 1 – полый анод, 2 – катод, 3 – поджигающий электрод, 4 – эмиссионная сетка, 5 – маска; 6 – опорная решетка, 7 – выпускная фольга, 8 – источник питания разряда, 9 – источник питания поджига, 10 – источник высокого напряжения, 11 – коллектор [39]



Такая конфигурация позволяет инициировать разряд одновременно с двух сторон протяженной эмиссионной поверхности, что способствует выравниванию распределения концентрации плазмы вдоль длины пучка. Авторы показали, что при ускоряющем напряжении 180 кВ и токе эмиссии 15 А коэффициент вывода электронного пучка через фольговое окно достигает 0,7, а неоднородность распределения плотности тока по сечению пучка составляет  $\pm 15\%$ .

Представленный подход демонстрирует потенциал дуговых систем с двумя торцевыми катодами для формирования широкоапертурных пучков. Однако высокая тепловая нагрузка на элементы конструкции, сложность юстировки и необходимость работы в импульсном режиме ограничивают его применимость в непрерывных форвакуумных источниках ленточных электронных пучков.

Сравнительный анализ рассмотренных типов вспомогательных разрядов позволяет оценить их применимость в задачах создания широкоапертурных источников. Система на основе отражательного разряда демонстрирует высокую эффективность инициирования и возможность последующего отключения, однако ее принципиальным ограничением является малая площадь эмиссионного окна, что делает ее непригодной для обработки протяженных поверхностей. Дуговой разряд, в свою очередь, обеспечивает рекордные плотности тока инжекции и концентрации плазмы благодаря низкому рабочему напряжению, но порождает ряд сложных технологических проблем. К ним относятся: риск загрязнения плазмы основного разряда продуктами эрозии катодного пятна, сложность стабилизации самого пятна на большой площади, а также экстремальные тепловые нагрузки на распределяющие сетчатые электроды, что ограничивает надежность и срок службы установки. Кроме того, как показано на рисунке 1.12, дуговой разряд как мощный локальный источник электронов создает наиболее выраженные неоднородности в распределении плазмы, борьба с которыми требует сложных мер по оптимизации формы анода и приводит к неизбежным потерям полезного тока.

В этом контексте вспомогательный тлеющий разряд, несмотря на сравнительно более высокое рабочее напряжение, обладает ключевыми преимуществами для масштабируемых систем. Его плазма, не связанная с катодным пятном, имеет стабильные и воспроизводимые параметры, не вносит загрязнений и создает менее концентрированный, а значит, более управляемый поток инжектируемых электронов. Хотя исходная конфигурация со стержневым анодом также приводит к неоднородности, природа этой неоднородности обусловлена в первую очередь геометрией электродов основного разряда, а не свойствами самого вспомогательного источника. Это открывает более простые и предсказуемые пути ее устранения – например, через переход к распределенной системе инжекции или оптимизацию геометрии полого катода. Таким образом, тлеющий разряд представляется наиболее технологичным и перспективным базовым решением для построения стабильных, воспроизводимых и масштабируемых на большую

площадь систем с внешней инжекцией, где требования к долговечности и однородности зачастую приоритетнее достижения предельных значений плотности тока.

### **1.3 Факторы, влияющие на однородность ленточного электронного пучка в плазменных источниках с полым катодом**

Однородность плотности электронного пучка является ключевым параметром, определяющим эффективность и качество работы плазменных источников с полым катодом, особенно в приложениях для ионно-плазменной обработки поверхностей. Неравномерность пучка приводит к локальным вариациям плотности ионного тока, что вызывает неоднородность свойств обрабатываемого слоя, локальные перегревы, нестабильность разряда и даже электрические пробои.

Одним из условий формирования однородной плазменной среды при использовании схем с внешней инжекцией электронов для поддержания несамостоятельного разряда является обеспечение равномерности самого инжектируемого электронного пучка. Как было отмечено ранее в работе [37] увеличение тока инжектируемых электронов, особенно на порядок и более относительно тока основного разряда, ведет к резкому росту неоднородности распределения плазмы из-за усиленной ионизации вдоль оси пучка; при токах в несколько ампер азимутальная неоднородность плотности ионного тока может достигать  $\pm 15\text{--}30\%$ . Критическое значение имеет геометрия эмиссионного окна: применение сеток со специальным профилем (например, с центральным выступом) или щелевой конфигурации позволяет перераспределять электронный поток с центра на периферию, выравнивая плотность тока. В работе [37] показано, что снижение коэффициента неоднородности радиального и азимутального распределений концентраций заряженных частиц в пучково-плазменном образовании достигается использованием клинообразной в сечении формы эмиссионного электрода (поликлинной) с высотой треугольного сечения клина, близкой или превышающей ширину прикатодного падения потенциала ( $h \geq d_c$ ). На рисунке 1.14 представлена схема источника электронов с эмиссионной сеткой такой формы, а также получаемые азимутальные и радиальные распределения плотности ионного тока на измерительный зонд. Видно, что использование сетчатого эмиссионного электрода специфической формы повышает однородность. Однако стоит понимать, изменение формы сеточного электрода неизбежно ведет к увеличению его площади. Зачастую такой электрод испытывает значительные токовые и тепловые нагрузки, и поэтому должен иметь как можно большую геометрическую прозрачность, что снижает электрическую прочность и требует нахождения компромисса между стабильностью работы и однородностью. Кроме того, тепловая нагрузка может

приводить к значительной деформации сеточного электрода, что приведет к неконтролируемому росту неоднородности и даже к прогоранию сетки.

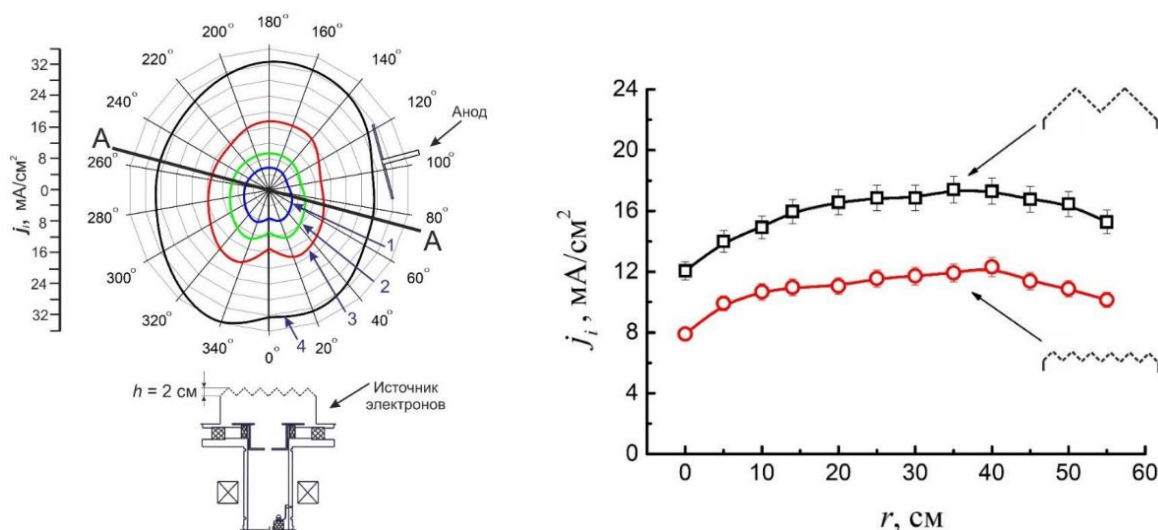


Рисунок 1.14 – а – Азимутальные распределения плотности ионного тока на зонд при  $p(\text{N}_2) = 0,65$  Па,  $U_d = 180$  В,  $I_d$ : 1 – 75 А; 2 – 120 А; 3 – 180 А; 4 – 240 А. б – Радиальные распределения плотности ионного тока на зонд при  $p(\text{N}_2) = 0,65$  Па,  $I_d = 90$  А,  $U_d = 180$  В для поликлинного эмиссионного электрода и эмиссионного электрода в виде усеченного конуса с вогнутой центральной частью [37]

Значительное влияние на однородность пучка оказывают параметры самого несамостоятельного разряда [40]. В работе [41] на примере разрядной системы для азотирования внутренних поверхностей протяженных полостей показано, что равномерность распределения температуры на стенках полого катода (которая коррелирует с однородностью пучка) может достигать  $\pm 10\%$  от среднего значения и сильно зависит не только от электрических характеристик разряда, но и от рабочего давления. При этом авторы отмечают, что эффективность использования инжектируемых электронов для поддержания разряда и однородность распределения температуры существенно улучшаются при использовании полых катодов сложной формы, например, образованных сваркой двух труб под углом  $90^\circ$ .

Транспортные свойства электронов в плазменных облаках, генерируемых разрядом с полым катодом, также играют важную роль в формировании однородности пучка. Как показано в исследовании [18], пространственное распределение плотности электронов, потенциала плазмы и электронной температуры существенно зависит от режима разряда. Энергетические потери высокоэнергичной группы электронов с радиальным расстоянием определяют характер спада плотности тока от оси пучка к периферии, что необходимо учитывать при разработке широкоапертурных источников.

Значительным шагом в решении проблемы неоднородности явилось использование многоапертурных эмиссионных систем. В работах М.С. Воробьева [42, 43] предложено разделение эмиссионной поверхности на отдельные участки с помощью металлической маски, перфорированной круглыми отверстиями (рисунок 1.15).

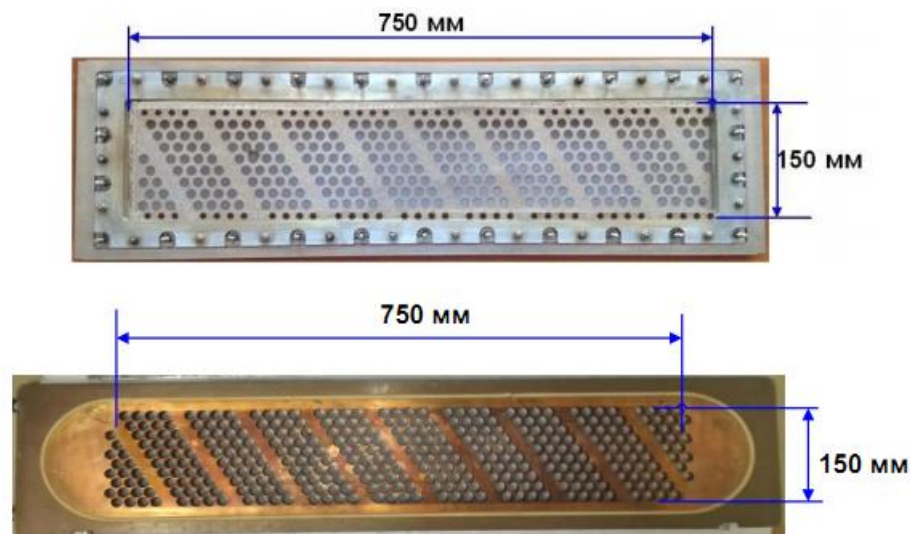


Рисунок 1.15 – Фотография маски, приваренной точечной сваркой к эмиссионной сетке СПЭ (сверху), и фотография опорной решетки (снизу) [43]

Такая маска укладывается на эмиссионную сетку и приваривается к ней точечной сваркой для улучшения электрического контакта. При этом широкий электронный пучок представляет собой суперпозицию элементарных пучков, сформированных отдельными эмиссионными структурами, плазменная граница которых стабилизирована сеткой. Эксперименты показали, что введение маски с отверстиями диаметром 8 мм и общей геометрической прозрачностью 13% позволяет полностью устранить высокочастотные модуляции на импульсах токов разряда и эмиссии, которые наблюдались в отсутствие маски при использовании сетки с размером ячейки  $0,6 \times 0,6$  мм.

Важным фактором, влияющим на однородность пучка, является давление рабочего газа. Как показано в работе [44], максимальная величина ускоряющего напряжения, при которой сохраняется электрическая прочность промежутка, достижима в достаточно узком диапазоне давлений 10–20 мПа (рисунок 1.16). Увеличение давления выше этого диапазона приводит к снижению электрической прочности, а уменьшение – к росту задержки образования анодной плазмы, необходимой для компенсации пространственного заряда пучка.

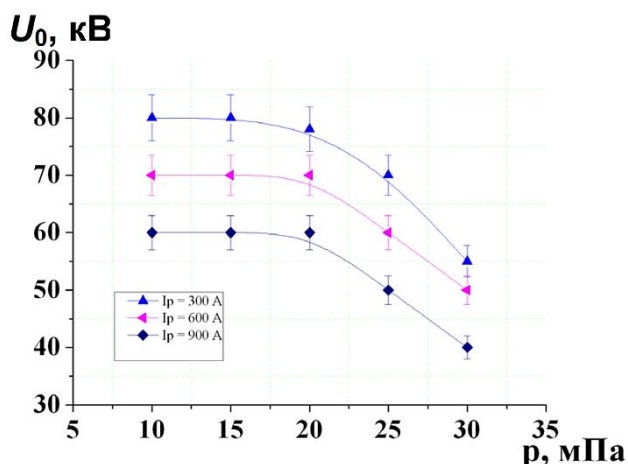


Рисунок 1.16 – Зависимости максимального ускоряющего напряжения  $U_0$  от давления рабочего газа  $p$  при разных токах разряда  $I_d$  (слева). Рабочий газ – аргон [44]

Наряду с аппаратными методами коррекции неоднородности (оптимизация геометрии эмиссионного электрода, использование многоапертурных систем и масок с переменной прозрачностью), в мировой практике использовался иной подход, основанный на управлении физико-химическими процессами в самой пучковой плазме. Этот подход реализован в работах Военно-морской исследовательской лаборатории США (Naval Research Laboratory, NRL).

В работах сотрудников этой лаборатории электронный пучок с энергией 1–3 кэВ и плотностью тока 1-5 мА/см<sup>2</sup> инжектируется в камеру обработки, где ионизирует рабочий газ, формируя плазму, которая непосредственно контактирует с обрабатываемой подложкой. В работе [45] авторы указывают, что при магнитном удержании пучка плазма демонстрирует высокую однородность вдоль оси распространения пучка, но сильно неоднородна в поперечном направлении. При этом основными причинами неоднородности авторы считают конкуренцию двух процессов: ион-электронную рекомбинацию, доминирующей в центре пучка (где плотность плазмы максимальна), и амбиполярной диффузии, преобладающей на периферии. Авторы показали, что, варьируя состав рабочего газа, например, добавляя  $H_2$  или  $CH_4$  к аргону, можно изменять баланс между процессами рекомбинации и диффузии и, следовательно, управлять формой пространственного профиля плотности плазмы [46, 47]. Добавление молекулярных газов с высокими сечениями диссипации энергии приводит к более эффективному охлаждению электронов и снижению амбиполярной диффузии, что способствует сглаживанию неоднородностей, однако приводит к необходимости учета состава газовой смеси, ионы которой в дальнейшем используются для обработки материалов [48].

Другим эффективным инструментом управления однородностью является использование аксиального магнитного поля. В работе [49] показано, что наложение магнитного поля напряженностью 100–300 Гаусс не только коллимирует электронный пучок и предотвращает

его расширение, но и позволяет управлять радиальным распределением плотности плазмы за счет дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях. Авторы отмечают, что однородность плазмы поперек поля может быть улучшена путем оптимизации профиля магнитного поля, что позволяет увеличить генерацию плазмы на периферии камеры и скомпенсировать центральный максимум плотности.

В форвакуумных плазменных источниках ленточного электронного пучка важным направлением повышения однородности является оптимизация геометрии ускоряющего промежутка. В работе [50] представлены результаты численного анализа и экспериментальных исследований формирования ленточного электронного пучка на основе тлеющего разряда с полым катодом в форвакуумной области давлений. Модификация геометрии ускоряющего промежутка позволила сфокусировать ленточный электронный пучок и обеспечить его транспортировку на расстояние в несколько десятков сантиметров в отсутствие аксиального магнитного поля, рисунок 1.17.

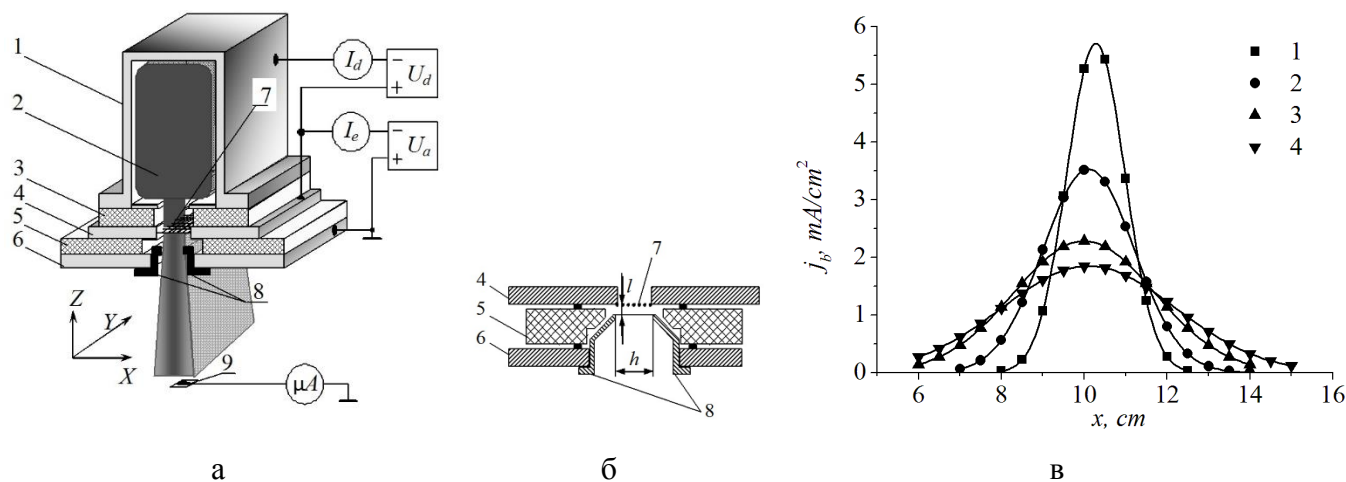


Рисунок 1.17 – Геометрия и параметры электронного пучка формируемого форвакуумным плазменным источником: а – схема источника ленточного электронного пучка, б – схема ускоряющего промежутка источника, в – распределение плотности тока по поперечному размеру ленточного электронного пучка для различных геометрий ускоряющего промежутка  $l$ : 1 – 5 мм, 2 – 8 мм, 3 – 12 мм, 4 – 15 мм.  $h = 16$  мм. Ускоряющее напряжение 8 кВ, ток пучка 100 мА, давление 5 Па

Численное моделирование, выполненное с использованием программного пакета КОБРА3-INP, показало, что выбор оптимальной конфигурации электродов ускоряющей системы позволяет не только фокусировать пучок, но и существенно выравнять распределение плотности тока по его сечению за счет коррекции траекторий периферийных электронов.

#### **1.4 Применение пучковой плазмы и электронных пучков для модификации поверхности полимеров**

Современные технологии модификации полимерных материалов с использованием низкотемпературной плазмы можно классифицировать по типу используемого разряда и механизму воздействия на обрабатываемую поверхность. В плазмохимических реакторах, традиционно применяемых в технологиях микро- и нанoeлектроники, в качестве источника плазмы используются УВЧ- или СВЧ-разряды, в которых плазма создается нагревом разреженного газа электромагнитным полем, создаваемым внешним источником [51]. В таких источниках электрические поля нагревают электроны до установления баланса между ионизацией нагретыми электронами и потерями плазмы. Существенным недостатком данного метода является то, что значительная доля энергии теряется на низкоэнергетичные (менее 10 эВ) процессы возбуждения молекул газа, а не на процессы диссоциации и ионизации, непосредственно ответственные за образование активных частиц. Поддержание плазмы нагретыми электронами требует электронной температуры в десятки электрон-вольт, что создает высокий потенциал плазмы и соответствующее напряжение между плазмой и стенкой. Как следствие, ионы, воздействующие на обрабатываемую поверхность, приобретают значительную энергию, что приводит к радиационным повреждениям обрабатываемого материала [52].

Альтернативным подходом является использование электронных пучков для генерации плазмы. Как отмечено в работе [53], высоковольтные пучки с энергией более 1 кэВ при распространении в разреженном газе расходуют основную долю энергии на диссоциацию и ионизацию молекул рабочего газа. Электроны создаваемой плазмы рождаются с низкой начальной энергией, и, поскольку отсутствует дополнительный нагрев плазмы ВЧ-полями, они быстро теряют энергию при столкновениях с молекулами газа. Результирующая плазма характеризуется низкой электронной температурой и, как следствие, низким потенциалом плазмы, что обеспечивает возможность регулирования энергии ионного потока, воздействующего на обрабатываемую поверхность, в широком диапазоне.

Эффективность использования пучковой плазмы для модификации поверхности полимеров была продемонстрирована в работах, выполненных на установке LAPPS (Naval Research Laboratory, США). Исследования показали, что обработка в пучковой плазме позволяет регулировать гидрофобные свойства поверхности, создавая покрытия, чрезвычайно стабильные во времени [54]. Также показана возможность модификации поверхности полистирольных пластин для применения в медицинских приборах [55]. Авторы работы [56] подчеркивают, что пучковая плазма, генерируемая ленточным электронным пучком, обладает рядом преимуществ для обработки полимеров благодаря низкой электронной температуре (1–5 эВ) и возможности



независимого управления плотностью потока ионов и радикалов. Схема экспериментальной установки для получения пучковой плазмы представлена на рисунке 1.18 [57].

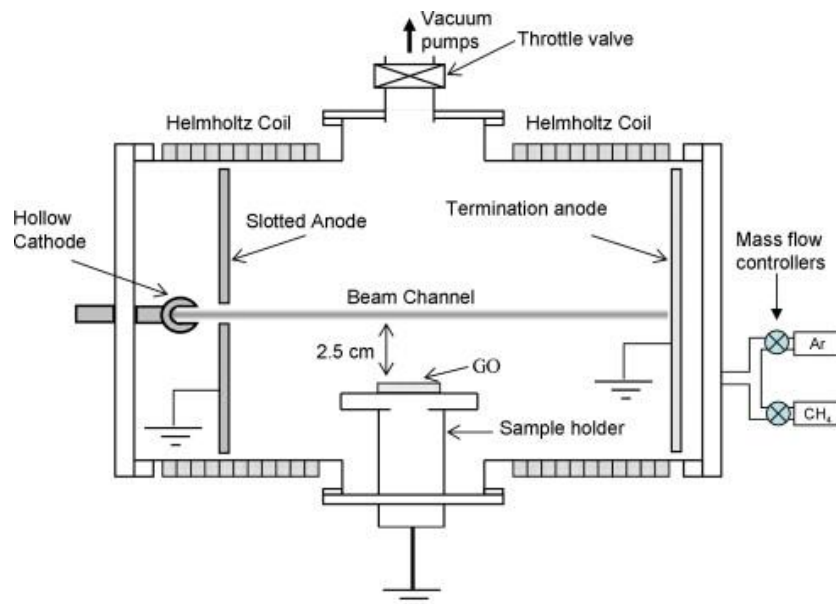


Рисунок 1.18 – Схема экспериментальной установки LAPPS [57]

Использование ленточных пучков позволяет обрабатывать поверхности большой площади с высокой степенью однородности, однако требует магнитного поля для удержания плазмы вдоль электронного пучка.

Особый интерес представляет гибридная плазма, генерируемая совместным действием непрерывного электронного пучка и ВЧ-газоразрядной плазмы [58]. Гибридная плазма возбуждается при инжекции непрерывного сканирующего электронного пучка в область ВЧ-разряда (13,56 МГц) при давлениях 0,1–10 Торр (13–1330 Па). Схема установки для генерации такой плазмы представлена на рисунке 1.19.

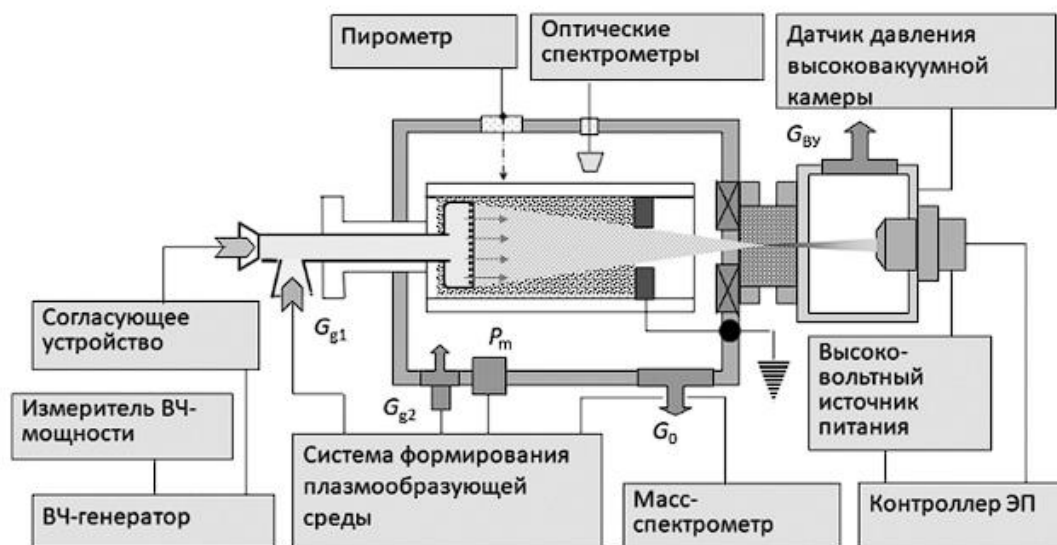


Рисунок 1.19 – Схема гибридного плазмохимического реактора [59]



Такая конфигурация позволяет создавать сильнонеравновесную низкотемпературную плазму с высокой концентрацией активных частиц. Важной особенностью является возможность управления геометрией реакционного объема за счет сканирования электронного пучка, что обеспечивает селективную обработку поверхности по заданному профилю [60].

Гибридная плазма успешно применяется для модификации биополимеров. Исследование воздействия электронно-пучковой и гибридной плазмы на хитозан – природный полисахарид, широко используемый в медицине и биотехнологии – показало, что обработка улучшает гидрофильные свойства хитозановых пленок и имеет преимущества по сравнению с обработкой только в ВЧ-разряде или только в электронном пучке [61, 62]. В работе [63] исследована возможность применения гибридной плазмы для функционализации целлюлозы и лигнина. Установлено, что обработка полисахаридных губок в гибридной плазме изменяет морфологию поверхности, улучшает гидрофильность и приводит к образованию химически активных полярных кислородсодержащих групп.

Несмотря на очевидные преимущества, гибридная плазма имеет ряд недостатков и ограничений. Прежде всего, гибридные плазменные системы требуют одновременного использования двух (или более) независимых источников энергии – источника электронного пучка и ВЧ-генератора. Это приводит к усложнению конструкции установки, увеличению ее габаритов и стоимости, а также к повышению требований к квалификации обслуживающего персонала. Кроме того, обработка электронным пучком может вызывать нежелательные изменения в объеме полимерного материала, а не только на поверхности, что критично для полимеров, чувствительных к радиационному воздействию.

Альтернативным подходом к генерации пучковой плазмы является использование форвакуумных плазменных источников электронов, разработанных в лаборатории плазменной электроники кафедры физики ТУСУРа. В этом диапазоне давлений (5–100 Па) генерация электронного пучка и связанной с ним плазмы может быть достигнута наиболее простым и эффективным способом с использованием плазменных источников электронов. Благодаря особой конфигурации ускоряющего узла источника можно формировать электронные пучки ленточной конфигурации, что позволяет создавать однородную плазму большой площади. Существенной характеристикой форвакуумного источника электронов является его способность работать при относительно высоком давлении газа (5–100 Па) в изобарном режиме, то есть без перепада давления в источнике, что упрощает систему, необходимую для генерации плазмы. На рисунке 1.20 представлена схема экспериментальной установки для обработки полимеров [64].

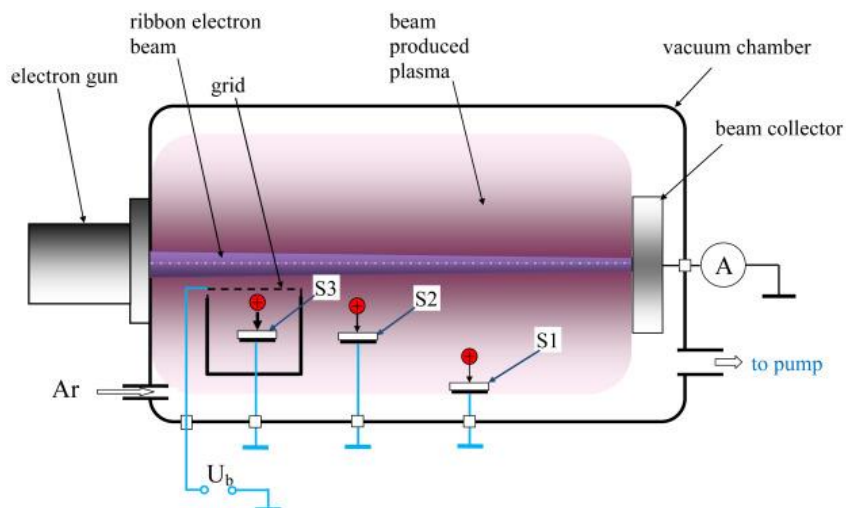


Рисунок 1.20 – Схема экспериментальной установки для обработки полимеров пучковой плазмой [64]

При распространении электронного пучка ленточной конфигурации продольная однородность плотности плазмы имеет решающее значение для обработки поверхности. Предыдущие исследования показали, что неоднородность плотности плазмы вдоль пучка не превышает 15% на расстоянии, эквивалентном ширине пучка, при этом угол расхождения пучка не превышает  $10^\circ$ . Использование электронного пучка для генерации плазмы обеспечивает более легкий контроль параметров плазмы, поскольку, в отличие от газоразрядных систем, здесь возможно независимое управление током пучка и энергией ионизирующих электронов. Для эффективной ионизации энергия электронов должна оставаться в определенных пределах. При энергии ниже 3 кэВ расхождение пучка значительно увеличивается, что приводит к изменению плотности электронного тока по его траектории и увеличению неоднородности плазмы. При более высокой энергии на скорость ионизации сильно влияет уменьшение сечения ионизации.

Интенсивность пучка должна быть достаточной для образования плотной плазмы, но при этом оставаться достаточно низкой, чтобы избежать значительного нагрева образцов во время обработки. Измерение температуры образцов как функции времени обработки подтверждает правильность выбора параметров пучка. Обработка плазмой аргона или ионным потоком с плотностью тока  $0,25 \text{ mA/cm}^2$  при давлении 10 Па не влияет на химические свойства полиэтиленовой пленки.

### 1.5 Выводы и постановка задач исследований

Проведенный анализ литературных данных показывает, что в настоящее время форвакуумные плазменные источники ленточных электронных пучков уверенно работают в диапазоне давлений 5–50 Па, однако их функционирование при более низких давлениях (0,1–1 Па) ограничено проблемами зажигания и устойчивого горения разряда с протяженным полым катодом. Для решения этой проблемы наиболее перспективным методом является внешняя инжекция электронов из вспомогательной разрядной системы, но существующие конструкции не обеспечивают одновременно стабильность разряда и высокую однородность эмиссионной плазмы при давлениях 0,1–1 Па.

В области давлений 5–50 Па однородность ленточного электронного пучка в значительной степени определяется обратным ионным потоком, величина которого возрастает с увеличением давления и может достигать 20% от тока пучка. Влияние этого фактора на формирование однородного пучка в диапазоне 0,1–1 Па детально не исследовано, а существующие методы коррекции неоднородности разработаны для более высоких давлений.

Пучковая плазма, генерируемая ленточными электронными пучками, перспективна для модификации поверхностных свойств полимеров благодаря низкой температуре электронов и возможности независимого управления параметрами обработки. Однако данные о применении форвакуумных плазменных источников для этих целей в диапазоне давлений 0,1–10 Па ограничены и требуют систематических исследований.

В соответствии с этим в диссертационной работе поставлены и решены следующие основные задачи:

- Исследование особенностей инициирования тлеющего разряда в двухступенчатой разрядной системе с протяженными цилиндрическими катодами основного и вспомогательного разрядов в области давлений 0,1–10 Па.
- Исследование влияния эмиссии электронов из плазмы в расширенном диапазоне давлений на формирование ленточного электронного пучка с однородным распределением плотности тока (неоднородность не более 10%).
- Демонстрация возможности применения ленточного электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, для создания пучковой плазмы в диапазоне давлений 0,1–10 Па и использования ее для плазменной модификации полимеров.

## ГЛАВА 2 ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

### 2.1 Экспериментальная установка

Установка состояла из вакуумной камеры с установленным на ней форвакуумным плазменным источником, системой откачки, блоков питания и диагностическим оборудованием [65]. Внешний вид установки представлен на рисунке 2.1.



Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки

1 – вакуумметр ВИТ-2, 2 – блок управления и питания РРГ, 3 – высоковольтный источник питания, 4, 6 – источники питания вспомогательного разряда, 5 – источник питания основного разряда, 6 – блок высокого напряжения, 7 – форвакуумный плазменный источник электронов, 8 – вакуумная камера, 9 – блок управления двойным зондом [65]

Блоки электропитания разрядов и блок высокого напряжения устанавливались в стандартной стойке. Блоки позволяли стабилизировать токи вспомогательных разрядов от 0,01 до 1,5 А и ток основного разряда от 0,01 до 3А. Напряжение горения вспомогательных разрядов во всем диапазоне рабочих давлений источника не превышало 600В, в отдельных случаях поднималось до 900В.

### 2.1.1 Схема вакуумной системы установки

Вакуумная камера установки была изготовлена из стали и имела форму куба с внутренними размерами  $350 \times 350 \times 350$  мм<sup>3</sup>. Источник электронов устанавливался на верхнем фланце вакуумной камеры через переходной фланец из дюралюминия. Толщина стенок камеры и переходного фланца была достаточной для обеспечения защиты персонала от тормозного рентгеновского излучения при энергии электронов до 10 кэВ. Нижний фланец вакуумной камеры представлял собой водоохлаждаемый коллектор. Охлаждение осуществлялось проточной водой. Расход воды при работе источника составлял 120-150 л/час. Для достижения форвакуумной области давлений – до 5 Па откачка камеры осуществлялась вакуумным пластинчатороторным двухступенчатым насосом ADVAVAC-40. Вакуум уровня  $10^{-1}$ – $10^{-2}$  Па достигался при включении диффузионного насоса НВ 2000. Схема вакуумной системы представлена на рисунке 2.2.

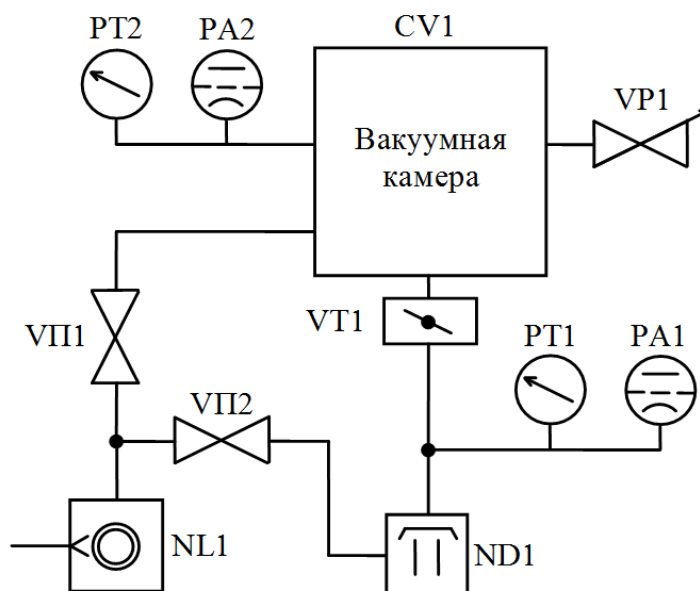


Рисунок 2.2 – Схема вакуумной системы

Для работы в области давлений 5–20 Па использовался только форвакуумный насос, при этом клапан VП2 соединяющий насос с выходом диффузионного насоса ND1 оставался закрытым. При работе в области более низких давлений форвакуумный насос NL1 подключался на выход диффузионного, и откачка вакуумной камеры CV1 осуществлялась при открытом затворе VT1. Достижение необходимого уровня вакуума обеспечивалось либо не полным открытием клапана диффузионного насоса, либо установлением уровня напуска газа в торцы полых катодов вспомогательных разрядов. Контроль расхода поддерживался блоком управления и питания БУИП-3. Расход задавался РРГ-12 в диапазоне 6–9 см<sup>3</sup>/мин и обеспечивал уровень вакуума в

полем катодом вспомогательного разряда достаточный для зажигания разряда при напряжении на разрядном промежутке не более 2 кВ.

### 2.1.2 Форвакуумный плазменный источник электронов с двухступенчатой разрядной системой

Разрядная система форвакуумного плазменного электронного источника состояла из двух независимых разрядных систем на основе тлеющего разряда с полым катодом, рис. 2.3, 2.4.

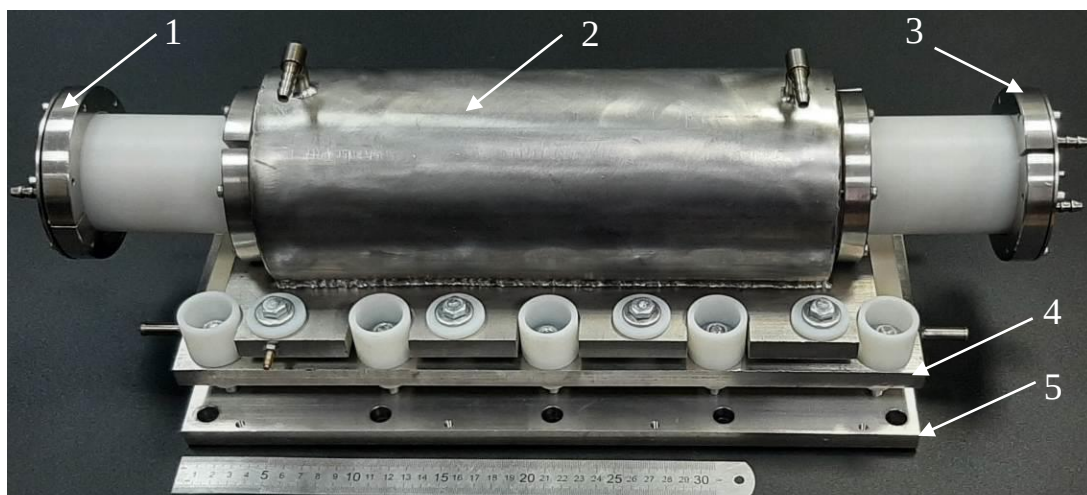


Рисунок 2.3 – Внешний вид источника электронов: 1, 3 – катоды вспомогательного разряда; 2 – катод основного разряда; 4 – анод основного разряда, 5 – ускоряющий электрод (экстрактор)

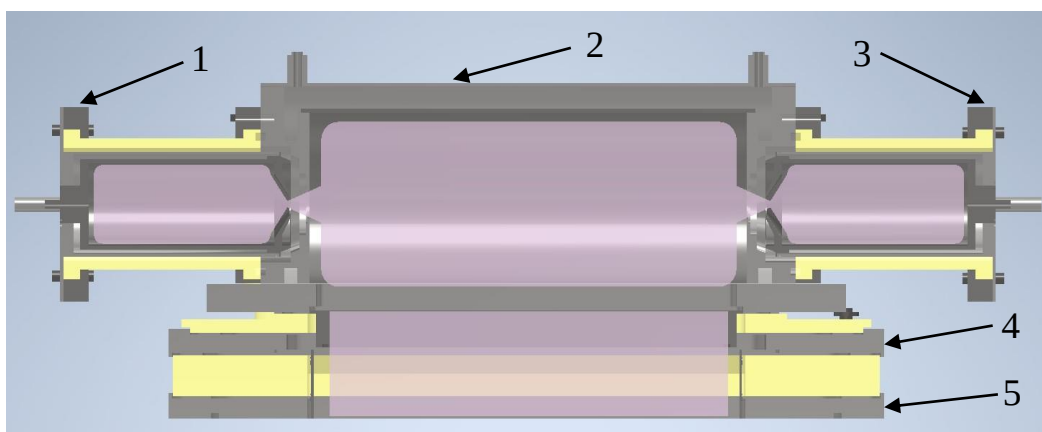


Рисунок 2.4 – Продольное сечение 3D модели источника электронов: 1, 3 – катод вспомогательного разряда; 2 – катод основного разряда; 4 – анод основного разряда, 5 – ускоряющий электрод (экстрактор)

Основная разрядная система представляла собой полый катод в виде цилиндра с внутренним диаметром полости 100 мм и длиной 250 мм. А также плоский анод в виде фланца прямо-

угольной формы. Торцы полого катода содержали крепежные отверстия для установки полых катодов вспомогательной системы, рис. 2.5. Поток частиц из вспомогательных разрядов в основной формировался через сквозные отверстия диаметром 0,7-2 мм в торцах полого катода основного разряда.

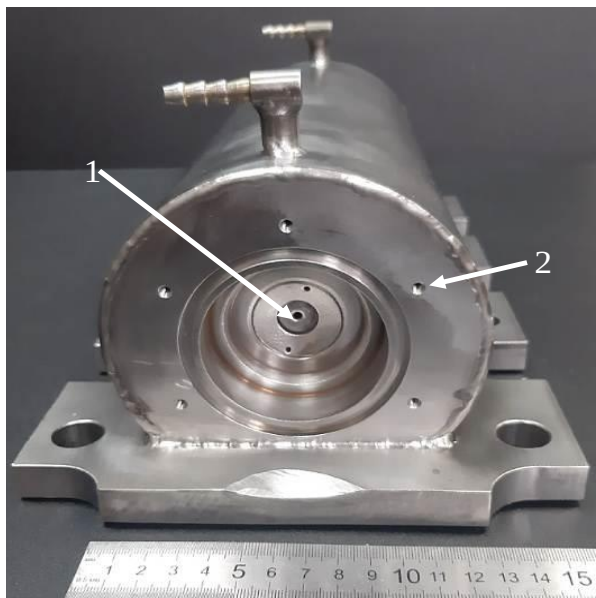


Рисунок 2.5 – Внешний вид торцевой части катода основного разряда. 1 –эмиссионное окно вспомогательного разряда, 2 – крепежные отверстия для установки вспомогательного разряда

В боковой же стенке катода основного разряда источника было выполнено протяженное прямоугольное отверстие размерами  $20 \times 250$  мм<sup>2</sup>, рис. 2.6. Размеры отверстия в катоде можно было менять за счет размещения в нем катодной вставки.

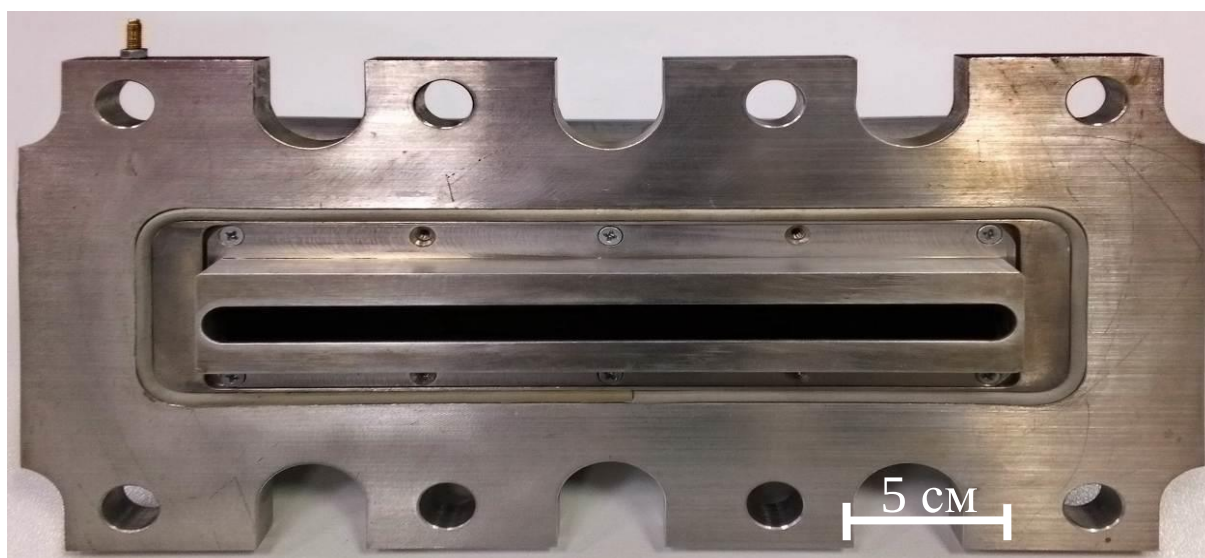


Рисунок 2.6 – Вид со стороны катода на протяженное окно в катодной полости основной разрядной системы



Анод основного разряда представлял собой плоскую пластину, рис. 2.7.



Рисунок 2.7 – Внешний вид анода основного разряда

В средней части пластины имелось прямоугольное отверстие, перекрываемое парой анодных пластин, между которыми имелась возможность установки мелкоструктурной металлической сетки. Размер элементарной ячейки сетки –  $0,6 \times 0,6 \text{ мм}^2$ , геометрическая прозрачность – 80%. Эмиссионное окно в пластинах задавало профиль сечения электронного пучка, а сетка задавала границу эмиссионной плазмы. В анодной пластине имелись каналы охлаждения, объединенные с системой охлаждения полого катода. Форма эмиссионного окна варьировалась от протяженной прямоугольной, до серии отверстий различного диаметра и формы (5-10 мм) расположенных вдоль одной линии, рис. 2.8.



Рисунок 2.8 – Внешний вид вставок в анод. 1 – с протяженным отверстием  $220 \times 10 \text{ мм}^2$ , 2 – с серией из 25 отверстий диаметром 8 мм, 3 – с серией из 32 протяженных отверстий длиной 9 мм и шириной 6 мм



Вспомогательная разрядная система состояла из цилиндрических полых катодов с внутренним диаметром 40 мм и глубиной 120 мм, рис. 2.9.



Рисунок 2.9 – Внешний вид катода вспомогательного разряда

Электрическая изоляция электродов источника, а также ускоряющего промежутка осуществлялась капролоновыми изоляторами соответствующей формы и размеров. Перепад давления два порядка величины между основной и вспомогательной разрядными системами обеспечивался малым отверстием, соединяющим две эти системы. Напуск газа осуществлялся только в полые катоды вспомогательных разрядов. На рисунке 2.10 представлены основные элементы источника электронов в разобранном виде.

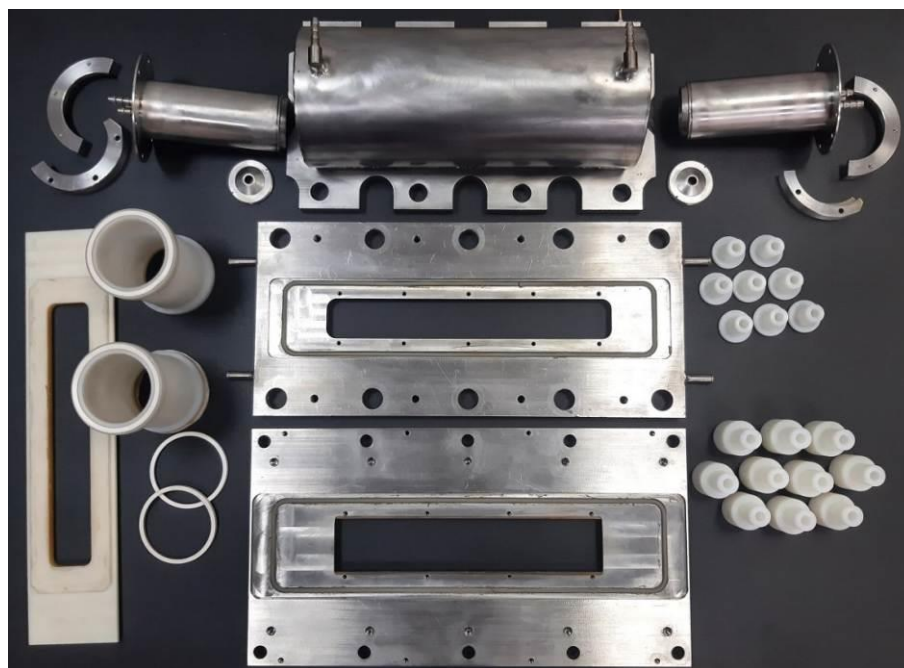


Рисунок 2.10 – Внешний вид источника электронов в разобранном виде

Порядок работы при давлениях ниже 1 Па заключался в зажигании вспомогательных разрядов, подаче напряжения на промежутки полый катод и анод основного разряда и зажигании основного разряда. Поскольку в этом случае основной разряд поддерживался потоком электронов из дополнительных разрядов, то он являлся несамостоятельным. Извлечение электронов из плазмы основного разряда и формирование ленточного электронного пучка осуществлялось в результате подачи ускоряющего напряжения между анодом основного разряда и заземленным экстрактором. Формируемый электронный пучок транспортировался на расстояние 40 см и затем принимался на водоохлаждаемый коллектор. Параметры электронного источника представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Параметры форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка с двухступенчатой разрядной системой

| Параметр                                   | Значение               |
|--------------------------------------------|------------------------|
| Ток пучка, мА                              | 10 – 450               |
| Поперечное сечение пучка, мм <sup>2</sup>  | 10×200                 |
| Энергия электронов пучка, кэВ              | 1–10                   |
| Режим работы                               | непрерывный            |
| Рабочий газ                                | гелий, воздух, аргон   |
| Давление газа в вакуумной камере, Па       | $1 \cdot 10^{-1}$ – 50 |
| Расстояние до мишени, см                   | 5–30                   |
| Неоднородность в поперечном направлении, % | до 15                  |

## 2.2 Диагностика параметров электронного пучка и плазмы

К измеряемым параметрам электронного пучка относятся плотность тока и ее распределение в продольном и поперечном сечении электронного пучка. Как правило, для измерения плотности тока используются токовые коллекторы малого диаметра и различной конструкции, помещаемые на пути распространения электронного пучка. Для измерения параметров плазмы – температуры электронов и концентрации ионов хорошо зарекомендовали себя зондовые методы и с использованием одиночных и двойных Ленгмюровских зондов.

### 2.2.1 Измерение концентрации плазмы и потоков частиц

На рис. 2.11 показана схема измерения распределения концентрации плазмы, а также тока электронов проникающих в полый катод основного разряда из вспомогательного разряда.

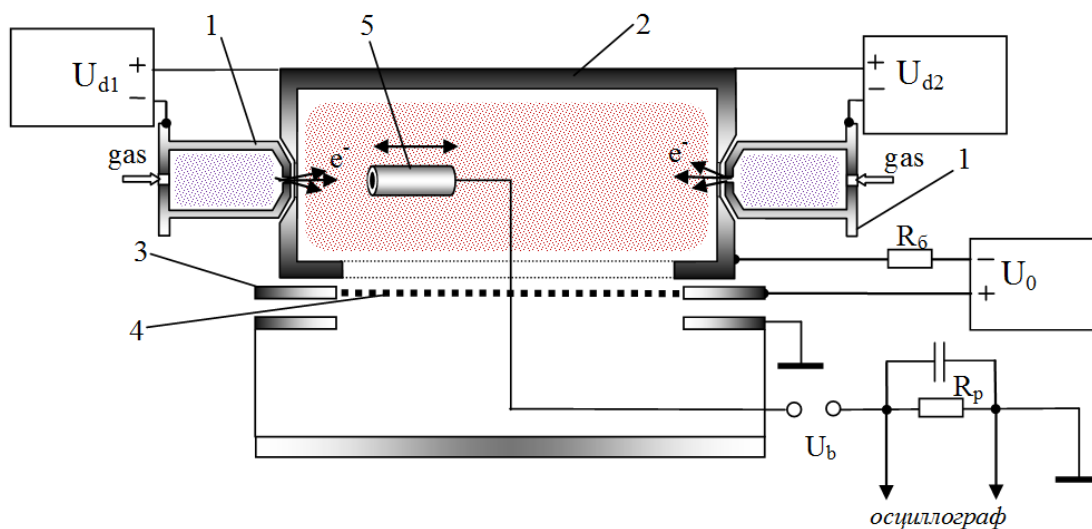


Рисунок 2.11 – Схема измерения концентрации плазмы и потоков частиц в форвакуумном плазменном электронном источнике с двухступенчатой разрядной системой. 1 – полый катод вспомогательного разряда, 2 – полый катод основного разряда, 3 – анод основного разряда, 4 – эмиссионная сетка, 5 – малый коллектор тока [66]

Для измерения распределения концентрации использовался одиночный Ленгмюровский зонд с охранным кольцом, рис. 2.12, расположенный за анодной сеткой в ускоряющем промежутке источника.

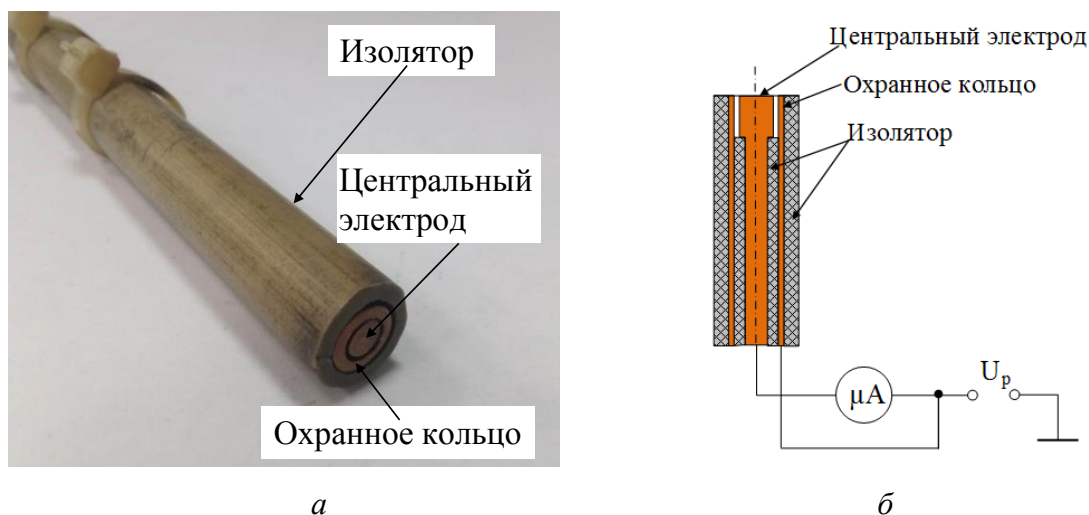


Рисунок 2.12 – Зонд с охранным кольцом. Внешний вид (а), и схема измерения (б)

Приемная поверхность зонда представляла собой медный диск диаметром 6 мм, который располагался на расстоянии порядка 1 мм от плоскости эмиссионной сетки. Зонд устанавливался на устройстве перемещения и за время порядка 20 секунд мог перемещаться на расстояние равное ширине эмиссионного окна в аноде. При подаче отрицательного смещения на зонд порядка – 60 В ионы из плазмы разряда улавливались коллектором. Величина смещения была вы-

брана достаточной для полного отсечения потока плазменных электронов на приемную поверхность зонда. Для измерения ионного тока использовался цифровой запоминающий осциллограф Tektronix 2024B, подключенный к измерительному безындукционному резистору номиналом 100 кОм. Снижение шумов достигалось подключением конденсатора 1 мкФ параллельно измерительному резистору. На рисунке 2.13 представлен снимок с экрана осциллографа после завершения измерений ионного тока. Данные с осциллографа обрабатывались стандартными методами.

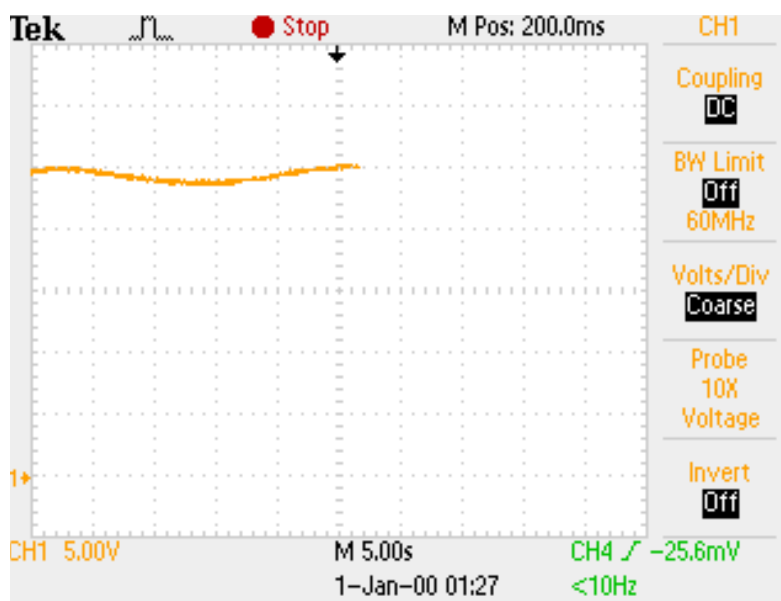


Рисунок 2.13 – Снимок с экрана осциллографа при измерении ионного тока на зонд

Измерение плотности тока электронов из плазмы вспомогательных разрядов осуществлялось малым коллектором тока, рис. 2.14. Приемная часть коллектора представляет собой диск из меди диаметром 6 мм.

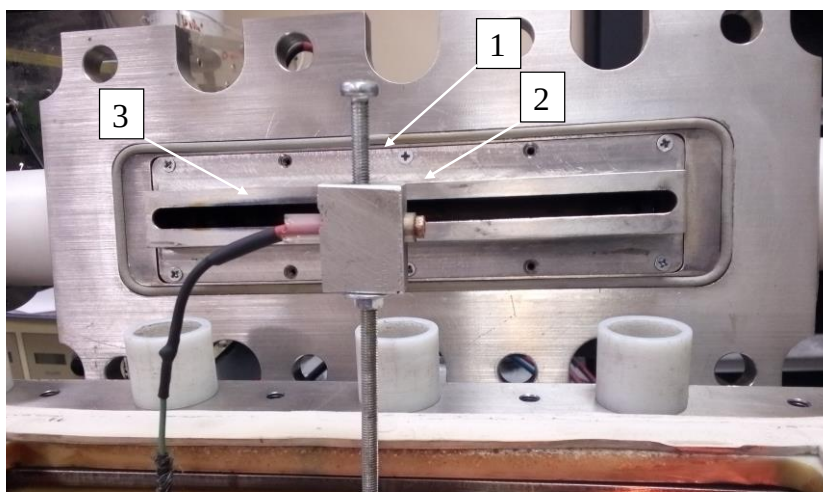


Рисунок 2.14 – Внешний вид коллектора тока, установленного в катодную полость основного разряда: 1 – держатель, 2 – приемная часть коллектора, 3 – измерительный провод

Коллектор располагался в керамической трубке, которая ограничивала его приемную поверхность. Коллектор устанавливался на устройстве перемещения, и имел возможность двигаться вдоль оси катодной полости. Минимальное расстояние (рис. 2.14) от коллектора до отверстия, соединяющего вспомогательную и основную разрядные системы, составляло 2 мм, максимальное 100 мм. Токовый сигнал с коллектора через резистор 10 кОм подавался на осциллограф Tektronix 2024В включенный в режиме самописца.

Для измерения концентрации плазмы и температуры электронов пучковой плазмы используется двойной ленгмюровский зонд, представляющий собой две медные проволоки, расположенные в керамической трубке. Диаметр проволок 0,5 мм, длина приемной части зонда составляла 4 мм, расстояние между ними 2 мм. Получение зондовой характеристики и ее обработка осуществлялась в автоматическом режиме с использованием блока питания и регистрации двойного зонда, совмещенной с компьютером, рис. 2.15.

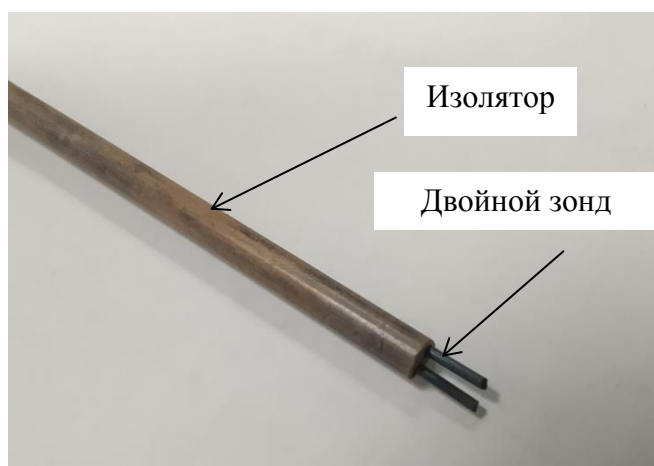


Рисунок 2.15 – Фотография двойного зонда

В экспериментах для каждого значения изменяемых параметров снималось не менее десяти зондовых характеристик. Значение концентрации плазмы и температуры электронов определялось в результате усреднения по полученным данным. Внешний вид окна осциллограммы тока и напряжения зонда, а также программы расчета зондовой характеристики представлен на рисунке 2.16.

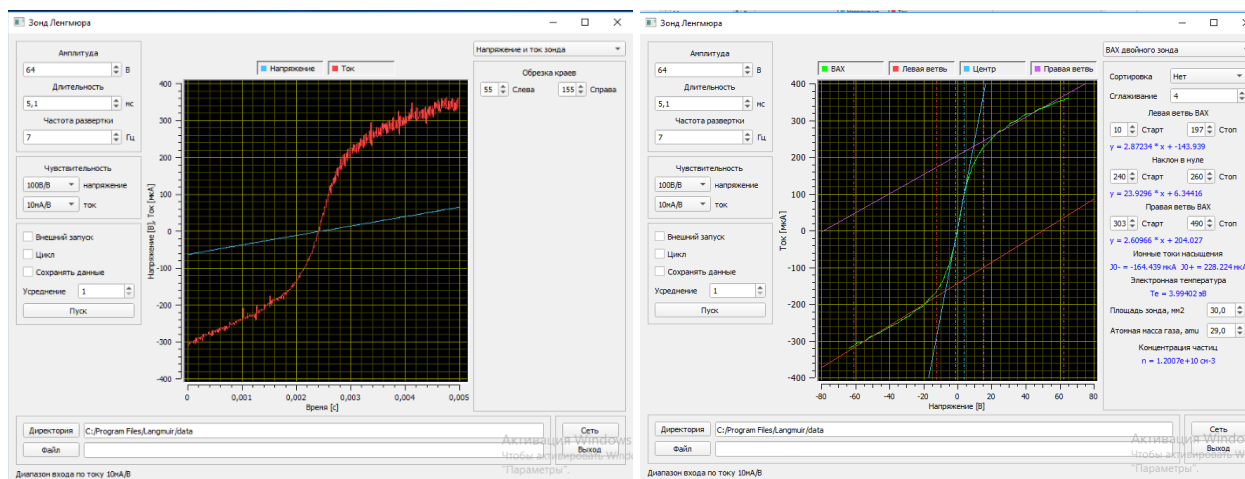


Рисунок 2.16 – Осциллограммы тока и напряжения двойного зонда – а, внешний вид экрана на программы обработки данных с блока питания и регистрации двойного зонда – б

Программа позволяет осуществлять сглаживание зондограммы, корректировать построение аппроксимирующих линий. Вводные данные для корректного расчета – площадь зонда и атомная масса плазмообразующего газа.

Наличие асимметрии в вольтамперной характеристике связано с возможно небольшой разницей в геометрии зондов и их неравномерным загрязнением. Величина асимметрии, однако, не критична и позволяет осуществлять измерение концентрации и температуры плазмы. Для анализа использована методика обработки для несимметричных зондов. Расчет параметров плазмы осуществлялся путем аппроксимации наклонных участков зондовой характеристики прямыми линиями, рис. 2.17.

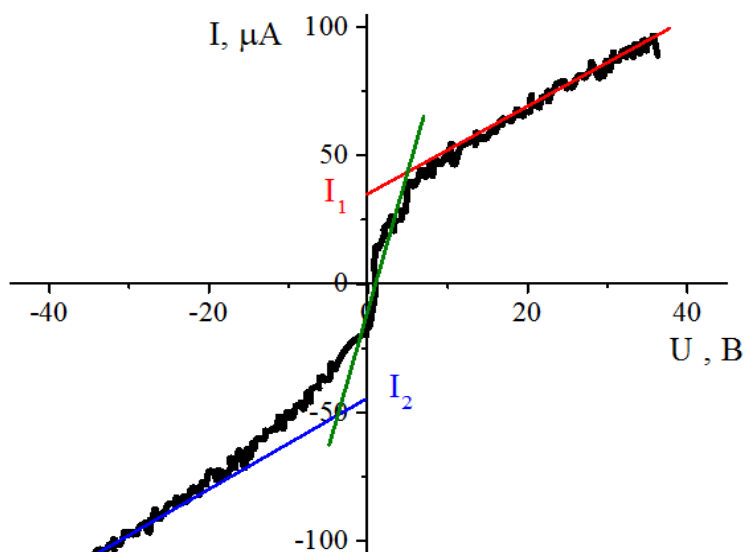


Рисунок 2.17 – Асимметричная вольтамперная характеристика двойного зонда

По пересечению прямых линий с осью тока определялись угловые коэффициенты. Участок ВАХ вблизи пересечения с началом координат также аппроксимировался прямой и далее находился угловой коэффициент этой прямой  $k_I$ . Для расчета температуры электронов  $T_e$  использовали выражение [67]:

$$T_e = \frac{e \cdot I_1}{\left( \left( \frac{dI_1}{dU} \right)_0 - 2k_I \right) \cdot k} \quad (2.1)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $e$  – заряд электрона;  $I_1$  – точка пересечения линии, аппроксимирующей правую часть ВАХ с осью тока;  $\left( \frac{dI_1}{dU} \right)_0$  – угловой коэффициент этой прямой.

Для определения концентрации использовали один из токов на левой или правой частях линейного участка ВАХ зонда. Поскольку ток не достигал насыщения то за ток ионов принимали ток в точке пересечения линии, аппроксимирующей правую часть ВАХ с осью тока ( $I_1$  или  $I_2$ ):

$$n_e = \frac{I_1}{0.4 \cdot S_z \cdot e \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{M_i}}}$$

где  $M_i$  – масса иона газа;  $S_z$  – площадь поверхности зонда.

Для измерения энергетического спектра ионов пучковой плазмы использовался многосеточный энергоанализатор [68], рисунок 2.18.

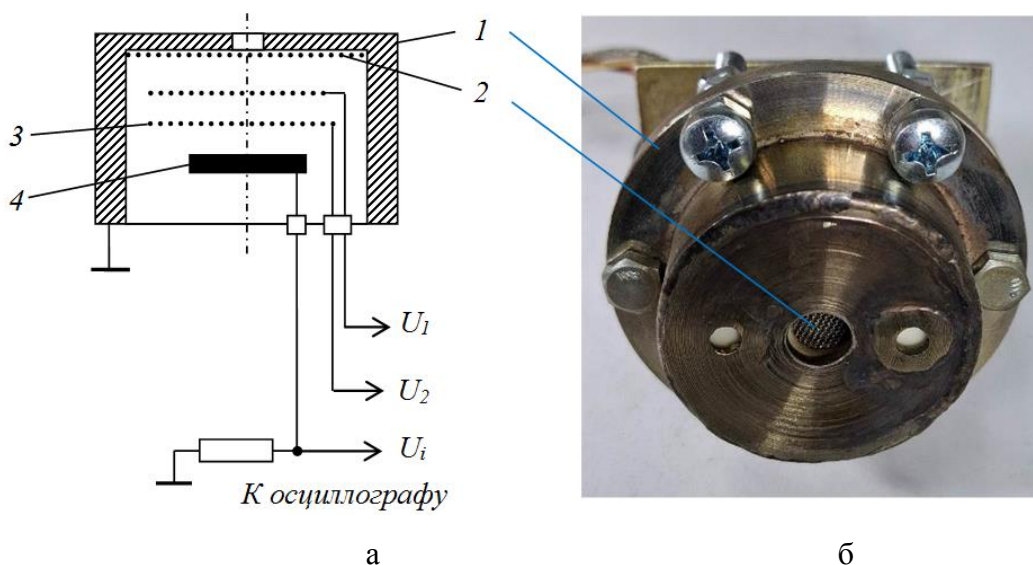


Рисунок 2.18 – Многосеточный энергоанализатор: схема - а и внешний вид - б. 1 – Корпус энергоанализатора, 2 – первая сетка (соединена с корпусом), 3 – вторая сетка (анализирующая) анализатора, 4 – коллектор



Энергоанализатор располагался на расстоянии 5 см от средней плоскости электронного пучка на расстоянии 20 см от эмиссионного окна источника таким образом, чтобы ось анализатора была перпендикулярна плоскости распространения электронного пучка. За входным отверстием анализатора диаметром 5 мм и глубиной 2 мм располагалась экранирующая сетка, электрически соединенная с корпусом анализатора, который в свою очередь заземлялся. На вторую сетку подавалось задерживающее напряжение  $U_1$  от 0 до 100 В. Для устранения влияния вторичной электронной эмиссии с коллектора, расположенного за второй сеткой, на третью сетку подавался отрицательный относительно корпуса энергоанализатора потенциал  $U_2 -10$  В. Создаваемое тормозящее поле препятствовало уходу вторичных электронов с коллектора. Сетки изготавливались из нержавеющей стали и имели размеры ячеек  $0,3 \times 0,3$  мм. Расстояние между сетками составляло 2 мм. Токовый сигнал с коллектора подавался на резистор сопротивлением 10 кОм, а затем регистрировался цифровым запоминающим осциллографом Tektronix 2024В. Энергетический спектр ионов рассчитывался путем дифференцирования кривой задержки ионного тока.

### 2.2.2 Измерение распределения плотности тока пучка

Измерение плотности тока электронного пучка осуществлялось перемещаемым коллектором специальной конструкции. Коллектор состоял из керамической пластины длиной 10 см и шириной 2 см с расположенными на ней четырьмя металлическими пластинками в виде дисков диаметром 5 мм. К пластинкам подключались провода для измерения тока. Керамическая пластинка располагалась в металлической трубке предотвращающей попадание электронов пучка на всю поверхность пластины. Отверстия в трубке диаметром 4 мм ограничивали поток электронов на металлические пластинки и были выполнены соосно с ними, рис. 2.18. Расстояние между отверстиями составляло 1,5 см.



Рисунок 2.19 – Фотография коллектора электронов для измерения распределения плотности тока пучка



Токовый сигнал с каждого диска, расположенного в металлической трубке, через резистор 10 кОм поступал на один из входов осциллографа Tektronix TDS 2004B. Такое подключение позволяло одновременно регистрировать до четырех осциллограмм и снимать распределение плотности тока электронного пучка в поперечном его сечении. Типичный вид осциллограмм в процессе измерения плотности тока приведен на рисунке 2.19.

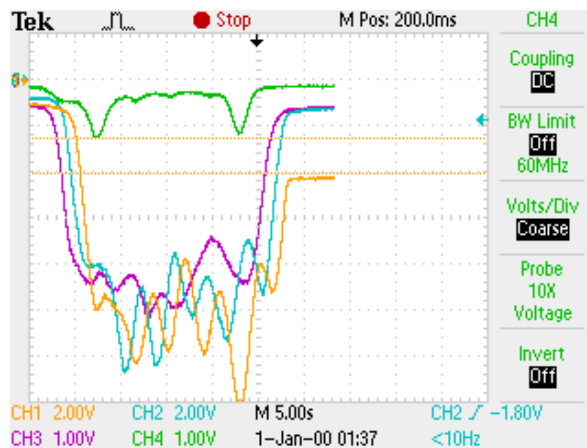


Рисунок 2.20 – Осциллограмма сигнала с четырех коллекторов тока при измерении распределения плотности тока пучка

## 2.3 Выводы

Для проведения экспериментальных исследований спроектирован и создан форвакуумный плазменный источник электронов с двухступенчатой разрядной системой. Конструкция источника обеспечивает возможность работы в широком диапазоне давлений (0,1 – 50 Па) и формирование ленточного электронного пучка с регулируемыми параметрами (энергия 1-10 кэВ, ток до 450 мА) в непрерывном режиме. Конструктивное исполнение разрядных систем, включая сменные элементы катода и анода, позволяет варьировать геометрию эмиссионного окна и профиль сечения пучка.

Для обеспечения стабильной работы источника и управления его параметрами разработана и реализована комплексная система, включающая вакуумный комплекс с двумя режимами откачки и набор специализированных блоков питания с возможностью точной стабилизации токов основного и вспомогательных разрядов.

Для диагностики параметров плазмы разряда и формируемого электронного пучка подобраны и адаптированы к условиям эксперимента измерительные методики. Измерение концентрации и температуры плазмы осуществляется с помощью одиночного и двойного зондов Ленгмюра. Конструкция и алгоритмы обработки данных, включая учет асимметрии зондовых характеристик, обеспечивают получение достоверных данных о параметрах плазмы в ускоряющем промежутке и катодной полости. Пространственное распределение плотности тока в по-

перечном сечении ленточного электронного пучка измеряется с помощью оригинального коллектора собственной конструкции, что позволяет оперативно контролировать однородность пучка.

Подбор современного диагностического оборудования (цифровые запоминающие осциллографы, компьютерная система регистрации) и отладка измерительных процедур обеспечивают необходимую точность и воспроизводимость экспериментальных данных.

### ГЛАВА 3 ФОРМИРОВАНИЕ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ФОР- ВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ

В настоящей главе представлены результаты исследования влияния тока вспомогательных разрядов на процессы инициирование основного разряда и определены режимы работы электронного источника позволяющие генерировать ленточный электронный пучок в непрерывном режиме с высокой плотностью тока в диапазоне давлений от 0,1 до 20 Па. Показано, что использование в форвакуумном плазменном источнике ленточного электронного пучка двухступенчатой разрядной системы: основного разряда с протяженным полым катодом с установленными на боковых торцах вспомогательных полокатодных разрядных систем обеспечивает расширение рабочего диапазона давлений в область пониженных значений вплоть до 0,1 Па.

Результаты исследований, изложенные в данной главе, опубликованы в [65, 66, 69-78].

#### 3.1 Зажигание разряда в широком диапазоне давлений

Инициирование основного разряда в форвакуумной области давлений и в высоком вакууме значительно отличается. На рисунке 3.1 представлены вольтамперные характеристики (ВАХ) основного разряда в различных диапазонах давлений (0,1-5 Па) для трех газов – гелия, аргона и воздуха. ВАХ были получены в отсутствие вспомогательных разрядов и содержат два участка. Более пологий участок роста тока связан с зажиганием низковольтного разряда между плоскими частями полого катода и анода. При достижении критических значений тока при заданном давлении наблюдается резкое падение напряжения разряда при одновременном увеличении тока разряда, что обусловлено переходом электронов в осциллирующий режим и ростом эффективности ионизации в полости катода. Концентрации разрядной плазмы оказывается достаточно для проникновения в катодную полость и наблюдается зажигание разряда с полым катодом. В отличие от обычного тлеющего разряда, где участок нормального разряда характеризуется слабо меняющимся или незначительно растущим напряжением, для разряда с полым катодом характерно формирование области с падающей характеристикой и отрицательным дифференциальным сопротивлением. Это прямое следствие резкого увеличения эффективности ионизационных процессов внутри катодной полости. Такой разряд, как известно, отличается более низким напряжением горения и высоким значением разрядного тока, что и наблюдается на вольтамперной характеристике в виде практически вертикальной линии зависимости тока от напряжения разряда.

Как видно из рисунка 3.1, при снижении давления газа в катодной полости от 10 до 1 Па, напряжение  $U_{ig}$ , требуемое для зажигания основного разряда с полым катодом может достигать

нескольких киловольт и в некоторых случаях превышать 10 кВ, что значительно выше напряжения, на которое рассчитана изоляция разрядного промежутка источника. Под напряжением зажигания  $U_{ig}$  основного разряда принималось напряжение источника питания в момент предшествующий резкому росту тока в цепи катод анод. Для фиксации момента зажигания разряда и снижения тока разряда в момент зажигания вместо источника питания разряда использовали источник высокого напряжения в режиме стабилизации тока. Ток стабилизации устанавливали на уровне 10 мА. Для снятия всей ВАХ ток стабилизации повышали, но уже после зажигания разряда.

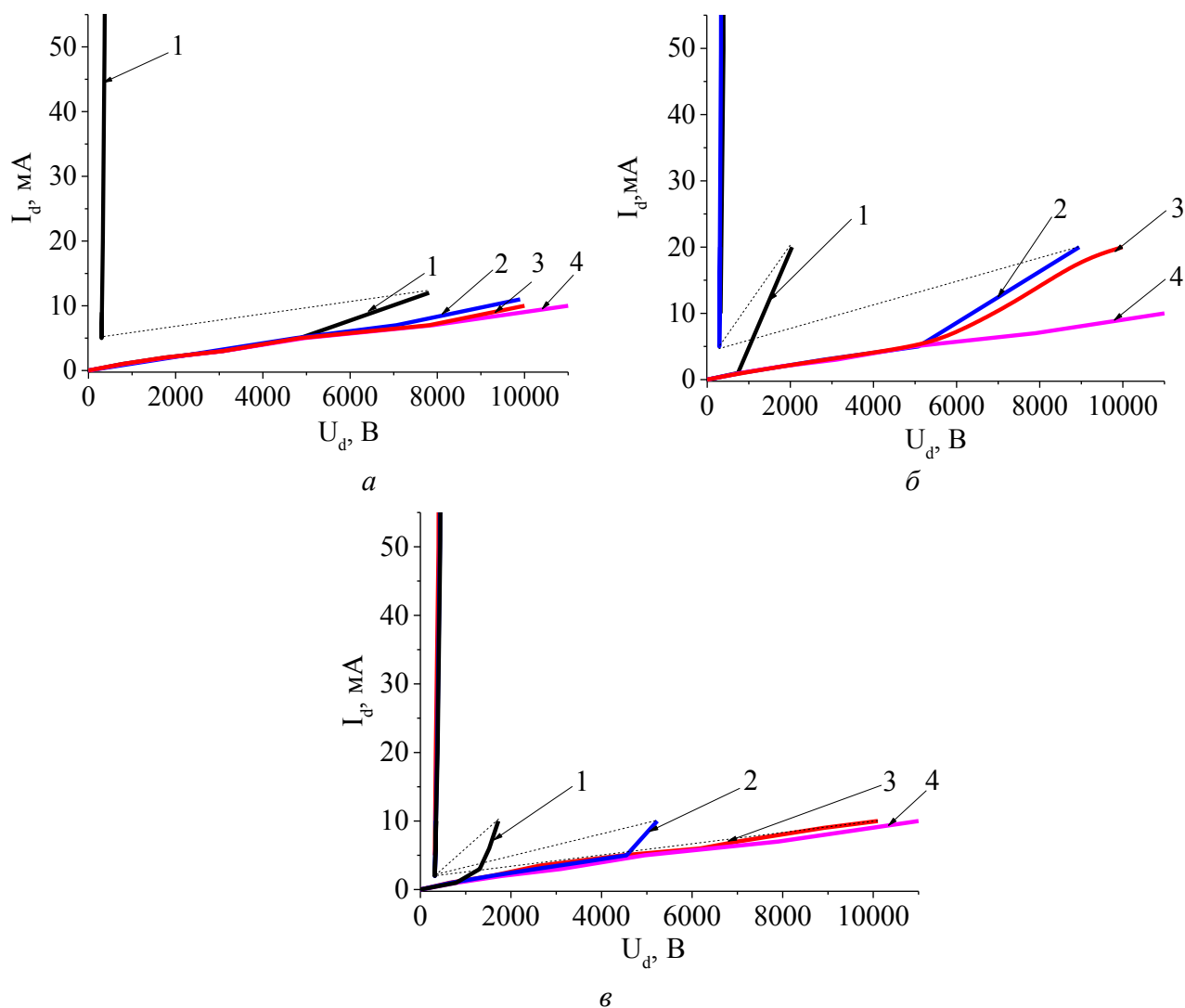


Рисунок 3.1 – Вольтамперные характеристики основного разряда в различных газах: а – гелий, б – аргон, в – воздух. Давление: 1 – 5 Па, 2 – 2 Па, 3 – 1 Па, 4 – 0,1 Па [66]

Учитывая диапазон давлений 0,1–5 Па и характерные расстояния между электродами разрядной системы 5-10 мм, используемого источника электронов, можно утверждать, что произведение  $p \cdot d$  соответствует левой ветви кривой Пашена для рассматриваемых газов. Это означает, что при дальнейшем снижении давления в катодной полости для зажигания основного раз-

ряда будет необходимо гораздо большее напряжение на разрядном промежутке. В экспериментах величина прикладываемого напряжения к промежутку анод-катод основного разряда ограничивалась на уровне 10 кВ.

Зажигание и поддержание основного разряда при низких давлениях обеспечивалось за счет дополнительных потоков заряженных частиц (ионы и электроны плазмы) в катодную полость основного разряда. Такие потоки при давлениях менее 1 Па формировались за счет проникновения заряженных частиц из плазмы вспомогательных разрядов в катодную полость основного разряда, рис. 3.2.

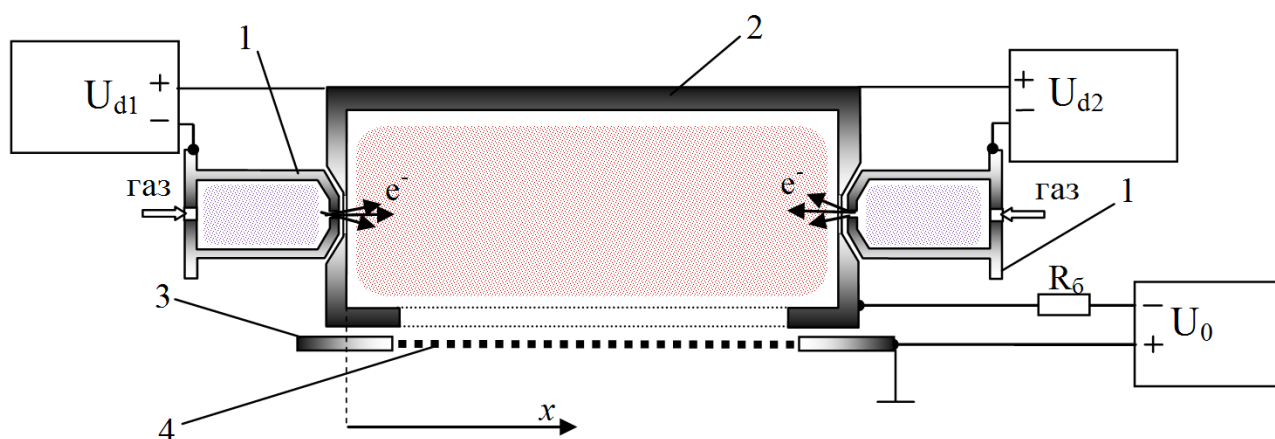


Рисунок 3.2 – Схема разрядной системы форвакуумного плазменного электронного источника с двухступенчатой разрядной системой. 1 – полый катод вспомогательного разряда, 2 – полый катод основного разряда, 3 – анод основного разряда, 4 – эmissiveнная сетка [77]

На рисунках 3.3–3.5 представлены зависимости плотности тока электронов из плазмы вспомогательных разрядов в зависимости от расстояния  $x$  до отверстия, соединяющего основную и вспомогательную разрядные системы, от тока вспомогательных разрядов, рода газа, а также от потока газа во вспомогательный полый катод в диапазоне 0,54–1,08 л/ч. При более низком значении напуска газа разряд во вспомогательной катодной полости горел нестабильно с частыми погасаниями, при превышении 1,08 л/ч потока нейтрального газа в основную катодную полость дестабилизировал разряд в ней. Диаметр отверстия, соединяющего две разрядные системы составлял 0,7 мм. Электроны фиксировались подвижным коллектором, расположенным в катодной полости, конструкция которого описана в главе 2.

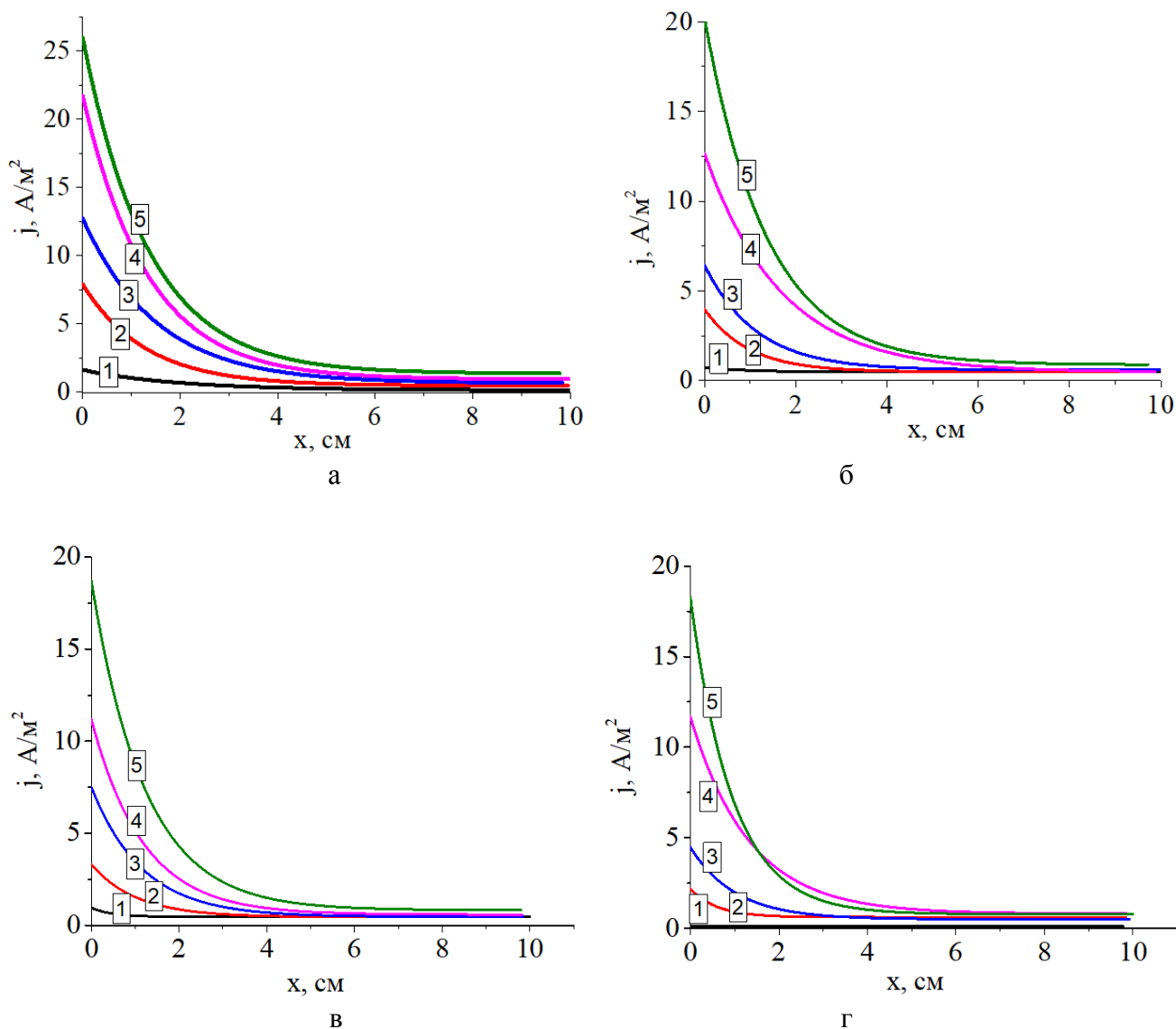


Рисунок 3.3 – Зависимость плотности тока электронов в полый катод основного разряда из вспомогательного разряда для аргона при разных токах вспомогательных разрядов: 1 – 100 мА, 2 – 300 мА, 3 – 500 мА, 4 – 800 мА, 5 – 1000 мА. Напуск газа в катоды: а – 0,54 л/ч; б – 0,72 л/ч; в – 0,9 л/ч; г – 1,08 л/ч. Давление в основной разрядной полости 0,1 Па [66]

Как видно из рисунка 3.3 величина плотности тока снижается с ростом расхода газа напускаемого в катодную полость вспомогательного разряда и возрастает при повышении тока вспомогательных разрядов. Подобная тенденция наблюдается и для гелия и воздуха, рис. 3.4-3.5.

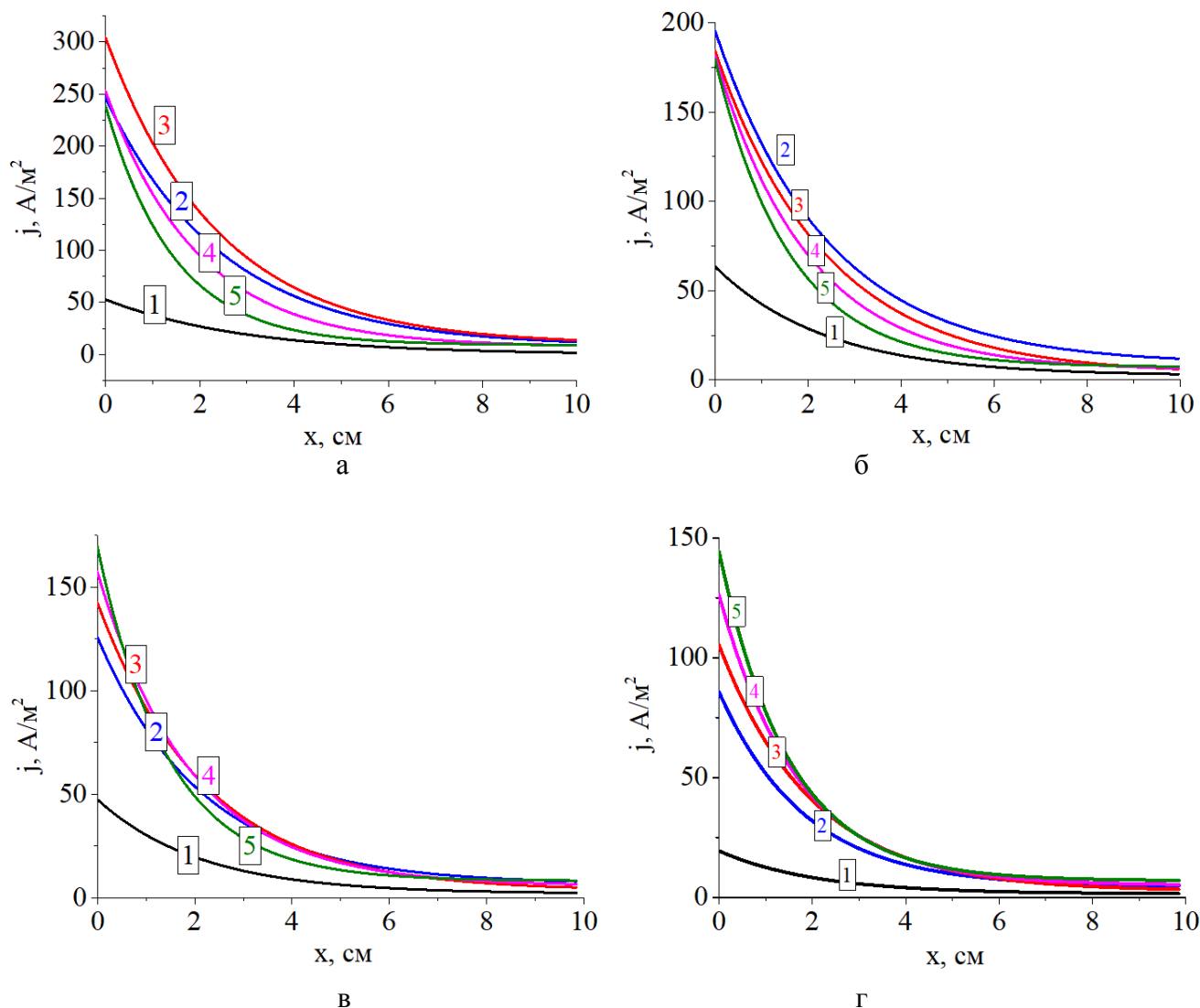


Рисунок 3.4 – Зависимость плотности потока электронов в полый катод основного разряда из вспомогательного разряда для гелия при разных токах вспомогательных разрядов: 1 – 100 мА, 2 – 300 мА, 3 – 500 мА, 4 – 800 мА, 5 – 1000 мА. Напуск газа в катоды: а – 0,54 л/ч; б – 0,72 л/ч; в – 0,9 л/ч; г – 1,08 л/ч. Давление в основной разрядной полости 0,1 Па

Стоит отметить, что для гелия плотность тока из вспомогательной катодной полости оказывается значительно выше. Так для аргона максимум плотности тока составляет порядка  $25 \text{ A/m}^2$  вблизи выходного отверстия, соединяющего две разрядные системы. Для гелия в той же точке измерений плотность тока составляет почти на порядок больше. В случае воздуха наблюдается наименьшее значение потока зарядов в катодную полость основного разряда, рис. 3.5.

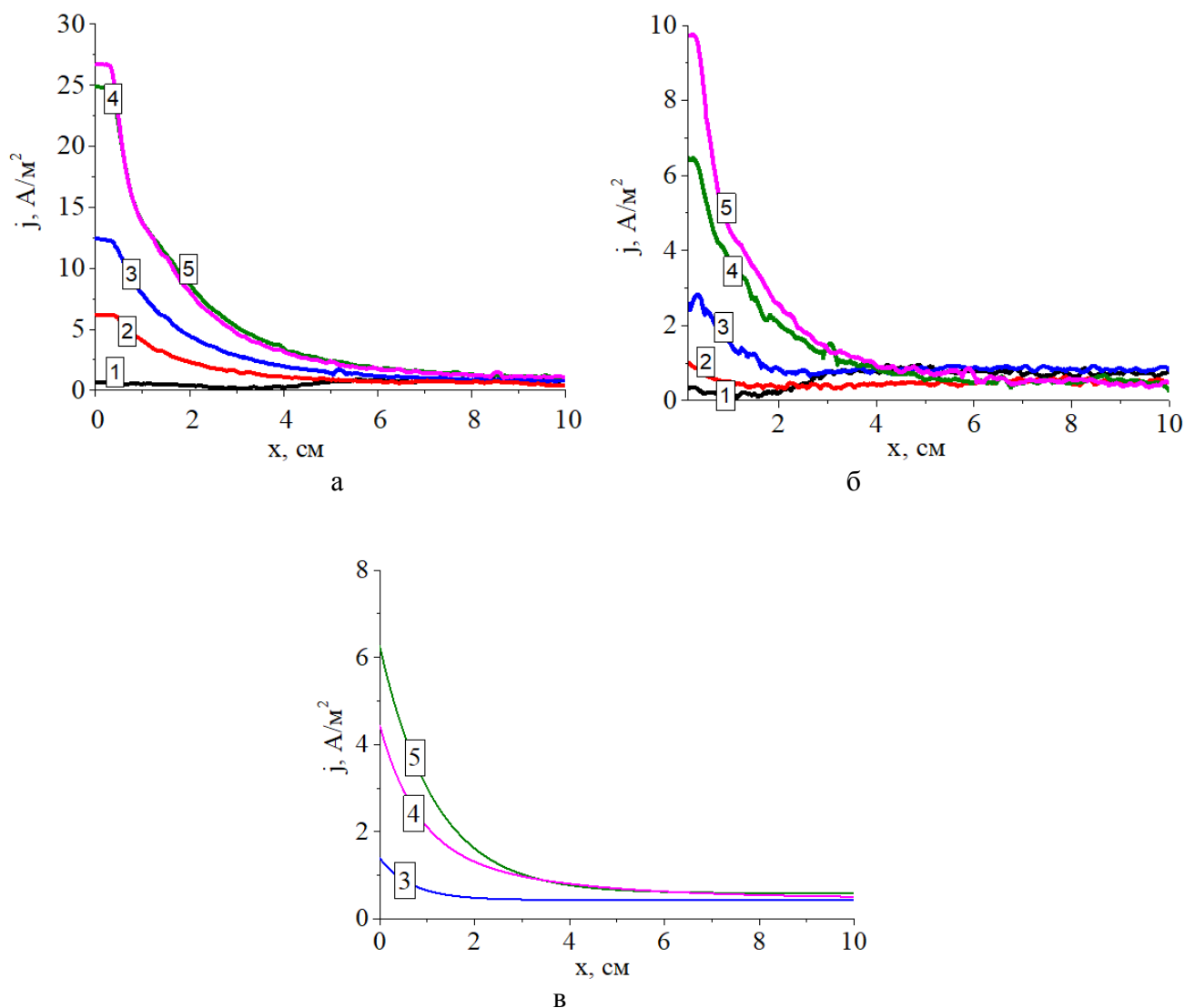


Рисунок 3.5 – Зависимость плотности тока электронов в полый катод основного разряда из вспомогательного разряда для воздуха при разных токах вспомогательных разрядов: 1 – 100 мА, 2 – 300 мА, 3 – 500 мА, 4 – 800 мА, 5 – 1000 мА. Напуск газа в катоды: а – 0,54 л/ч; б – 0,72 л/ч; в – 0,9 л/ч. Давление в основной разрядной полости 0,1 Па

Как можно видеть из рисунков 3.3-3.5 с ростом давления газа в полости полого катода наблюдается монотонная зависимость плотности потока заряженных частиц (ионов) через выходную апертуру анода. Этот эффект имеет несколько причин, одна из которых заключается в преобладании столкновительных процессов. С увеличением плотности нейтрального газа возрастает частота ион-нейтральных столкновений, что приводит к снижению подвижности ионов. В результате ионы не успевают эффективно эвакуироваться через отверстие, накапливаясь перед ним и создавая локальный потенциальный барьер. Этот барьер ограничивает поток как ионов, так и следующих за ними для сохранения квазинейтральности электронов, что регистрируется как падение общего тока на анод. Эффект усугубляется для молекулярных газов (воздух) и тяжелых инертных газов (аргон) из-за их большего поперечного сечения столкновений. Кроме



того, уменьшается длина свободного пробега, и течение плазмы через отверстие переходит из свободномолекулярного в вязкостный режим, сопровождаясь ростом угловой расходимости пучка и потерей его направленности.

Зависимость от рода газа может быть объяснена из следующих соображений. Для легких газов, таких как гелий, благодаря малому эффективному сечению перезарядки и высокой электронной температуре, скорость и их расходимость после попадания в полый катод основного разряда гораздо ниже. Для аргона вследствие большого сечения перезарядки ток ионов спадает с ростом давления и через апертуру вспомогательного катода проходят уже нейтральные атомы газа.

В условиях квазинейтрального истечения плазмы в вакуум скорость  $U_i$  близка к скорости Бома для ионов:

$$U_i = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (3.1)$$

Измерение параметров плазмы в катоде вспомогательных разрядов не проводилось, но из общих соображений можно оценить некоторые ее параметры. Для гелия ( $E_i = 24.6$  эВ) электронная температура, как правило, существенно выше ( $T_e \approx 5-10$  эВ), чем для аргона ( $E_i = 15.8$  эВ,  $T_e \approx 1-3$  эВ) и особенно для воздуха, где дополнительные каналы потерь на диссоциацию и колебательное возбуждение снижают  $T_e$  до 0.5–2 эВ. Скорость ионов, согласно (3.1), будет для гелия иметь максимальное значение – практически в 5–7 раз выше, чем для аргона и воздуха. Для аргона поток ограничен из-за большого сечения перезарядки и низкой скорости ионов.

Несмотря на относительно малую долю электронов вспомогательных разрядов, попадающих в полый катод основного разряда, этого все же оказывается достаточно для существенного снижения напряжения зажигания основного разряда. На рисунке 3.6 представлены зависимости напряжения зажигания основного разряда от величины токов вспомогательных разрядов, а также давления и рода газа. Как можно видеть с ростом тока вспомогательного разряда напряжение зажигания снижается. Для зажигания разряда при давлении 1 Па и воздухе в качестве рабочего газа требуется уже менее 3 кВ (см. рисунок 3.6 а).

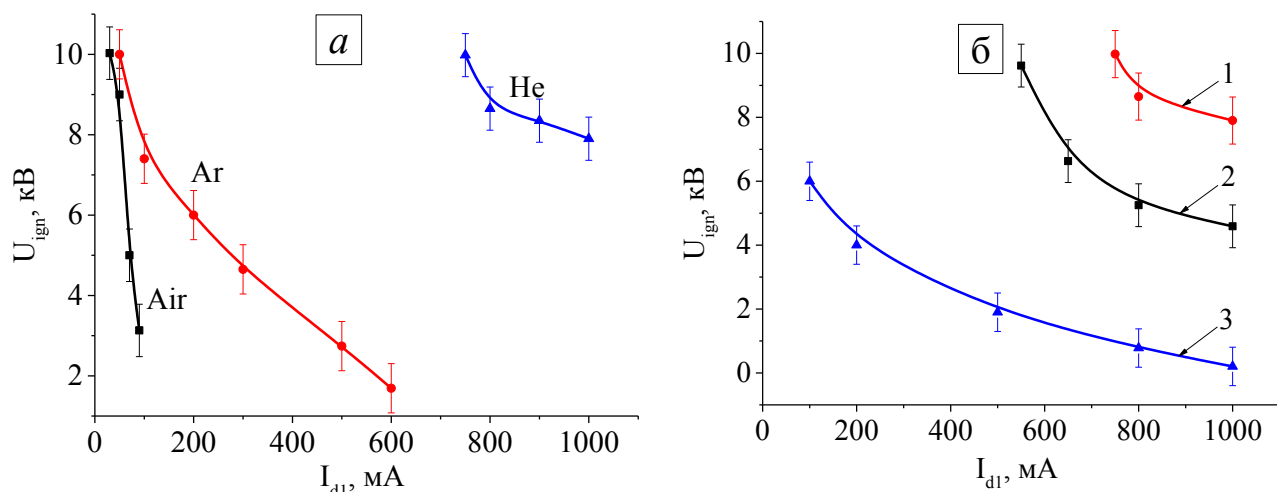


Рисунок 3.6 – Зависимость напряжения зажигания основного разряда от тока вспомогательных разрядов: а – для различных газов при давлении 1 Па, б – для гелия при давлении 1 – 1 Па, 2 – 2 Па, 3 – 5 Па

Следует отметить, что при работе на гелии, несмотря на высокое значение потока электронов из вспомогательных разрядов, напряжение зажигания основного разряда остается достаточно высоким – более 8 кВ для давления 1 Па. Для зажигания разряда при более низком давлении требуется больше 10 кВ, либо повышение тока вспомогательного разряда более 1 А, что, в свою очередь, снижает эффективность такого способа инициирования и поддержания разряда, учитывая, что лишь малая часть тока вспомогательного разряда проникает в катод основного разряда.

Облегчить зажигание разряда на гелии при более низких давлениях (до 0,1 Па) оказалось возможным за счет еще большего повышения количества заряженных частиц из вспомогательной катодной полости.

Такое повышение было достигнуто за счет увеличения диаметра отверстия, соединяющего вспомогательную и основную разрядные системы. Так при увеличении диаметра отверстия в 2,5 раза до 1,7 мм для зажигания разряда в среде гелия требуется менее 4 кВ при давлении 0,5 Па. На рисунке 3.7 представлены зависимости напряжения зажигания для гелия, воздуха и аргона при давлении 0,1 Па. Как видно уже 30 мА тока дополнительных разрядов оказывается достаточно для инициирования основного разряда. Для других газов (аргон, воздух) наблюдается такая же тенденция, рисунок 3.7.

Увеличение диаметра отверстия, соединяющего две разрядные системы более двух миллиметров, приводит к провисанию плазменной границы в катодную полость основного разряда и требует принятия мер по ее стабилизации, кроме того, увеличение диаметра приводит к снижению стабильности горения основного разряда за счет потока газа из вспомогательных катодов.

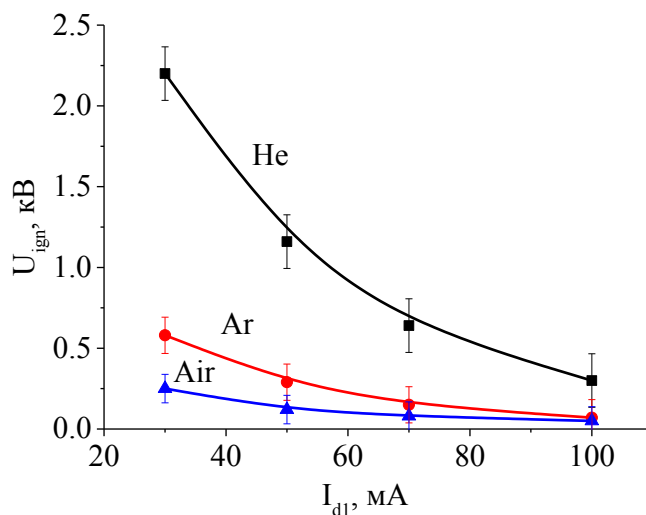


Рисунок 3.7 – Зависимость напряжения зажигания от тока вспомогательных разрядов для различных газов. Давление 0,1 Па

В диапазоне давлений 1–0,1 Па основной разряд существует в несамостоятельной форме с растущей вольтамперной характеристикой в виде прямой линии, наклон которой практически не зависит от рода газа и давления и определяется проводимостью плазмы, рис. 3.8. Напряжение горения основного разряда снижалось до нескольких десятков вольт, что характерно для несамостоятельного тлеющего разряда [79].

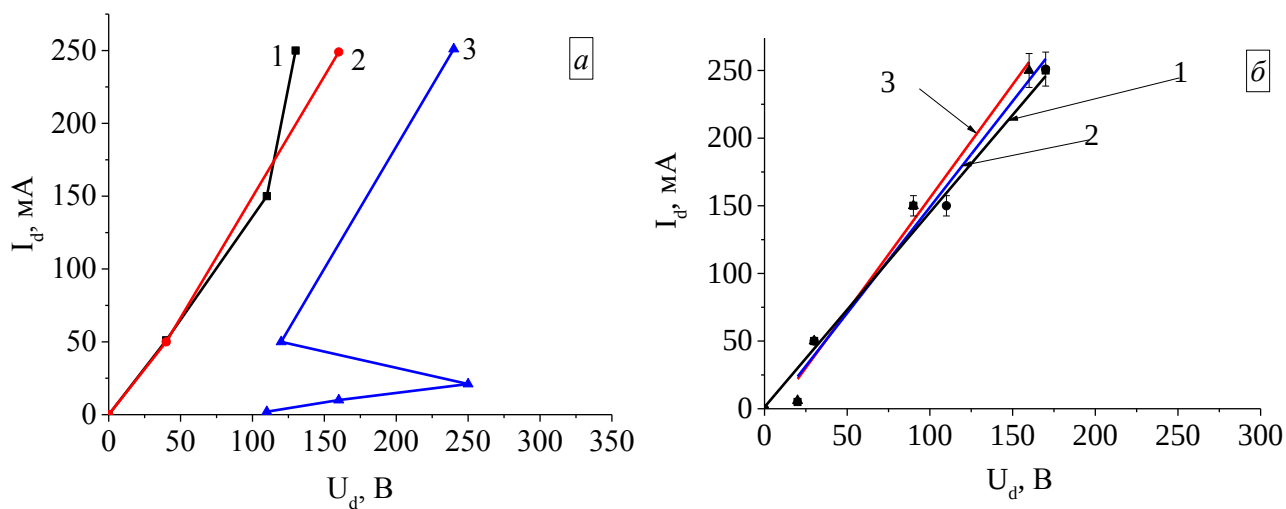


Рисунок 3.8 – Вольтамперные характеристики разряда в гелии (а) и аргоне (б) при различных давлениях: 1 – 0,5 Па, 2 – 0,2 Па, 3 – 0,1 Па

Напряжение горения и ток основного разряда зависит от величины тока вспомогательных разрядов, давления газа в области основного разряда, рис. 3.9–3.10. Стоит отметить, что эффект влияния тока вспомогательных разрядов на ток основного проявляется для токов разряда более 200 мА. Так при давлении 2 Па в области основного разряда повышение тока вспомогательных разрядов от 100 до 600 мА практически не влияет на ток основного разряда. При повышении

тока вспомогательного разряда со 100 до 600 мА ток основного разряда возрастает на 15% с 200 до 230 мА. В тоже время для больших токов основного разряда влияние вспомогательных оказывается более существенным. Рост тока основного разряда может составить до 100% при росте тока вспомогательных разрядов от 100 до 600 мА, рис. 3.9 а кривая 4.

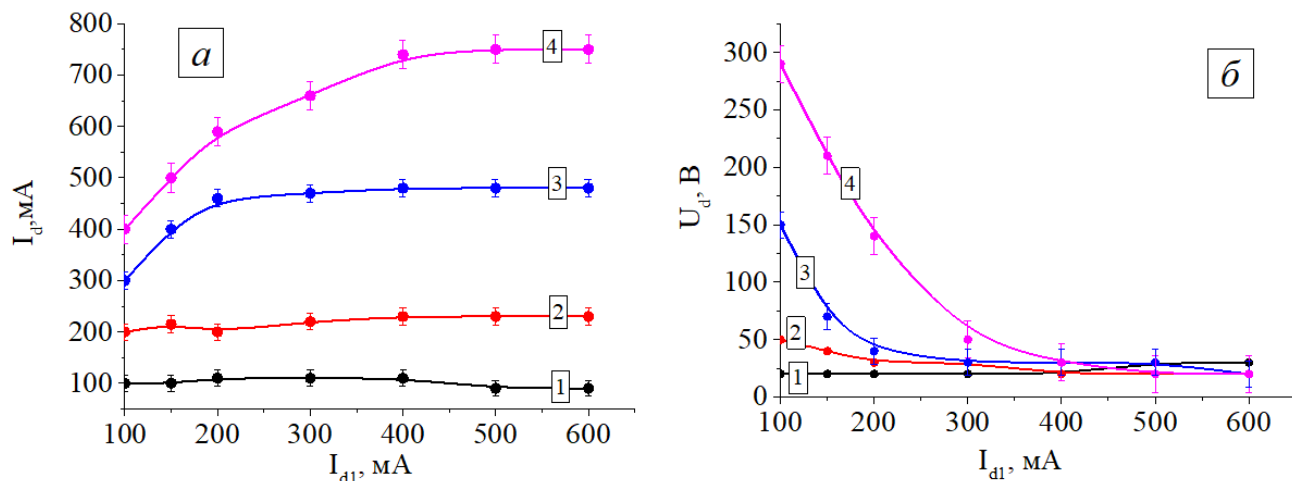


Рисунок 3.9 – Зависимость тока  $I_d$  и напряжения горения  $U_d$  основного разряда от тока вспомогательных разрядов  $I_{d1}$ . Давление 2 Па, воздух. Ток основного разряда: 1 – 100 мА, 2 – 200 мА, 3 – 300 мА, 4 – 400 мА

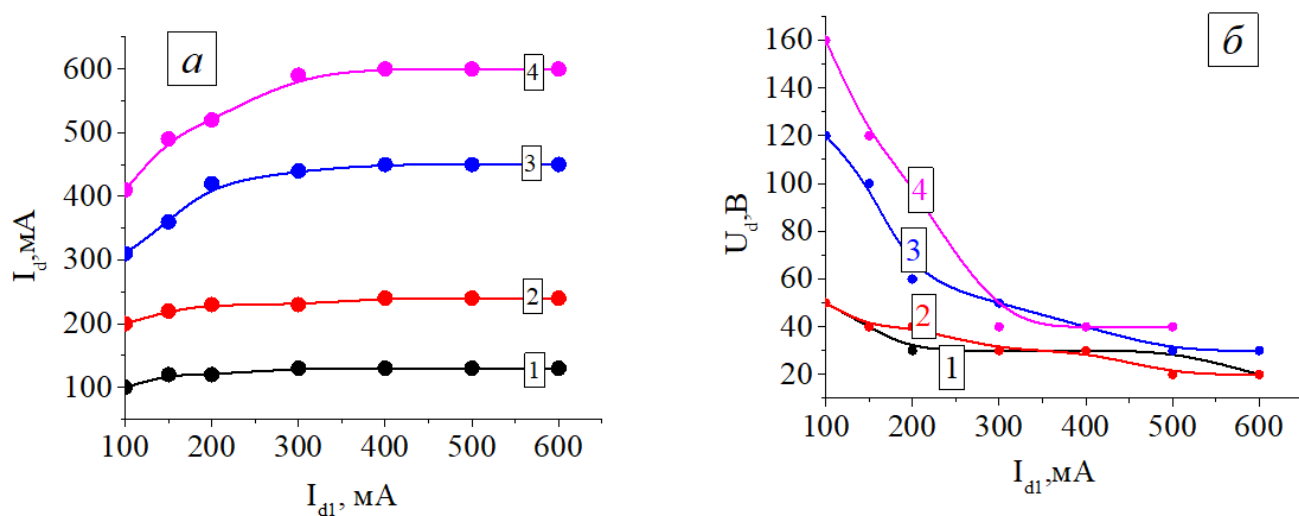


Рисунок 3.10 – Зависимость тока  $I_d$  и напряжения горения  $U_d$  основного разряда от тока вспомогательных разрядов  $I_{d1}$ . Давление 0,5 Па, воздух. Ток основного разряда: 1 – 100 мА, 2 – 200 мА, 3 – 300 мА, 4 – 400 мА

При снижении давления тенденции сохраняются, однако влияние вспомогательных разрядов становится не таким значительным. Максимальный рост тока составляет не более 50%, рис. 3.11 а, кривая 4, например.

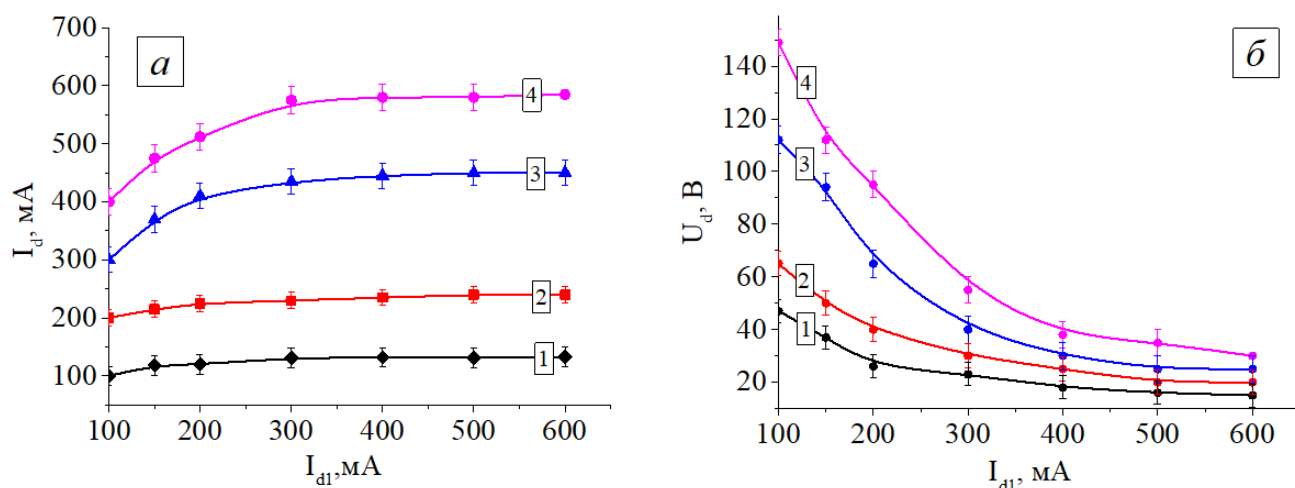


Рисунок 3.11 – Зависимость тока  $I_d$  и напряжения горения  $U_d$  основного разряда от тока вспомогательных разрядов  $I_{d1}$ . Давление 0,1 Па, воздух. Ток основного разряда: 1 – 100 мА, 2 – 200 мА, 3 – 300 мА, 4 – 400 мА

Аналогичные зависимости наблюдаются и для гелия и аргона – рисунки 3.12-3.15.

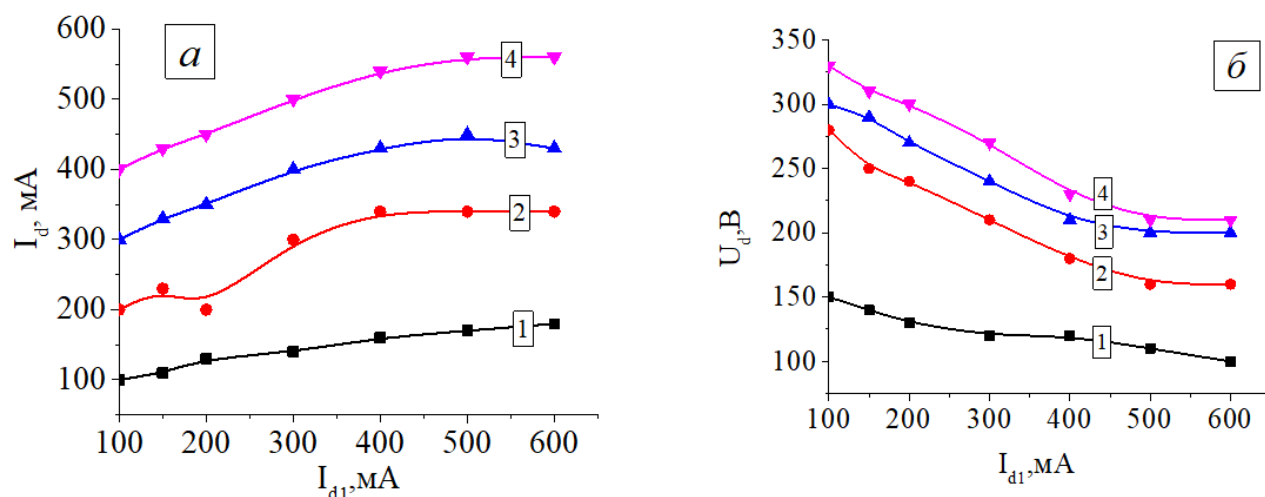


Рисунок 3.12 – Зависимость тока  $I_d$  и напряжения горения  $U_d$  основного разряда от тока вспомогательных разрядов  $I_{d1}$ . Давление 2 Па, гелий. Ток основного разряда: 1 – 100 мА, 2 – 200 мА, 3 – 300 мА, 4 – 400 мА

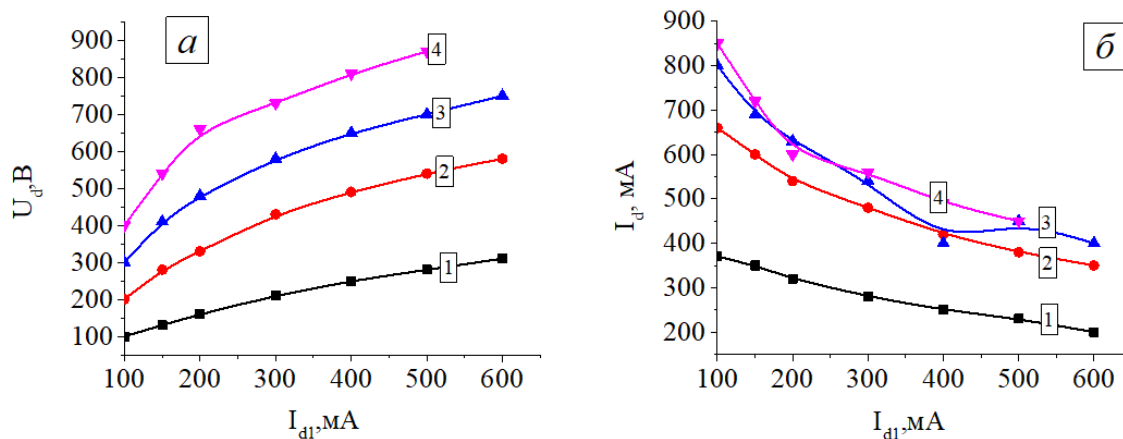


Рисунок 3.13 – Зависимость тока  $I_d$  и напряжения горения  $U_d$  основного разряда от тока вспомогательных разрядов  $I_{d1}$ . Давление 0,5 Па, гелий. Ток основного разряда: 1 – 100 мА, 2 – 200 мА, 3 – 300 мА, 4 – 400 мА

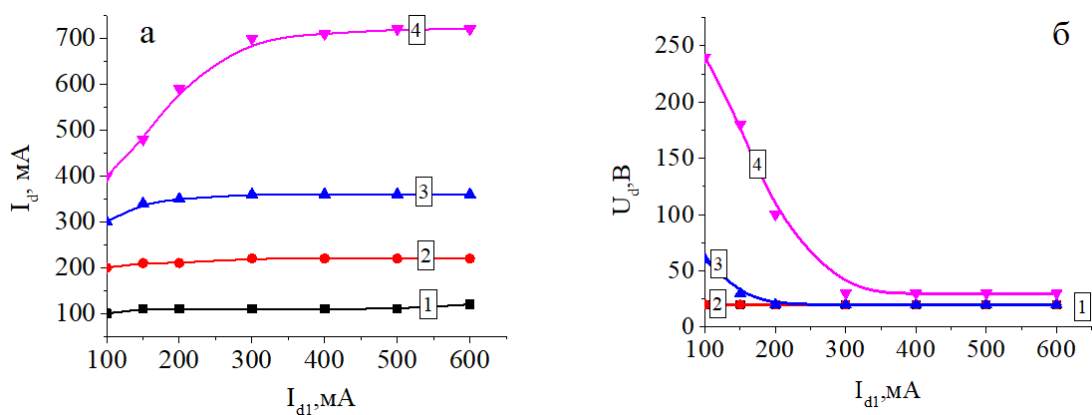


Рисунок 3.14 – Зависимость тока  $I_d$  и напряжения горения  $U_d$  основного разряда от тока вспомогательных разрядов  $I_{d1}$ . Давление 2 Па, аргон. Ток основного разряда: 1 – 100 мА, 2 – 200 мА, 3 – 300 мА, 4 – 400 мА

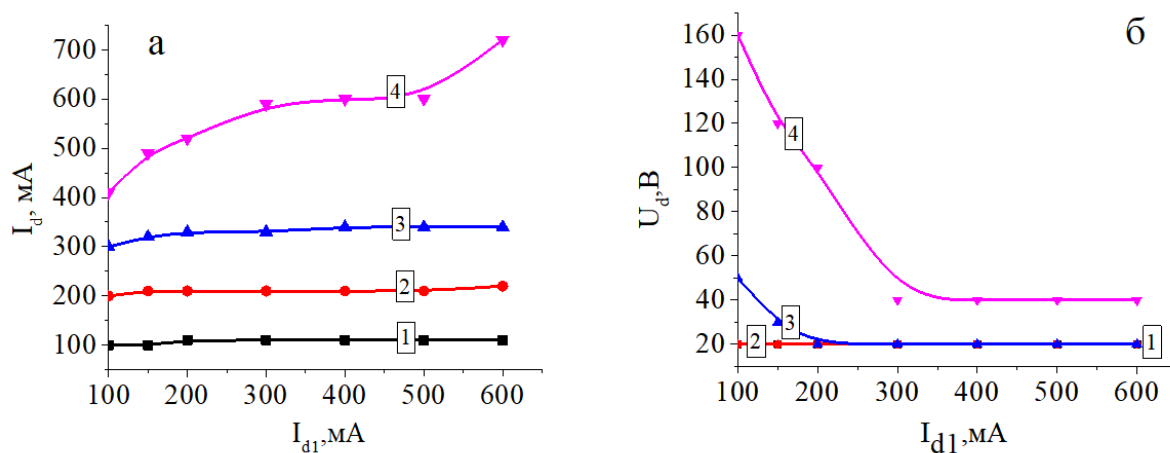


Рисунок 3.15 – Зависимость тока  $I_d$  и напряжения горения  $U_d$  основного разряда от тока вспомогательных разрядов  $I_{d1}$ . Давление 0,5 Па, аргон. Ток основного разряда: 1 – 100 мА, 2 – 200 мА, 3 – 300 мА, 4 – 400 мА

Использование в форвакуумном плазменном источнике ленточного электронного пучка двухступенчатой разрядной системы: основного разряда с протяженным полым катодом с установленными на боковых торцах вспомогательных полокатодных разрядных систем обеспечивает расширение рабочего диапазона давлений в область пониженных значений вплоть до 0,1 Па. Поток заряженных частиц из вспомогательных катодов влияет также на напряжение горения основного разряда источника, которое может изменяться более чем в десять раз – от 300 до 30 В в зависимости от тока вспомогательных разрядов, рода и давления газа. Изменение тока вспомогательных разрядов оказывает влияние на ток основного разряда, однако не такое сильно как в случае разрядного напряжения. При росте тока вспомогательных разрядов в 6 раз ток основного разряда возрастает в два раза, причем это характерно для токов основного разряда более 300 мА.

### **3.2 Исследование тепловых и термомеханических характеристик эмиссионного электрода плазменного источника электронов**

Развитие технологий, основанных на использовании широкоапертурных электронных пучков (например, для поверхностной модификации материалов, нанесения покрытий, плазмохимических процессов), предъявляет повышенные требования к стабильности и ресурсу источников таких пучков. Одним из ключевых факторов, лимитирующих работу плазменных эмиттеров, является тепловая нагрузка на эмиссионный электрод, приводящая к его термомеханическим деформациям, изменению геометрии эмиссионных отверстий, что влияет на равномерность плотности эмиссионного тока. В настоящем разделе представлено сравнительное исследование теплового режима и термомеханических деформаций для различных геометрий эмиссионного окна в аноде. Представлены зависимости от состава газа, давления и ускоряющего напряжения.

Схема эксперимента представлена на рисунке, рис. 3.16. Для измерения температуры эмиссионной пластины в режиме без генерации электронного пучка использовались две термопары типа К (модель ТМ-01), установленные в центральной части эмиссионного электрода и на его периферии. Стандартная неопределенность для данного типа термопар составляет  $\pm 1,5^{\circ}\text{C}$  или  $\pm 0,4\%$  от измеряемого значения (согласно спецификации производителя), в зависимости от того, какая величина больше. В режиме генерации электронного пучка термопары удалялись из камеры, а измерение температуры осуществлялось бесконтактным методом с помощью инфракрасного пирометра RAYTEK с диапазоном измерения от  $-20$  до  $600^{\circ}\text{C}$ . Погрешность пирометра RAYTEK составляет  $\pm 1\%$  от показаний при разрешении  $1^{\circ}\text{C}$ .

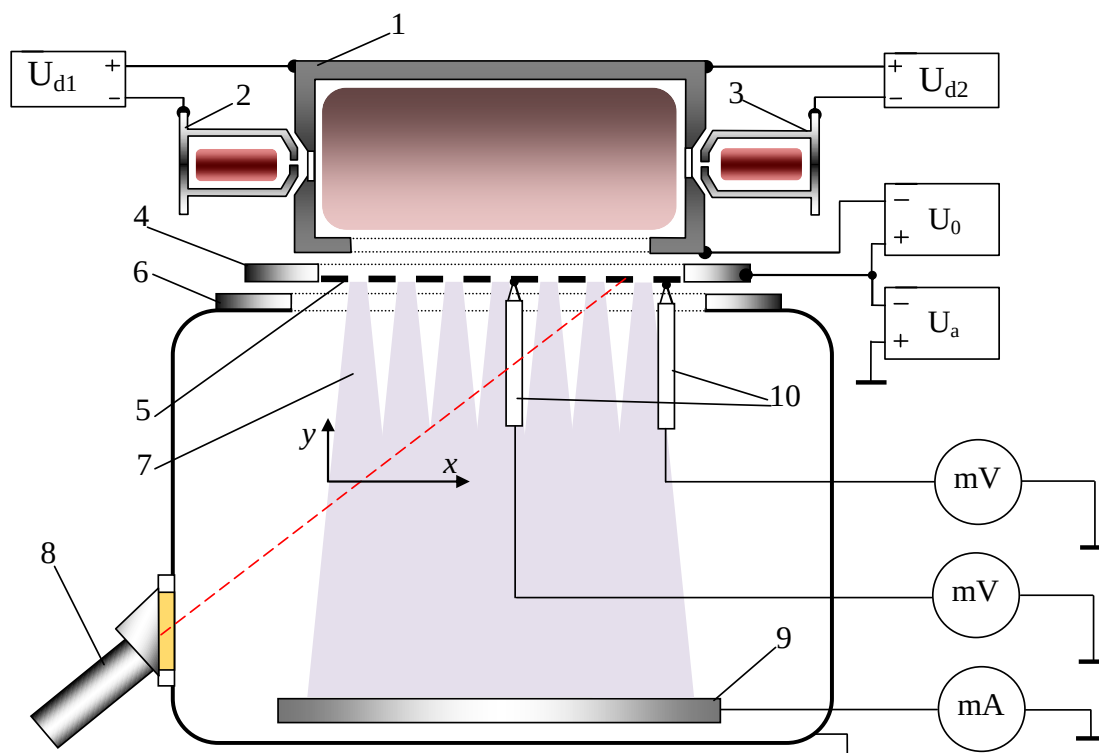


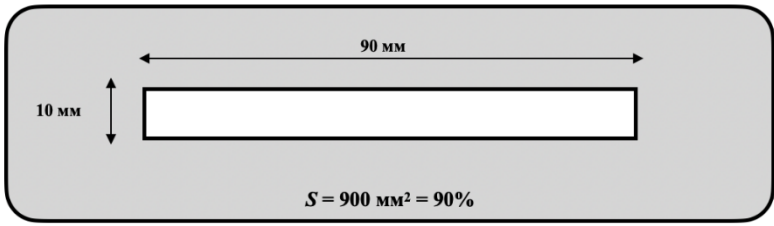
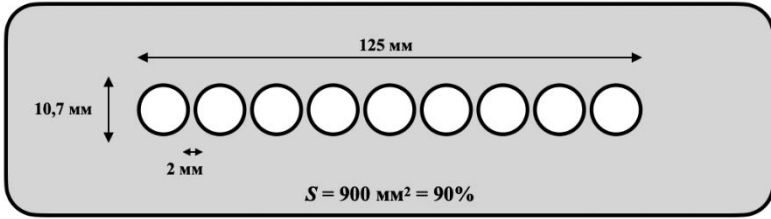
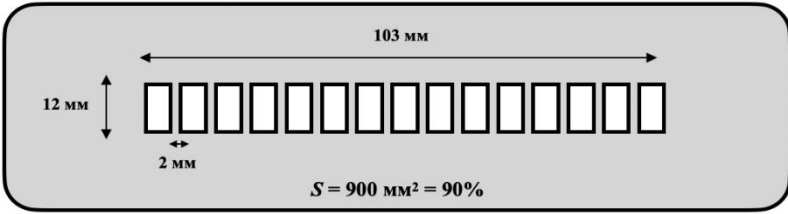
Рисунок 3.16 – Схема плазменного электронного источника и экспериментальной установки: 1 – полый катод основного разряда, 2, 3 – полые катоды вспомогательных разрядов, 4 – анод основного разряда, 5 – эмиссионная пластина, 6 – ускоряющий электрод (экстрактор), 7 – электронный пучок, 8 – инфракрасный пирометр, 9 – коллектор, 10 – термопары

Для учета коэффициента излучения материала (нержавеющая сталь) была проведена калибровка пирометра по показаниям термопар в контрольных точках в режиме без генерации пучка. После калибровки расхождение между показаниями пирометра и термопар не превышало  $\pm 3^\circ\text{C}$  в диапазоне температур до  $100^\circ\text{C}$ . Конструкция экспериментальной установки позволяла расположить пирометр таким образом, чтобы измерение температуры производилось только на периферии эмиссионной пластины.

Анодом разрядной ячейки электронного источника служили плоские прямоугольные металлические пластины размером  $18 \times 30 \text{ см}^2$ . Пластины отличались формой и размером отверстий, выполненных в них и расположенных на одной прямой вдоль линии симметрии пластины. Диаметр отверстий в эмиссионном электроде, их количество и расположение определяли конфигурацию и размеры поперечного сечения ленточного электронного пучка. В экспериментах использовались пластины трех форматов (таблица 3.1). Формы эмиссионных электродов представлены в таблице 3.1. Выбор форм обусловлен сохранением площади открытой поверхности на уровне 90% от исходной полностью открытой поверхности в виде прямоугольника с размерами  $1 \times 24 \text{ см}^2$ . Поперечные размеры электронного пучка для соблюдения этого условия изменялись в пределах 10%.



Таблица 3.1 – Формы и размеры эмиссионных электродов [78]

| № | Форма и размеры                                                                                                                                                 |
|---|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1 |  <p style="text-align: center;"><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p>  |
| 2 |  <p style="text-align: center;"><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p>  |
| 3 |  <p style="text-align: center;"><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p> |

Отверстия в эмиссионной пластине были закрыты мелкоструктурной вольфрамовой сеткой с геометрической прозрачностью 70%. Сетка фиксировала границу эмиссионной плазмы.

Исследования проводились в два основных этапа. Первый этап включал учет нагрева от плазмы основного разряда. Измерялась установившаяся температура эмиссионного электрода при горении только основного разряда (без приложения ускоряющего напряжения). Независимыми переменными были: тип газа (воздух, гелий), давление, ток разряда. Второй этап – учет влияния ускоряющего напряжения. На анод источника подавалось ускоряющее напряжение (1–5 кВ) для генерации электронного пучка. В этом режиме для измерения использовался только пирометр, направленный на периферийную зону эмиссионного электрода. Исследовалась зависимость температуры от ускоряющего напряжения при фиксированных параметрах разряда и ускоряющего напряжения.

Измерение температуры эмиссионного электрода при горении основного разряда форвакуумного плазменного источника проводилось в течение 60 минут с интервалами 5 минут между измерениями. Последующие измерения проводились после полного охлаждения эмиссионного электрода до комнатной температуры. Эксперименты показали, что температура эмиссионного электрода повышается со временем, достигая насыщения через 15-30 минут в зависимости от величины тока разряда, рисунок 3.17. Так через 30 минут для пластины с одним протяженным отверстием при давлении 10 Па и токе разряда 900 мА максимальное значение темпе-

ратуры поверхности достигает  $63\text{ }^{\circ}\text{C}$  в центральной части и  $45\text{ }^{\circ}\text{C}$  на периферии и продолжает расти именно на периферии, что может быть связано с более интенсивным охлаждением этой части. По достижении 45 минут наблюдается установившееся значение температуры порядка  $55$  градусов в центральной части.

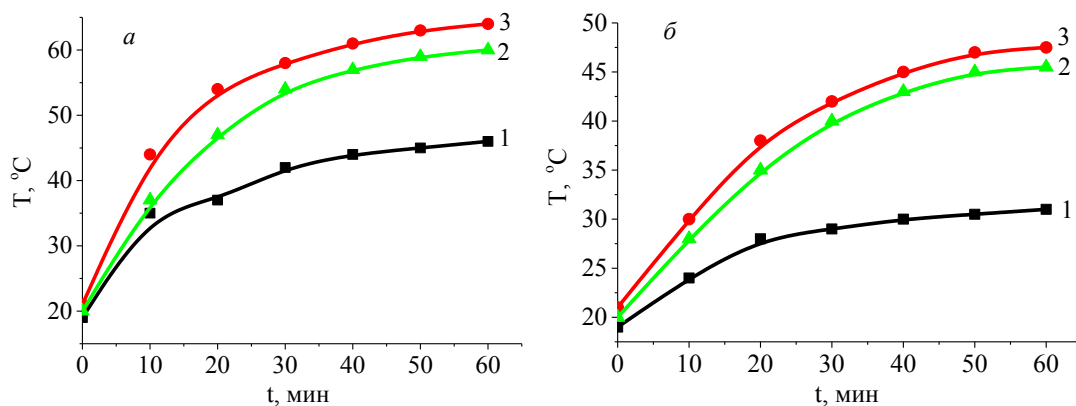


Рисунок 3.17 – Зависимость температуры от времени в центральной части эмиссионного электрода – а, и на периферии – б. Для разных токов основного разряда: 1 – 300 мА, 2 – 600 мА, 3 – 900 мА. Давление 10 Па, газ – воздух

При работе источника при давлении 0,1 Па температура эмиссионной пластины показала слабую зависимость от тока вспомогательных разрядов, рис. 3.18. Наибольшее влияние на температуру ток вспомогательных разрядов оказывает при высоком токе основного разряда – более 600 мА. Для тока разряда 1200 мА различие достигает нескольких десятков градусов, рис. 3.19.

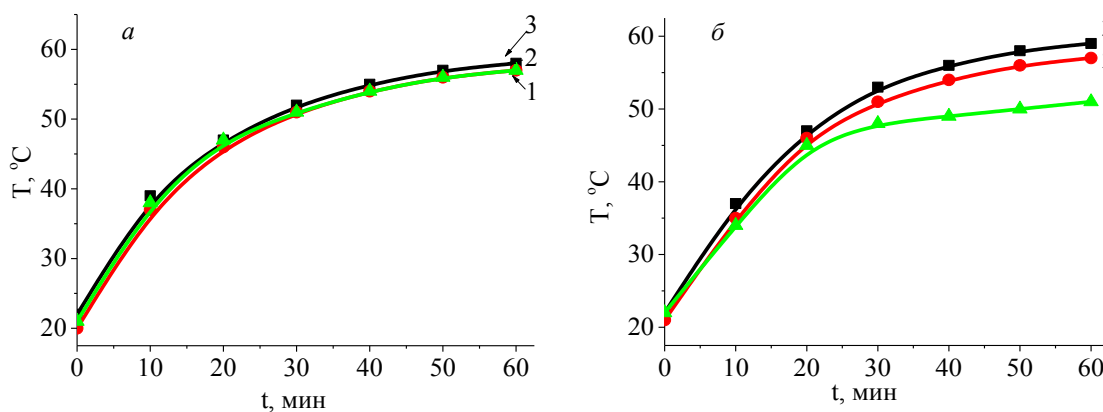


Рисунок 3.18 – Зависимость температуры от времени в центральной части эмиссионного электрода – а, и на периферии – б. При фиксированном токе внешней цепи основного разряда 600 мА и разных токах вспомогательных разрядов: 1 – 400 мА, 2 – 500 мА, 3 – 600 мА. Давление 0,1 Па, рабочий газ – воздух

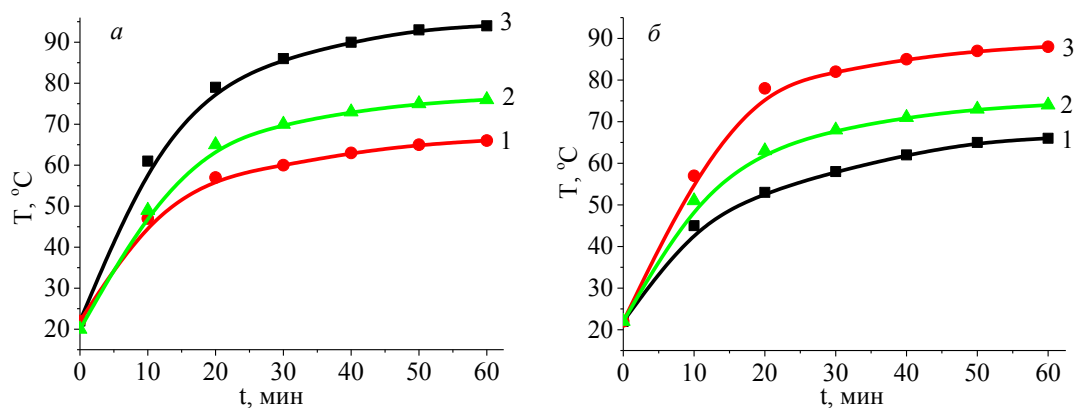


Рисунок 3.19 – Зависимость температуры от времени в центральной части эмиссионного электрода – а, и на периферии – б. Для тока основного разряда 1200 мА и разных токов вспомогательных разрядов: 1 – 400 мА, 2 – 500 мА, 3 – 600 мА. Давление 0,1 Па, рабочий газ – воздух

С увеличением разрядного тока температура эмиссионной пластины, как и ожидалось, возрастает. При этом в ее центральной части температура на несколько градусов выше, чем на периферии, что связано со значительно меньшим теплоотводом из этой области. Рост температуры с повышением тока вспомогательных разрядов связан с повышением плотности плазмы в полом катод, что интенсифицирует поток частиц на эмиссионный электрод. Помимо влияния разрядного тока, установлена существенная зависимость температуры от типа газа. Для гелия температура выше, чем для воздуха при одинаковых значениях давления и разрядного тока, рис. 3.20. Зависимость температуры от давления газа для гелия и воздуха оказалась различной. Так, для гелия с увеличением давления температура эмиссионного электрода снижается на несколько градусов, рис. 3.20, в то время как для воздуха наблюдается обратная зависимость (рис. 3.20, кривые со штрихом и без).

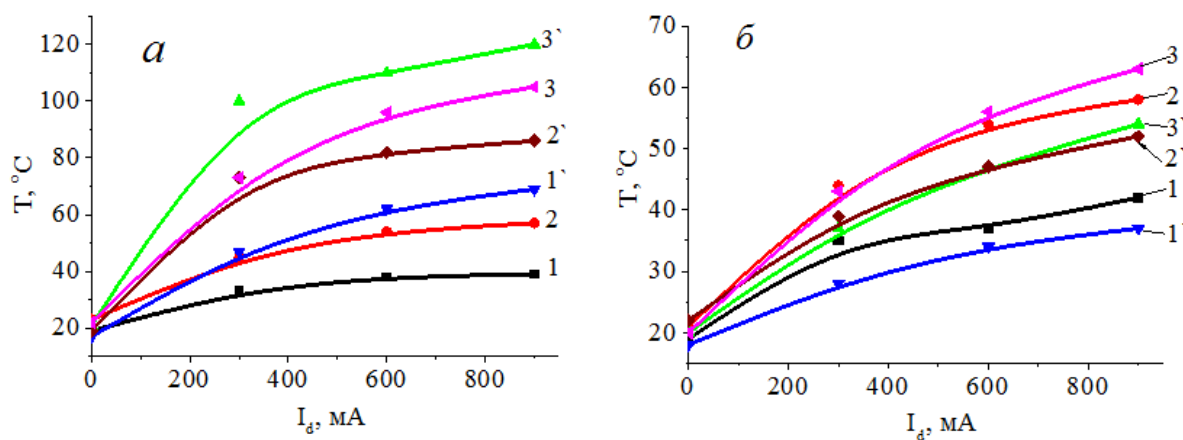


Рисунок 3.20 – Зависимость температуры эмиссионного электрода от разрядного тока для разных газов: а – воздух, б – гелий. Давление: 1, 2, 3 – 0,1 Па, 1', 2', 3' – 10 Па. Ток разряда: 1 – 300 мА, 2 – 600 мА, 3 – 900 мА

Смена конфигурации эмиссионной пластины приводила к повышению температуры ее поверхности. На рисунке 3.21 представлена зависимость температуры в центральной части эмиссионной пластины при использовании пластины с одним протяженным отверстием, серией отверстий различной формы как представлено в таблице 3.1.

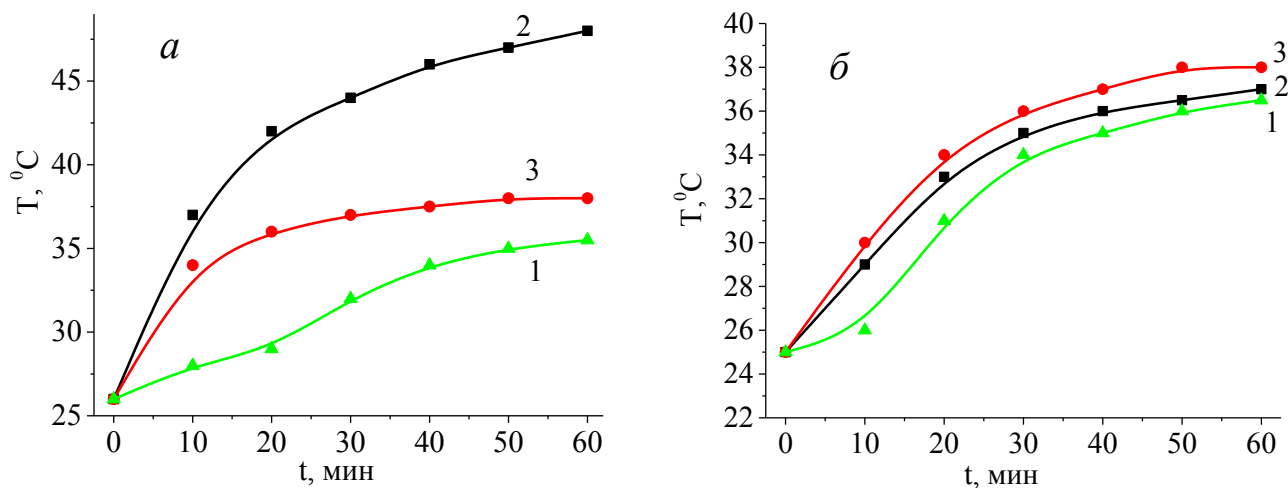


Рисунок 3.21 – Зависимость температуры в центральной части эмиссионного электрода от разрядного тока для воздуха. Давление газа: а – 10 Па, б – 0,1 Па. Конфигурация эмиссионной пластины: 1 – протяженное отверстие, 2 – серия круглых отверстий диаметром 8 мм, 3 – серия прямоугольных отверстий. Ток разряда 300 мА

Как следует из зависимостей, представленных на рисунке 3.21 – замена эмиссионной пластины приводит к повышению температуры при работе электронного источника. Наибольший рост температуры фиксируется для пластины с круглыми отверстиями. Однако изменение конфигурации эмиссионной пластины привело к существенному снижению ее деформации даже при длительной работе.

Приложение ускоряющего напряжения приводило, как и ожидалось, к увеличению температуры эмиссионного электрода. При этом с ростом давления температура эмиссионного электрода возрастала значительно. На рисунке 3.22 показана зависимость температуры на периферии эмиссионного электрода (измеренной пирометром) при характерных значениях ускоряющего напряжения источника в диапазоне 1–5 кВ.

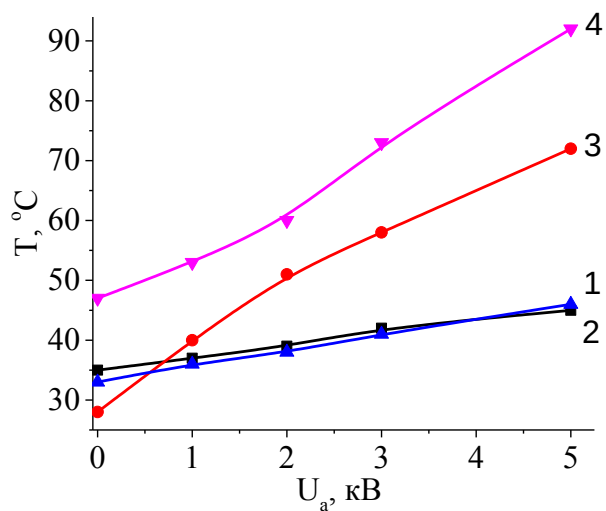


Рисунок 3.22 – Зависимость температуры эмиссионного электрода от ускоряющего напряжения для гелия – 1, 3 и воздуха – 2, 4. Давление 0,1 Па – 1, 2 и 10 Па – 3, 4. Ток основного разряда 300 мА, ток пучка 100 мА. Электрод с одним протяженным отверстием

Вид эмиссионной пластины с одним протяженным отверстием до и после работы в течение 1 часа показан на рисунке 3.23.

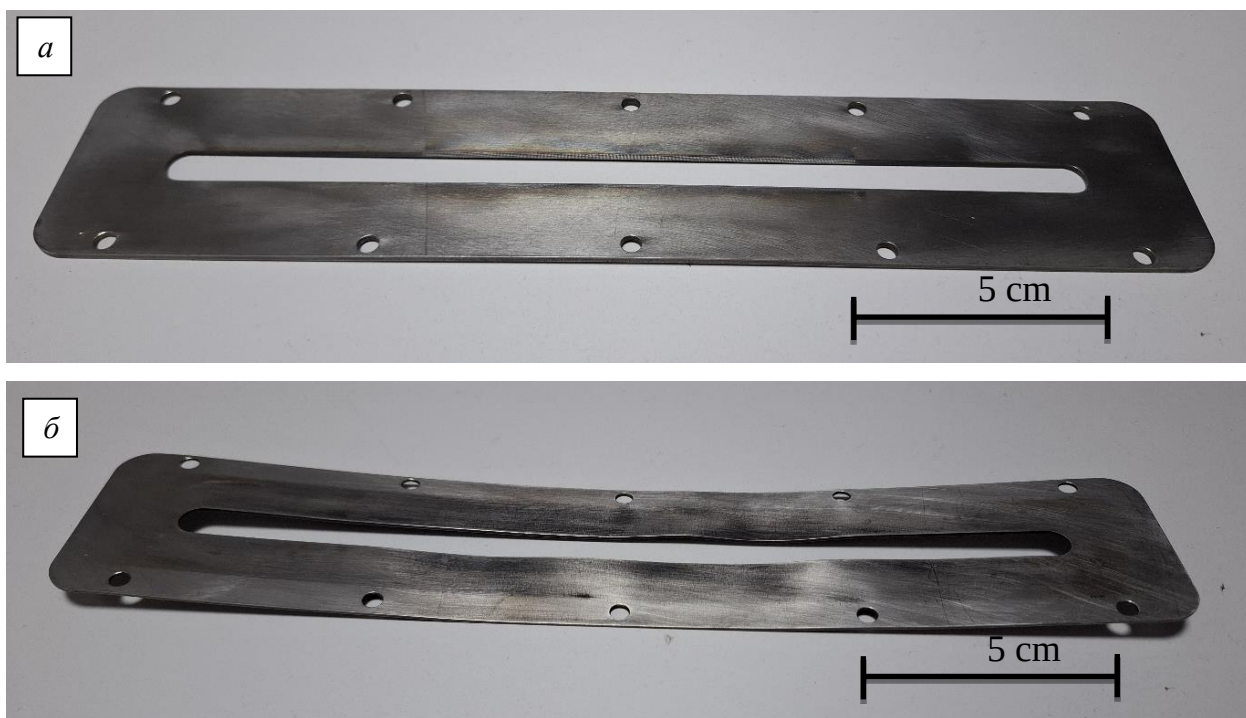


Рисунок 3.23 – Эмиссионная пластина до (а) и после (б) установки в электронный источник и работы в течение 1 часа. Ток основного разряда – 500 мА

При использовании пластины с отверстиями 8 мм нагрев оказался выше, однако изменения формы электрода после работы источника не наблюдалось. Так при работе электронного

источника в течение часа при токе разряда 900 мА не было зафиксировано какого-либо изменения формы эмиссионных пластин, рис. 3.24.

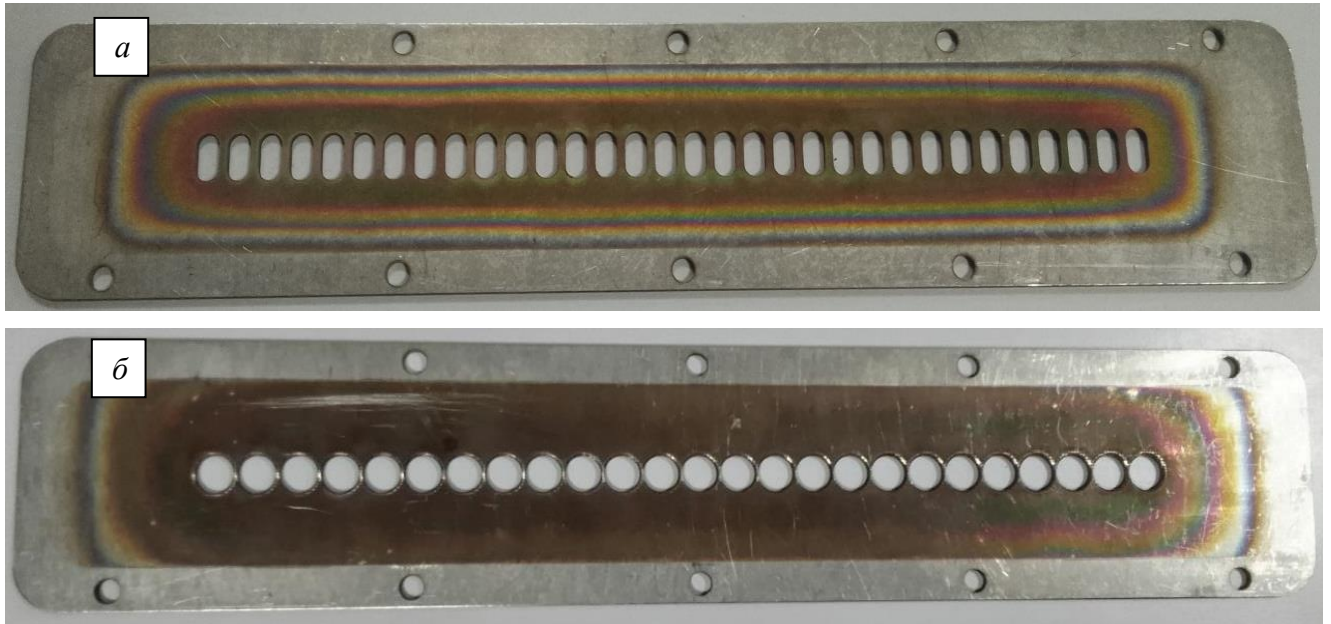


Рисунок 3.24 – Фото эмиссионных электродов с серией протяженных отверстий (а) и серией круглых отверстий диаметром 8 мм (б)

Нагрев эмиссионного электрода определяется параметрами разряда и объясняется следующими факторами. Зависимость температуры от давления в области низких давлений связана с зависимостью теплопроводности газов от давления [80]. При снижении давления уменьшается и концентрация молекул рабочего газа, а также повышается длина их свободного пробега. При этом можно выделить несколько режимов в зависимости от соотношения между длиной свободного пробега молекул газа и размерами сосуда, в котором он находится. Длину свободного пробега можно рассчитать по известному выражению:

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 p},$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура газа,  $d$  – эффективный диаметр молекул газа,  $p$  – давление.

При 0,1 Па и 10Па длина свободного пробега атомов гелия составляет 138 см и 13,8 см, соответственно. Для молекул азота, являющихся основным компонентом воздуха, расчет дает значения 6,8 см при 0,1 Па и 6,8 мм при давлении 10 Па. Согласно кинетической теории газов теплопроводность может быть рассчитана как [81]:

$$\chi = \frac{1}{3} \rho c_v \langle v \rangle \lambda$$

где  $\rho$  – плотность газа,  $c_v$  – теплоемкость,  $\langle v \rangle$  – средняя тепловая скорость  $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ .

Для характерных размеров полого катода основного разряда длиной 35 см и диаметром 12 см, для гелия при давлении 0,1 Па длина свободного пробега превышает размеры полого катода. В выражении для теплопроводности вместо длины свободного пробега будем использовать среднее значение размеров полости катода 20 см.

Расчет теплопроводности с учетом известных параметров газов дает следующие значения: для давления 0,1 Па и 10 Па теплопроводность азота практически одинакова и равна 0,0085 Вт/м·К, для гелия теплопроводность составляет 0,058 Вт/м·К и 0,0058 Вт/м·К для давлений 0,1 Па и 10 Па соответственно. Как следует из расчета, теплопроводность гелия выше, чем у воздуха, в указанном диапазоне давлений. Однако эмиссионная пластина при низких давлениях нагревается до более высоких температур в гелии. В качестве объяснения можно принять во внимание коэффициент аккомодации, который показывает [82-84], насколько эффективно молекулы газа передают энергию стенкам сосуда. Для разных газов и материалов стенок он различается [85, 86]. Для гелия коэффициент аккомодации составляет 0,1–0,3, в то время как для воздуха – 0,8–0,9. При давлениях ниже 1 Па доминирующим механизмом нагрева становится теплообмен между газом и поверхностью электрода [87], что объясняет более высокую температуру в гелии, несмотря на его более высокую теплопроводность. Низкий коэффициент аккомодации гелия (0,1–0,3) означает, что атомы гелия плохо передают свою энергию поверхности электрода при соударении [88]. Они испытывают множественные столкновения со стенкой до передачи энергии, что эффективно «изолирует» горячий электрод, замедляя теплообмен с газовой фазой и приводя к более высоким стационарным температурам по сравнению с воздухом. Молекулы последнего (с коэффициентом аккомодации 0,8–0,9) эффективно отводят тепло. Наши результаты, показывающие более сильный нагрев в гелии при низком давлении, несмотря на его высокую теплопроводность, находят убедительное объяснение в современных моделях молекулярной динамики. Как показано в [84] в условиях значительного перепада давления и высокого вакуума (низкого давления) коэффициент термической аккомодации не является постоянной величиной и существенно уменьшается. Это уменьшение связано с увеличением температурного скачка на границе газ–металл. Низкое значение коэффициента термической аккомодации для гелия в наших экспериментальных условиях означает, что молекулы гелия менее эффективно «забирают» тепловую энергию с поверхности электрода, действуя не столько как хладагент, сколько как термический изолятор, что и приводит к более высоким стационарным температурам.



Как в области низких, так и высоких давлений увеличение ускоряющего напряжения приводит к повышению температуры эмиссионного электрода. Степень увеличения различается – при давлении 0,1 Па, когда ускоряющее напряжение возрастает с 1 до 5 кВ, температура поднимается с 35 до 45 °С. При давлении 10 Па при сопоставимом изменении ускоряющего напряжения температура увеличивается более чем в два раза. Основной причиной значительного роста температуры при 10 Па может быть обратный поток ионов из плазмы, образующейся в ускоряющем промежутке и области транспортировки электронного пучка. Как известно, величина обратного потока может превышать 10% от тока пучка и тем выше, чем выше давление рабочего газа [89]. Поток ионов на эмиссионную пластину в случае низких давлений (0,1 Па) незначителен и составляет менее 1% от тока пучка, что не приводит к ее заметному нагреву. Мощность обратного потока ионов можно оценить как произведение ускоряющего напряжения, величины эмиссионного тока и 1% или 10% в зависимости от давления газа. Таким образом, при низких давлениях 0,1 Па, ускоряющем напряжении 5 кВ, токе пучка 100 мА (при токе разряда 300 мА) и учитывая 1%, мощность потока ионов будет порядка 5 Вт. Это незначительная величина по сравнению с мощностью разряда (135 Вт при напряжении горения разряда 450 В и токе 300 мА). В случае высоких давлений величина мощности потока ионов возрастает до 50 Вт, что уже представляет собой значительную величину по сравнению с мощностью разряда.

Для более детального анализа влияния геометрии отверстий в эмиссионном электроде на термомеханическое поведение электрода методом конечных элементов были исследованы шесть конфигураций эмиссионных пластин (Таблица 3.2). Конфигурации №1, 3 и 4 повторяли экспериментальные образцы, а №2, 5, 6 являлись их вариациями, позволяющими оценить влияние количества рядов отверстий и их формы (прямоугольные/круглые) при сохранении общей площади эмиссии. Общим для представленных пластин являлась площадь их открытой поверхности на уровне 90% от площади полностью открытой области в пластине с прямоугольным отверстием. Всего было проанализировано 6 видов пластин включая исходную.

Нагрев эмиссионного электрода в общем виде может быть описан двумерным уравнением теплопроводности:

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + Q(x, y, t, T)$$

где  $\rho = 7630 \text{ кг/м}^3$  – плотность материала;  $C_p = 470 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$  – теплоемкость;  $T$  – температура;  $\lambda = 15 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$  – коэффициент теплопроводности;  $Q = Q(x, y, t, T)$  – тепловой поток.

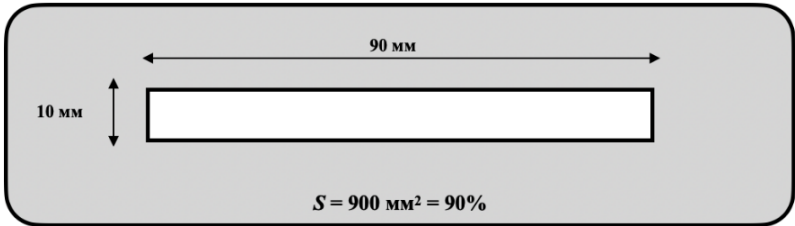
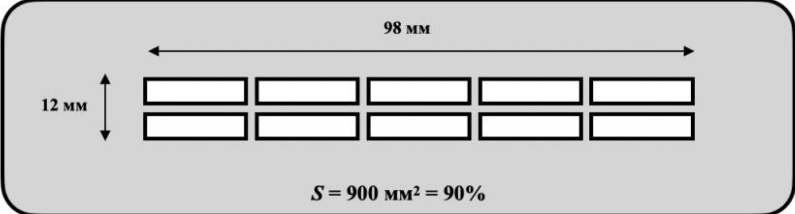
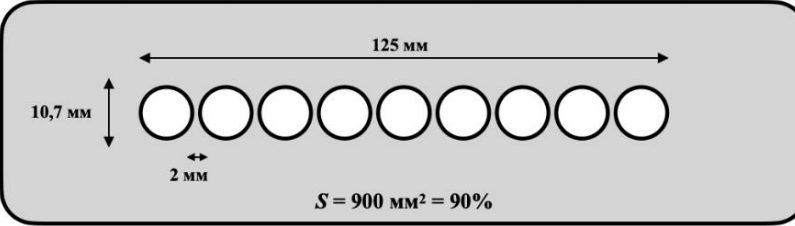
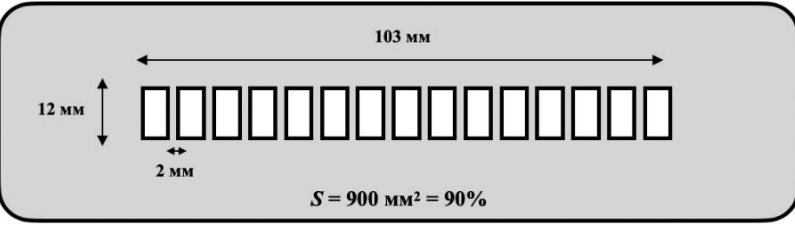
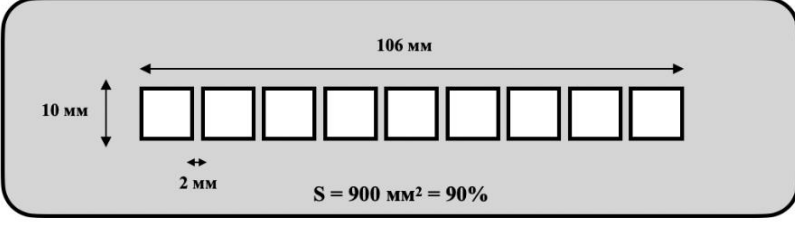
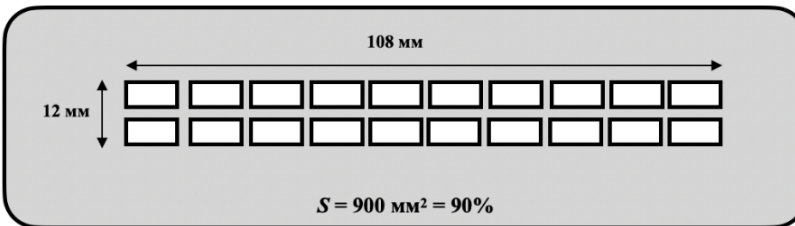
Для оценки мощности ионного потока на эмиссионный электрод использовали выражение:

$$P_i = U_a \cdot I_b \cdot k(p),$$

где  $k(p)$  - доля обратных ионов в общем токе пучка.



Таблица 3.2 – Форма эмиссионных пластин для расчетов

| № | Форма и размеры                                                                                                                      |
|---|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1 |  <p><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p>   |
| 2 |  <p><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p>   |
| 3 |  <p><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p>   |
| 4 |  <p><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p>  |
| 5 |  <p><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p> |
| 6 |  <p><math>S = 900 \text{ мм}^2 = 90\%</math></p> |

Плотность мощности ионного потока определялась как отношение мощности  $P_1$  к эффективной площади пластины  $S_{\text{эфф}}$ , на которую попадают ионы  $q_i = \frac{P_i}{S_{\text{эфф}}}$ .

Термическое расширение, возникающее под действием температуры, описывается выражением:

$$d = \alpha(T - T_0),$$

$\alpha = 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  – средний коэффициент термического расширения материала электрода;  $T$  – температура, до которой произошел нагрев;  $T_0$  – начальная температура.

При разработке модели были приняты следующие допущения: изотропность свойств материала, идеальный тепловой контакт на границах, постоянство коэффициента теплоотдачи на охлаждаемых поверхностях. Не учитывалась зависимость теплофизических свойств материала ( $\lambda$ ,  $C_p$ ) от температуры, что может вносить погрешность в оценку максимальных температур при высоких плотностях теплового потока.

Расчет проводился с использованием программного пакета Comsol Multiphysics. Исходные данные для расчета: начальная температура поверхности пластин  $20^\circ\text{C}$ , геометрические размеры и материал соответствовали реальным изделиям, плотность теплового потока варьировалась в диапазоне  $3\text{--}35 \text{ кВт/м}^2$ . Расчет осуществлялся в течение 30 минут до установившегося значения температуры. Физические параметры, использованные при расчете: коэффициент термического расширения  $\alpha = 1,84 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ; теплоемкость  $C_p = 470 \text{ Дж/кг}\cdot\text{K}$ ; плотность  $\rho = 7630 \text{ кг/м}^3$ ; теплопроводность  $\lambda = 15 \text{ Вт/мK}$ ; модуль Юнга  $E = 2,2 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ ; коэффициент Пуассона  $\nu = 0,25$ .

Сравнение расчетных стационарных температур для пластины №1 (исходная форма) при плотности теплового потока, соответствующей экспериментальным условиям: ускоряющее напряжение 5 кВ, току пучка 100 мА, воздух, давление 10 Па (плотность мощности теплового потока  $30 \text{ кВт/м}^2$ ), с данными на рис. 3.22, показывает более высокое значение температуры – до сотен градусов. Такое несоответствие экспериментальным данным может быть связано с простотой расчетной модели, не учитывающей теплоотвод за счет контакта эмиссионной пластины с остальной частью анода (который охлаждается проточной водой). Для обеспечения согласования расчетных зависимостей плотность мощности пучка при расчетах была снижена на порядок по сравнению с экспериментом. Это позволило изучить тенденции изменения температуры для различных эмиссионных пластин.

На рисунках 3.25 и 3.26 показаны зависимости максимального термического расширения и максимальной температуры эмиссионного электрода от плотности теплового потока, создаваемого плазмой разряда и обратным потоком ионов из ускоряющего промежутка, при работе электронного источника для разных форм эмиссионных отверстий.

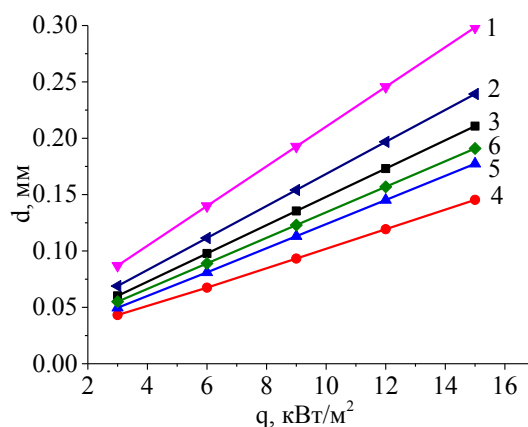


Рисунок 3.25 – Зависимость максимального термического расширения от плотности теплового потока для разных геометрий отверстий №1-6 (табл. 3.2) в эмиссионном электроде

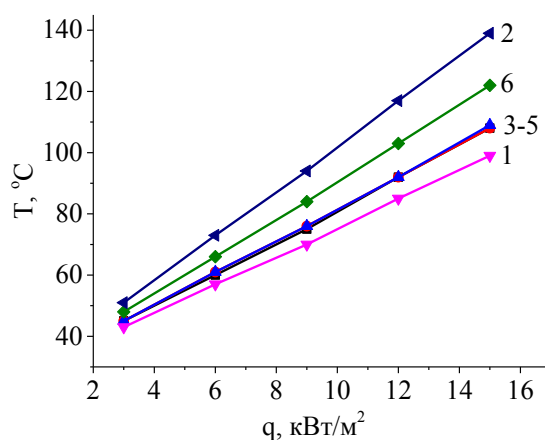


Рисунок 3.26 – Зависимость максимальной температуры от плотности теплового потока для разных геометрий 1-6 отверстий в эмиссионном электроде

Нагрев до максимальных температур (140 °C) наблюдается для формы №2 – с 10 прямоугольными отверстиями размером 18×5 мм², расположенными в два ряда по 5 отверстий в каждом. Исходная конструкция с одним протяженным отверстием демонстрирует минимальный нагрев (менее 100 °C), но максимальное термическое расширение (0,3 мм), что приводит к деформации сетки. Максимальная температура (105 °C), до которой нагревается электрод с формой №3, ненамного превышает значение температуры для исходной формы, в то время как максимальное термическое расширение под действием температуры значительно меньше. В электроде с одной протяженной щелью (№1) нагрев снижен за счет меньшей площади контакта с плазмой разряда и обратным потоком ионов. Однако из-за большого размера самого эмиссионного электрода и его открытого сечения возникают значительные термические напряжения, приводящие к изгибной деформации. Многощелевые конструкции (№4-6) в среднем нагреваются сильнее (большая площадь контакта с плазмой), но расширяются более равномерно, что снижает градиенты напряжений и минимизирует деформацию.

Таким образом, основными источниками тепловыделения являются поток частиц из основного разряда и обратный поток ионов из ускоряющего промежутка, причем их вклад существенно зависит от давления рабочего газа, его состава и параметров разряда. Наибольший нагрев происходит при низких давлениях (0,1 Па) при использовании гелия в качестве рабочего газа, что связано с особенностями теплопроводности и коэффициента аккомодации. Увеличение ускоряющего напряжения усиливает нагрев, особенно при 10 Па, где обратный поток ионов достигает 10% от тока пучка. Полученные данные позволяют оптимизировать конструкцию форвакуумного плазменного источника непрерывной ленточной электронной пучка, что обеспечивает снижение тепловых нагрузок и повышение эксплуатационной стабильности источника.

### **3.3 Формирование однородного ленточного электронного пучка**

Наличие двух катодов с независимым управлением величиной их тока является одним из преимуществ разрабатываемого форвакуумного плазменного электронного источника. Однако в источниках с торцевыми поджигающими разрядами однородность может нарушаться. Изменяя соотношение между токами разрядов, можно влиять на однородность распределения, как эмиссионной плазмы, так и током извлекаемого электронного пучка. В настоящем разделе представлены результаты исследования влияния распределения тока между вспомогательными разрядами на однородность эмиссионной плазмы в отсутствие ускоряющего напряжения и распределение плотности тока пучка при извлечении электронов.

#### **3.3.1 Влияние соотношения тока вспомогательных разрядов на однородность эмиссионной плазмы**

Для исследований использовали эмиссионный электрод с одним протяженным отверстием. На рисунке 3.27 представлены распределения тока ионов на подвижный коллектор, расположенный за эмиссионной сеткой источника. Распределение ионного тока на коллектор коррелирует с распределением концентрации эмиссионной плазмы и использовалось как экспресс метод определения ее степени однородности. Как видно при изменении тока вспомогательных разрядов наблюдается рост потока ионов из плазмы в той части, где значение тока вспомогательных разрядов оказывается выше. Степень влияния тока вспомогательных разрядов на концентрацию плазмы зависит от рабочего давления. Так для давлений более 5 Па включение дополнительных разрядов влияет на распределение потока ионов из плазмы не значительно, рис. 3.27. Токи вспомогательных разрядов обозначены  $I_{d1}$  для источника, расположенного слева,  $I_{d2}$  — справа.

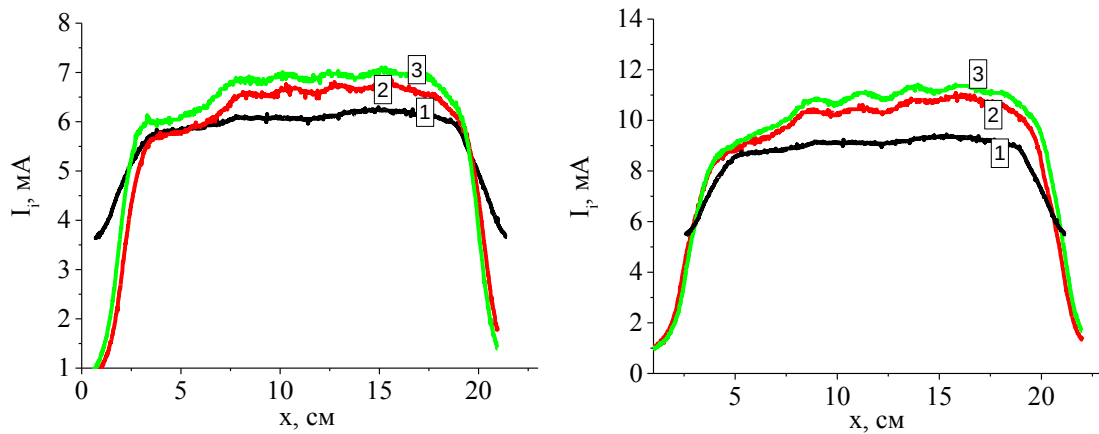


Рисунок 3.27 – Распределение потока ионов из разрядной плазмы при различном соотношении между токами вспомогательных разрядов и токе основного разряда: а – 400 мА, б – 600 мА. Токи вспомогательных разрядов  $I_{d1}$ : 1, 2 – 100 мА, 3 – 0 мА, ток  $I_{d2}$ : 1 – 100 мА, 2 – 200 мА, 3 – 300 мА. Рабочий газ – воздух, давление 5 Па

Различие в величине плотности ионного тока при изменении тока вспомогательных разрядов не превышает 10 % и достигается при отключении одного из вспомогательных разрядов, рис. 3.27. То есть при не слишком строгих требованиях к однородности эмиссионной плазмы возможно использование лишь одного источника вспомогательного разряда, расположенного с торца катодной полости.

При уменьшении давления влияние различия значений тока вспомогательных разрядов на ток ионов из плазмы повышается, рис. 3.28.

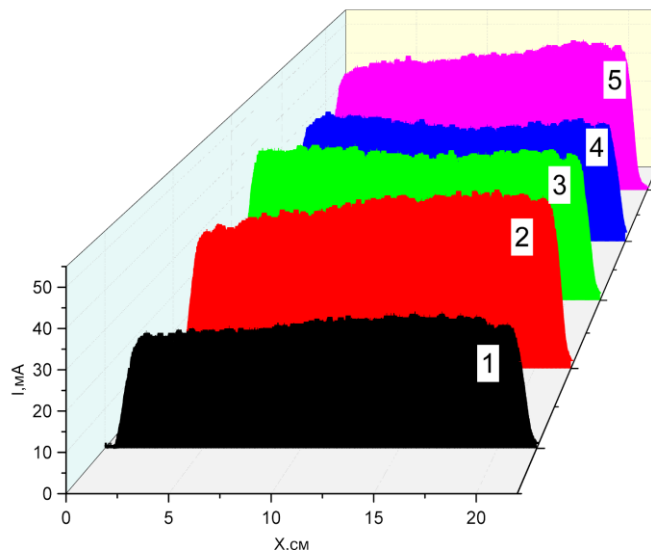


Рисунок 3.28 – Распределение потока ионов из разрядной плазмы при токе основного разряда  $I_d=400$  мА и различных токах вспомогательных разрядов: 1 –  $I_{d1}=200$  мА,  $I_{d2}=200$  мА; 2 –  $I_{d1}=200$  мА,  $I_{d2}=300$  мА; 3 –  $I_{d1}=300$  мА,  $I_{d2}=200$  мА; 4 –  $I_{d1}=400$  мА,  $I_{d2}=200$  мА; 5 –  $I_{d1}=200$  мА,  $I_{d2}=400$  мА. Давление 0,1 Па, воздух

Таким образом, снижение давления до 0,1 Па обостряет чувствительность плазмы к асимметрии токов вспомогательных разрядов, что связано с увеличением направленности движения заряженных частиц.

Для аргона при давлении 0,1 Па зависимость распределения тока ионов на подвижный зонд более ярко выражена, причем вид распределения оказывается зависящим от тока основного разряда, рис. 3.29. При малых токах разряда – до 300 мА наблюдается распределение в виде колокола с широким максимумом в центре.

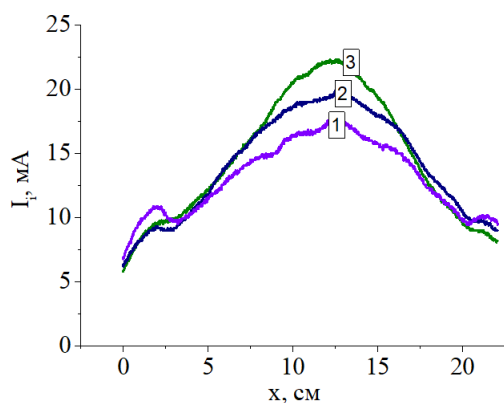


Рисунок 3.29 – Распределение потока ионов из разрядной плазмы при токе основного разряда  $I_d=300$  мА и различных токах вспомогательных разрядов: 1 –  $I_{d1}=200$  мА,  $I_{d2}=200$  мА; 2 –  $I_{d1}=200$  мА,  $I_{d2}=300$  мА; 3 –  $I_{d1}=300$  мА,  $I_{d2}=200$  мА. Давление 0,1 Па, аргон

Более ярко выраженная зависимость распределения ионного тока от токов вспомогательных разрядов в аргоне по сравнению с воздухом при одинаковом давлении 0,1 Па (рис. 3.28 и 3.29) обусловлена различием в сечениях ионизации и транспортных свойствах частиц. Воздух, являясь молекулярным газом, характеризуется большими потерями энергии на возбуждение колебательных и вращательных уровней, а также более высокими частотами прилипания и рекомбинации. Это приводит к более эффективной релаксации энергии электронов и сглаживанию градиентов концентрации плазмы за счет диффузионных процессов.

Для аргона, как инертного газа, длина свободного пробега электронов выше, а потери энергии на неупругие процессы носят пороговый характер. В этих условиях направленное движение электронов, эмитируемых из областей с большим током вспомогательного разряда, сохраняется на больших расстояниях, что и приводит к более резкой зависимости распределения ионного тока от соотношения  $I_{d1}/I_{d2}$ . Полученные результаты согласуются с выводами [89] о том, что наибольшая однородность эмиссионной плазмы в протяженных системах достигается при использовании газов с малой атомной массой (гелий), однако для аргона требуется более тщательная оптимизация геометрии разрядной системы и токовых режимов.

При повышении тока разряда распределение трансформируется в содержащее два или несколько максимумов – один в центральной части и два максимума по краям, рис. 3.30. Кроме того изменяя соотношение между токами основного разряда и вспомогательных, можно скорректировать распределение и получить равномерное плато. Однако диапазон токов, при которых достигается наиболее равномерное распределение, не такой большой. На рисунке 3.30 равномерное распределение (график 1) получено при токе основного разряда 500 мА и токах вспомогательных разрядов 400 мА. При повышении тока основного разряда распределение остается не таким однородным (графики 2 и 3).

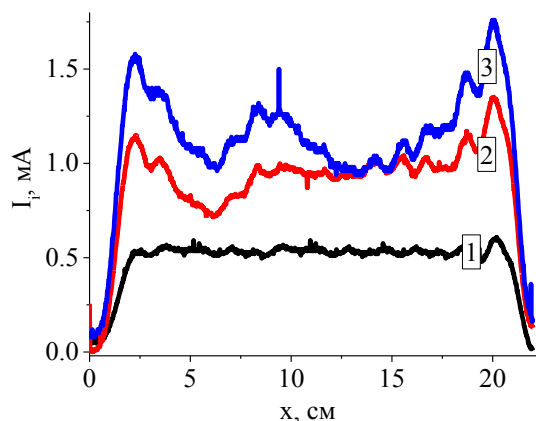


Рисунок 3.30 – Распределение потока ионов из разрядной плазмы при токе основного разряда  $I_d$ : 1 – 500 мА, 2 – 800 мА, 3 – 1000 мА. Токи вспомогательных разрядов: 1 –  $I_{d1}=400$  мА,  $I_{d2}=400$  мА; 2 –  $I_{d1}=400$  мА,  $I_{d2}=800$  мА; 3 –  $I_{d1}=400$  мА,  $I_{d2}=1000$  мА. Давление 0,1 Па, аргон

В случае эмиссии электронов влияние различия в токах вспомогательных разрядов проявляется намного сильнее и зависит от ускоряющего напряжения. При повышении ускоряющего напряжения неравномерность распределения плотности тока, как правило, усиливается, рис. 3.31.

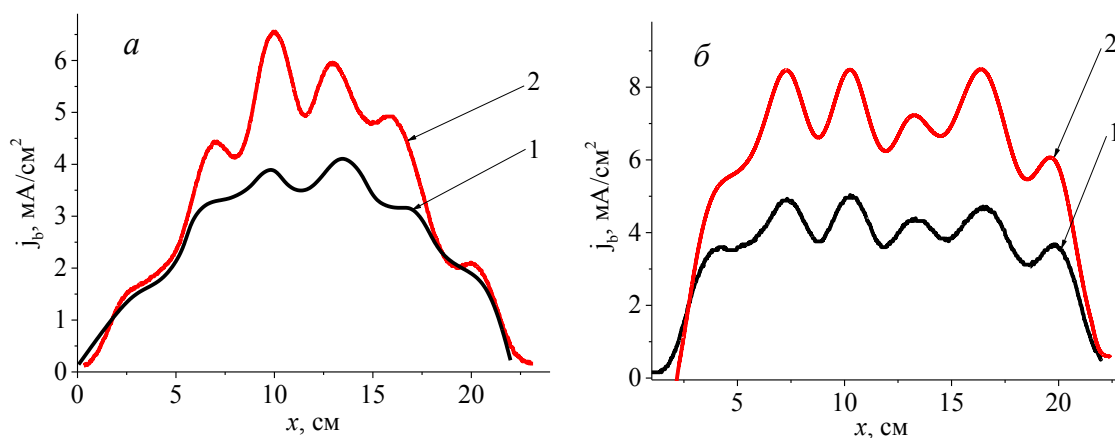


Рисунок 3.31 – Распределение плотности тока пучка для различных токов основного разряда и ускоряющего напряжения: а – 200 мВ, б – 400 мВ. Токи дополнительных разрядов 400 мА. Ускоряющее напряжение: 1 – 1 кВ, 2 – 2 кВ. Рабочий газ аргон, давление 0,1 Па

При использовании в качестве рабочего газа гелия распределение плотности тока оказывается более однородным, рис. 3.32. Однако с повышением ускоряющего напряжения максимумы также обостряются. Неоднородность в распределении плотности тока пучка рассчитанная как среднее от разности максимального и минимального значения плотности тока составила от 12 до 17% в зависимости от величины ускоряющего напряжения.

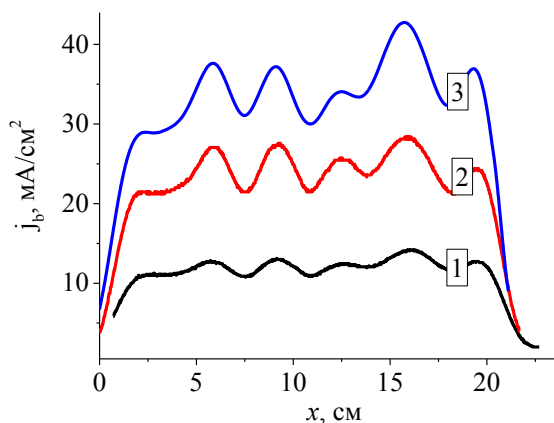


Рисунок 3.32 – Распределение плотности тока по сечению пучка. Ток основного разряда 200 мА, ток пучка 30 мА. Ускоряющее напряжение: 1 – 1 кВ, 2 – 2 кВ, 3 – 5 кВ. Рабочий газ гелий, давление 10 Па

На рисунках 3.33-3.35 представлены зависимости распределения плотности тока пучка измеренные на расстоянии 10 см от источника при одинаковом значении токов вспомогательных разрядов и различных их значениях, а также для разных ускоряющих напряжений.

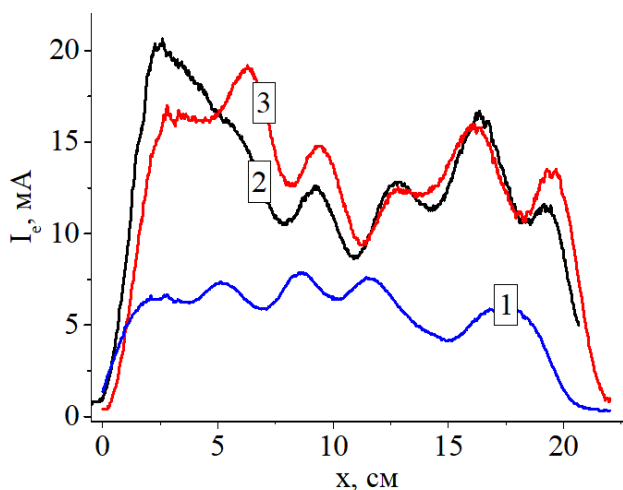


Рисунок 3.33 – Распределение плотности тока пучка при токе основного разряда  $I_d$ : 1 – 500 мА, 2 – 800 мА, 3 – 1000 мА. Токи вспомогательных разрядов: 1 –  $I_{d1}=400$  мА,  $I_{d2}=400$  мА; 2 –  $I_{d1}=800$  мА,  $I_{d2}=400$  мА; 3 –  $I_{d1}=1000$  мА,  $I_{d2}=400$  мА. Давление 0,1 Па, аргон, ускоряющее напряжение 2 кВ



Измерение распределения плотности тока ленточного электронного пучка осуществлялось плоским подвижным коллектором диаметром 3 мм. Коллектор располагался в области транспортировки электронного пучка на расстоянии 15 см от плоскости экстрактора. Сигнал с коллектора через резистор также подавался на осциллограф. Для снижения «шумов» в токовом сигнале распределения плотности тока использовался сглаживающий RC фильтр.

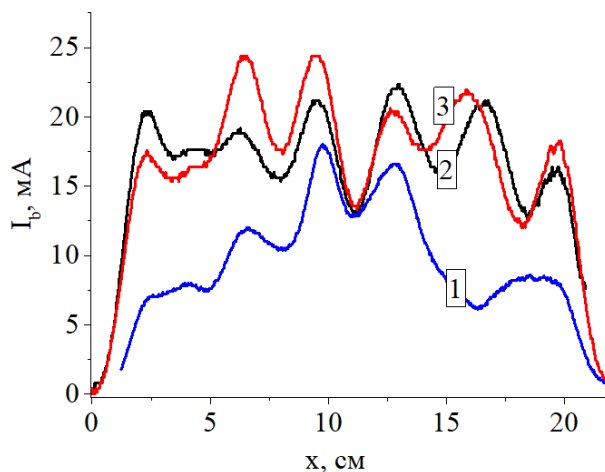


Рисунок 3.34 – Распределение плотности тока пучка при токе основного разряда  $I_d$ : 1 – 300 мА, 2 – 800 мА, 3 – 1000 мА. Токи вспомогательных разрядов: 1 –  $I_{d1}=200$  мА,  $I_{d2}=200$  мА; 2 –  $I_{d1}=500$  мА,  $I_{d2}=400$  мА; 3 –  $I_{d1}=500$  мА,  $I_{d2}=500$  мА. Давление 2 Па, аргон, ускоряющее напряжение 5 кВ

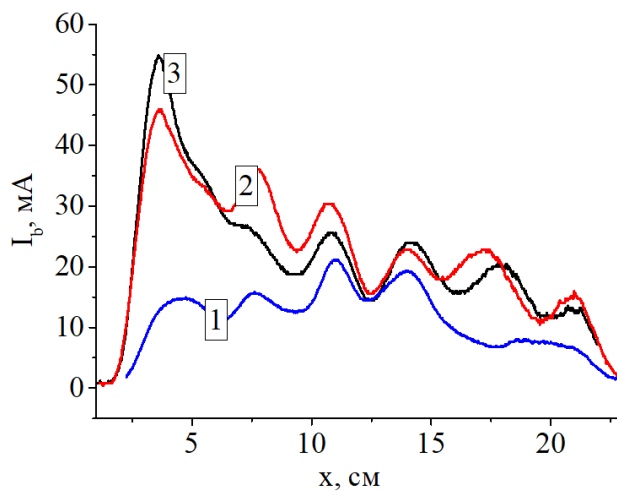


Рисунок 3.35 – Распределение плотности тока пучка при токе основного разряда  $I_d$ : 1 – 200 мА, 2 – 500 мА, 3 – 800 мА. Токи вспомогательных разрядов: 1 –  $I_{d1}=200$  мА,  $I_{d2}=200$  мА; 2 –  $I_{d1}=500$  мА,  $I_{d2}=200$  мА; 3 –  $I_{d1}=800$  мА,  $I_{d2}=200$  мА. Давление 0,1 Па, аргон, ускоряющее напряжение 8 кВ

Как видно распределение плотности тока повторяет распределение тока ионов на подвижный зонд и этим распределением также имеется возможность управлять за счет изменения то-

ков вспомогательных разрядов. Кроме того, распределение плотности тока оказывается также зависящим от давления и протяженности участка транспортировки. Так при давлениях порядка 1-10 Па наблюдается сглаживание изначальных неоднородностей в распределении плотности тока пучка за счет рассеяния электронов на молекулах рабочего газа. В случае давлений 0,1-1 Па такое рассеяние значительно ослабевает и неоднородности в распределении плотности тока сохраняются.

### 3.3.2 Влияние параметров многоапертурной системы извлечения на формирование однородного ленточного электронного пучка в форвакуумной области давлений

В данном разделе представлено исследование распределения плотности тока ленточного электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником на основе тлеющего разряда с полым катодом. Основное внимание уделяется влиянию конструкции эмиссионного электрода, параметров разряда и давления газа на однородность пучка.

На рис. 3.36 показаны вольтамперные характеристики источника при работе в форвакуумной области давлений и при давлениях рабочих газов 0,1 Па. Вид зависимостей с характерным участком насыщения свидетельствует о генерации электронного пучка.

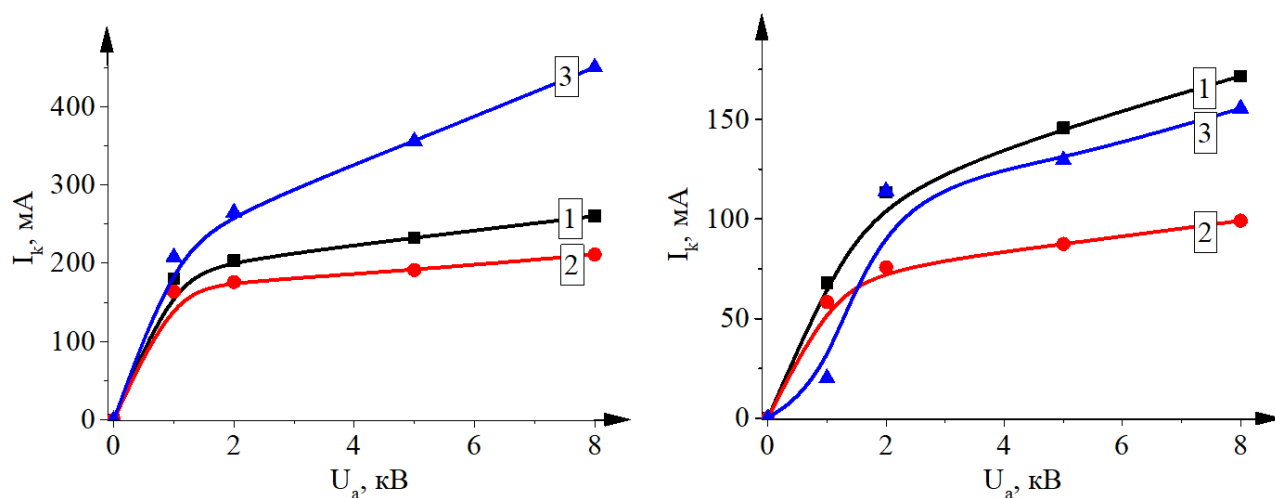


Рисунок 3.36 – Вольтамперная характеристика источника. Ток разряда 1200 мА. Давление, а – 0,1 Па, б – 10 Па. Рабочий газ: 1 – воздух, 2 – аргон, 3 – гелий [65]

Как можно видеть величина тока коллектора при работе в области низких давлений оказалась выше, чем при работе в форвакуумной области давлений. Такое различие связано с интенсивным рассеянием электронов пучка на молекулах рабочего газа при распространении пучка в форвакууме, а также использованием эмиссионной сетки с меньшей прозрачностью для обеспечения стабилизации плазменной эмиссионной границы при повышенных давлениях.

Ранее исследования показали, что ключевым фактором, определяющим однородность ленточного пучка, является однородность эмиссионной плазмы, а также конструкция эмиссионного электрода. В ходе работы были исследованы два типа электродов: электрод с протяженным отверстием размером  $22 \times 1 \text{ см}^2$  перекрытым мелкоструктурной металлической сеткой и электрод, содержащий серию отверстий диаметром 10 мм, расположенных вдоль одной линии.

Измерения показали, что в соответствующих распределениях плотности тока электронного пучка наблюдались более существенные неоднородности по сравнению с неоднородностью эмиссионной плазмы. Визуально неоднородности представляли устойчивые «струи» тока, отстоящие друг от друга на расстояние несколько сантиметров рис. 3.37.

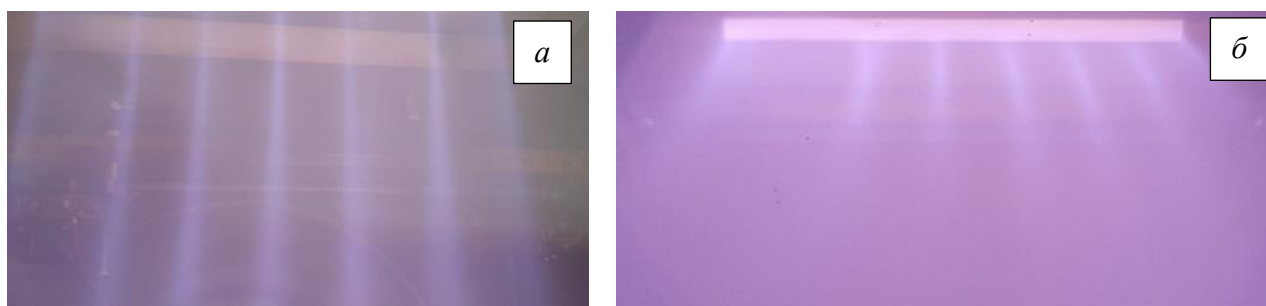


Рисунок 3.37 – Фотография электронного пучка при различных давлениях: а – 0,1 Па, б – 10 Па. Ток основного разряда 1,2 А. Ускоряющее напряжение 3 кВ. Рабочий газ аргон

Причем положение максимумов в неоднородном распределении оказалось не зависимым от параметров разряда, рода и давления газа, но зависело от расстояния до электронного источника. С увеличением расстояния от электронного источника распределение становилось более однородным. Кроме того, при использовании новой эмиссионной сетки максимумы в распределении плотности тока проявляются после продолжительной работы в течение нескольких часов. Такое поведение, на наш взгляд, связано с изменением кривизны сетки в отдельных ее местах за счет нагрева обратным ионным потоком, имеющим место при работе электронного источника. В разделе 3.2 представлены результаты как такой нагрев приводит к деформации эмиссионного электрода. В случае использования электрода с протяженным эмиссионным отверстием, перекрытым сеткой для обеспечения высокой плотности эмиссионного тока нагрев влияет и на равномерность сетки.

Расчет смещения сетки с помощью представленной ранее модели показал, что нагрев влияет на расположенную в эмиссионном электроде сетку, но не так как это наблюдается в эксперименте. Искривление сетки наблюдается в центральной части протяженного отверстия, рисунок 3.38.

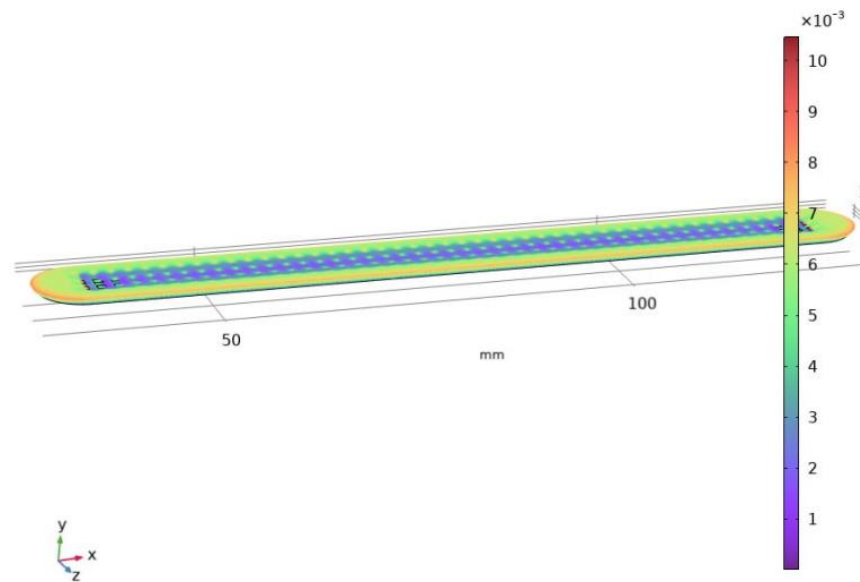


Рисунок 3.38 – Расчетное смещение сетки в эмиссионном электроде без учета точек крепления.

Такое несовпадение с экспериментом оказалось связано с точками крепления пластин эмиссионного электрода к его базовому фланцу. При фиксации положения точек крепления как это наблюдается в реальном источнике вместо одного волнового искривления сетки было обнаружено порядка 8 максимумов, рис. 3.39, что согласуется с экспериментом.

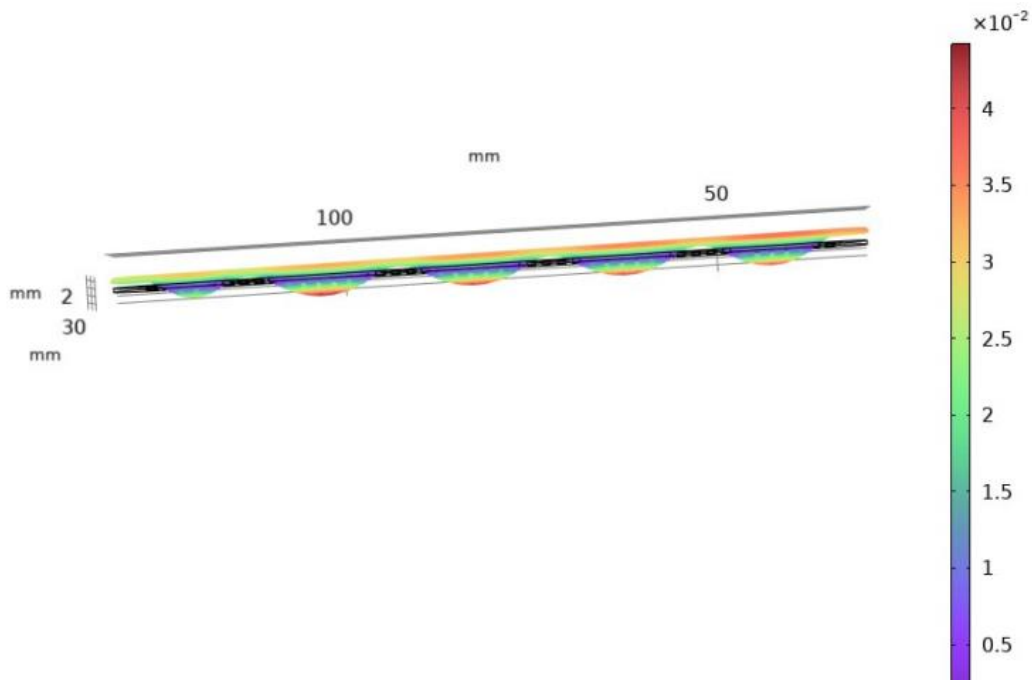


Рисунок 3.39 – Расчетное смещение сетки в эмиссионном электроде при фиксации положения эмиссионного электрода.

Для обеспечения продолжительной работы источника и снижения неоднородности эмиссионное окно было сформировано в виде пластины с отверстиями, расположенными вдоль одной линии. Диаметр отверстий в эмиссионном электроде составил 10 мм, что снизило эмиссионный ток на 15% по сравнению с протяженным отверстием в эмиссионном электроде. На рисунке 3.40 представлено распределение плотности тока при использовании эмиссионного электрода с серией отверстий.

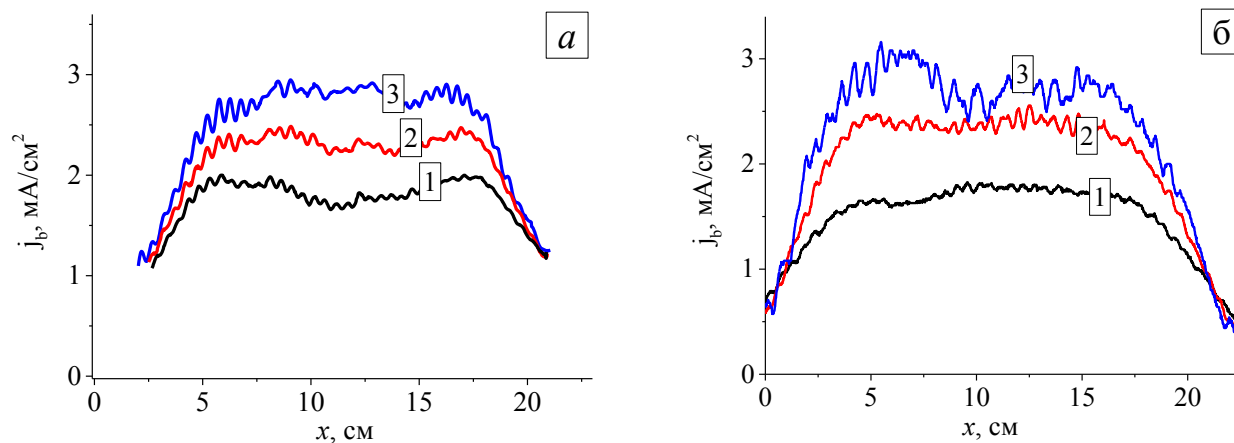


Рисунок 3.40 – Распределение плотности тока пучка при использовании многоапертурной системы для различных ускоряющих напряжений и давления: а – 0,1 Па, б – 10 Па. Ток основного разряда 1,2 А. Ускоряющее напряжение: 1 – 1 кВ, 2 – 2 кВ, 3 – 5 кВ. Рабочий газ аргон

Стоит отметить, что величина максимумов в распределении плотности тока значительно снизилась и с ростом ускоряющего напряжения не наблюдается значительного усиления неоднородностей. Снижение общего тока и соответственно его плотности связано с уменьшением общей площади эмиссии за счет перекрытия эмиссионного окна вставкой с серией отверстий. Однако существенное повышение однородности электронного пучка все же является более важным для источников такого типа.

### 3.4 Выводы

Установлено, что применение двухступенчатой разрядной системы с торцевыми вспомогательными полыми катодами позволяет снизить напряжение зажигания основного разряда с величин, превышающих 10 кВ, до 1-4 кВ и обеспечить стабильное инициирование и горение разряда при давлении вплоть до 0,1 Па. Поток заряженных частиц из вспомогательных разрядов является определяющим для работы источника в области пониженных давлений.

Методом конечных элементов выполнено сравнение шести конфигураций эмиссионных пластин. Установлено, что конфигурация с одним протяженным отверстием обеспечивает минимальный нагрев (менее 100 °С), но максимальное термическое расширение (до 0,3 мм), при-

водящее к деформации сетки. Многощелевые конфигурации позволяют снизить термическое расширение на 30% за счет более равномерного распределения напряжений, однако нагреваются сильнее.

Установлена корреляция между распределением ионного тока на зонд (характеризующим однородность эмиссионной плазмы) и распределением плотности тока электронного пучка. Показано, что при давлении 5 Па и выше неравномерность распределения не превышает 10%, тогда как при 0,1 Па асимметрия токов вспомогательных разрядов вызывает существенную неоднородность. Обнаружено, что локальные максимумы плотности тока («струи») обусловлены деформацией эмиссионной сетки под действием тепловых нагрузок, возникающих из-за фиксации эмиссионного электрода в точках крепления.

Экспериментально подтверждено, что замена протяженного эмиссионного отверстия на серию отверстий диаметром 10 мм, расположенных вдоль одной линии, позволяет значительно снизить неоднородность распределения плотности тока пучка при незначительном (15%) уменьшении полного эмиссионного тока. При этом с ростом ускоряющего напряжения не наблюдается значительного усиления неоднородностей.

## ГЛАВА 4 ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА ПОЛИМЕРОВ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ

В настоящей главе представлены результаты использования форвакуумного плазменного электронного источника для генерации пучковой плазмы и пучково-плазменной обработки полимеров. На примере полипропилена определена степень влияния режимов обработки на их поверхностные свойства. Результаты исследований, изложенные в данной главе, опубликованы в [90–91].

### 4.1 Параметры пучковой плазмы

При транспортировке электронного пучка в вакуумной камере генерировалась пучковая плазма, параметры которой определялись давлением и родом используемого рабочего газа. Для измерения параметров пучковой плазмы использовали зондовые измерения, а также оптическую спектроскопию и исследование характеристик ионных потоков из пучковой плазмы. С использованием двойного электрического зонда были получены зависимости концентрации и температуры пучковой плазмы от давления рабочего газа в вакуумной камере, рис. 4.1.

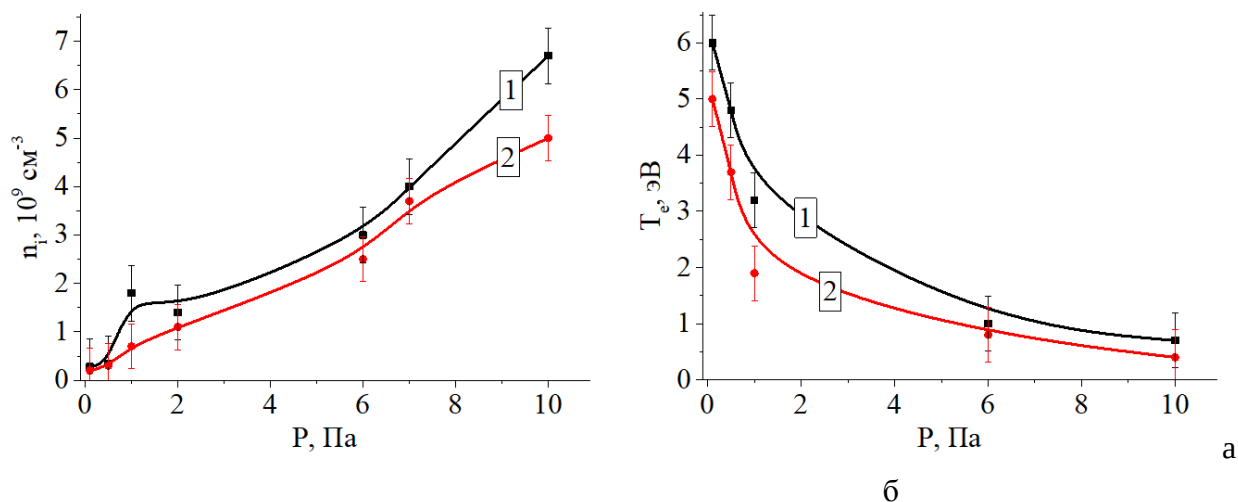


Рисунок 4.1 – Зависимость концентрации а) и температуры б) пучковой плазмы от давления для аргона – 1, и воздуха – 2 [90]

Как видно, уменьшение давления приводит к снижению концентрации пучковой плазмы за счет сокращения частоты взаимодействия электронов пучка с молекулами рабочего газа. В среде аргона в области давлений 1 Па наблюдается некоторый рост концентрации и температуры электронов плазмы (рис. 4.2 а). При измерениях концентрации плазмы вблизи области ее роста наблюдаются высокочастотные шумы и измерение зачастую сопровождается высоким уровнем помех на зондограмме. Использование оптической спектроскопии для исследования влияния тока пучка на изменение характера взаимодействия пучка с плазмой

позволило избежать помех. На рисунке 4.2 представлены оптические спектры пучковой плазмы в среде аргона и воздуха измеренные при разных давлениях рабочего газа.

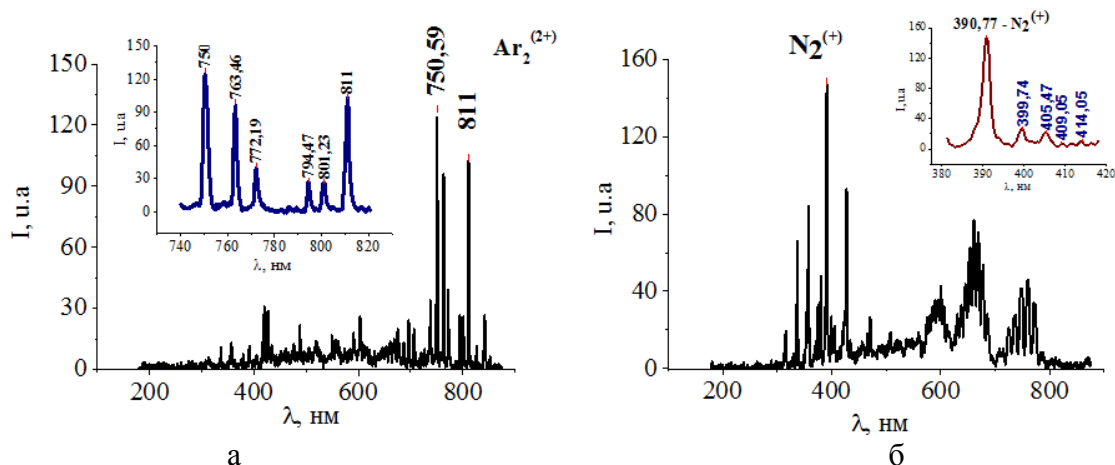


Рисунок 4.2 – Спектр свечения плазмы при давлении 1 Па для различных газов: а – аргон, б – воздух. Ток пучка 100 мА, ускоряющее напряжение 2 кВ [91]

Наиболее интенсивные линии в спектре аргона наблюдаются в красной и ближней инфракрасной областях спектра 700–850 нм, среди которых доминируют линии 750,59 нм, 763,14 нм и 811 нм. Эмиссионный спектр плазмы воздуха в диапазоне 200–900 нм носит сложный молекулярно-атомарный характер и определяется преимущественно излучением азота и продуктов плазмохимических реакций. В спектре доминируют полосы NO-γ, вторая положительная система  $N_2$  и первая отрицательная система  $N_2^+$  с характерной полосой 391,4 нм. Стоит отметить отсутствие на всех спектрах полосы OH в районе 309 нм, что свидетельствует о низком содержании паров воды.

С повышением тока пучка интенсивность характерных полос в свечении пучковой плазмы возрастает линейно за счет интенсификации ионизационных процессов взаимодействия электронного пучка и плазмы, рис. 4.3-4.5.

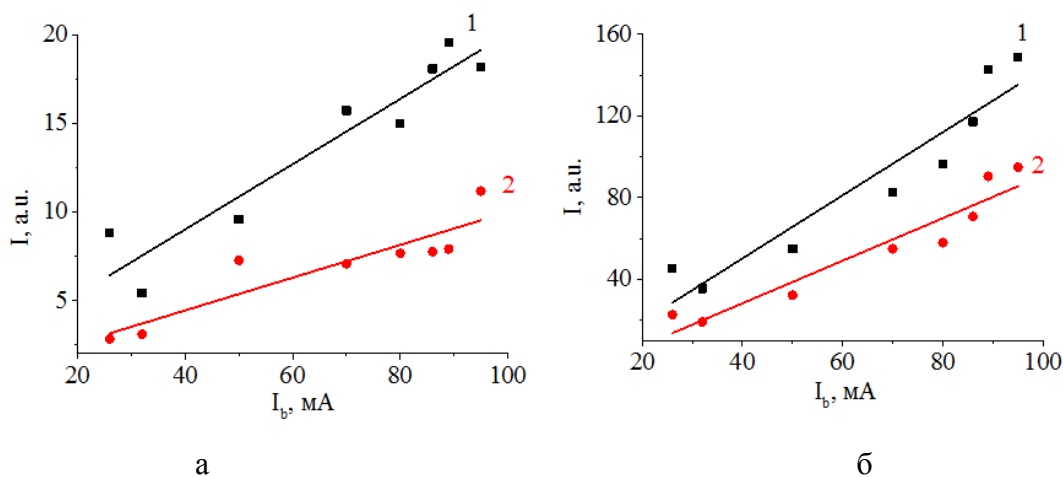


Рисунок 4.3 – Зависимость интенсивности свечения полос 1 – 391 нм и 2 – 427 нм от тока пучка  $I_b$  для давлений – а) 0,5 Па, б) 1 Па. Газ – воздух, ускоряющее напряжение 2 кВ



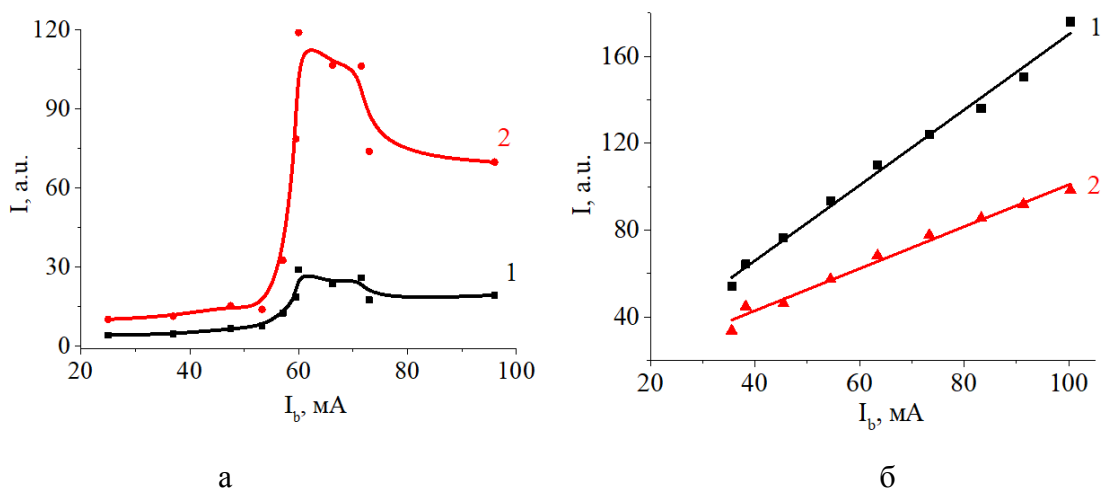


Рисунок 4.4 – Зависимость интенсивности свечения полос 1 – 427 нм, 2 – 750 нм от тока пучка  $I_b$  для различных давлений – а) 1 Па, б) 5 Па. Газ – аргон, ускоряющее напряжение 2 кВ

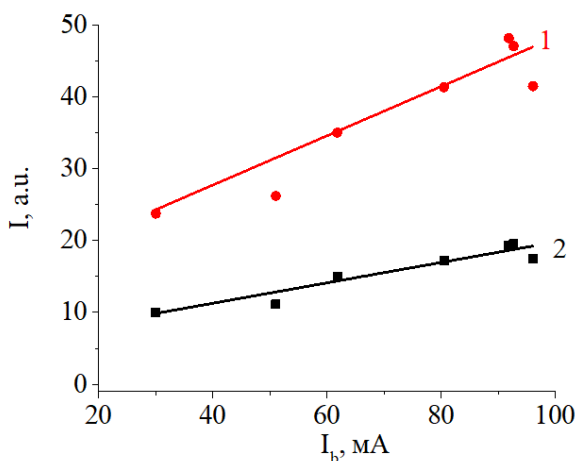


Рисунок 4.5 – Зависимость интенсивности свечения полос 1 – 427 нм, 2 – 750 нм от тока пучка  $I_b$  для давления 0,5 Па. Газ – аргон, ускоряющее напряжение 2 кВ

Для аргона при давлении 1 Па наблюдается немонотонная зависимость интенсивности. Наиболее вероятная причина такого немонотонного изменения параметров плазмы - зажигание пучково-плазменного разряда, при котором передача энергии от электронов пучка плазменным электронам возрастает. Зажигание такого типа разряда сопровождается и усилением яркости свечения пучковой плазмы наблюдаемое визуально. Наличие максимума может быть объяснено следующим образом: при увеличении тока пучка растет плотность плазмы, что приводит к охлаждению электронов - доля быстрых электронов, способных возбуждать высокие энергетические уровни снижается. На начальном этапе рост числа электронов компенсирует это охлаждение, и интенсивность растет. Однако после достижения определенного тока охлаждение становится преобладающим и интенсивность свечения падает.

В противоположность аргону, для плазмы воздуха линейный характер зависимости интенсивности излучения плазмы воздуха от тока пучка объясняется тем, что возбуждение осуществляется преимущественно высокоэнергичными электронами первичного пучка, а низкотемпературные плазменные электроны ( $<0,1$  эВ) не вносят существенного вклада в этот процесс, благодаря чему эффективность возбуждения остается постоянной во всем исследованном диапазоне токов.

Следует отметить, что при токе пучка 100 мА режим ППР в аргоне был неустойчивым; стабильное горение достигалось при увеличении тока до 200 мА. Для воздуха параметры плазмы изменялись монотонно во всем исследованном диапазоне давлений, что указывает на отсутствие условий для реализации ППР в данных условиях, вероятно, из-за более высоких потерь энергии на возбуждение колебательных уровней молекул.

Регулировка энергии ионов, поступающих на обрабатываемую поверхность, позволяет осуществлять как интенсивное распыление поверхности, так и осуществлять более щадящую обработку материалов. Использование энергоанализатора подробно описанного в главе 2 позволило измерить энергетический спектр ионов пучковой плазмы. Как показали эксперименты, энергия ионного потока определяется в первую очередь потенциалом извлекающей сетки, а также потенциалом пучковой плазмы. При подаче на извлекающую сетку отрицательного потенциала (относительно земли) -10 до -100 В измеряли потоки ионов на приемную пластину энергоанализатора, рисунок 4.6.

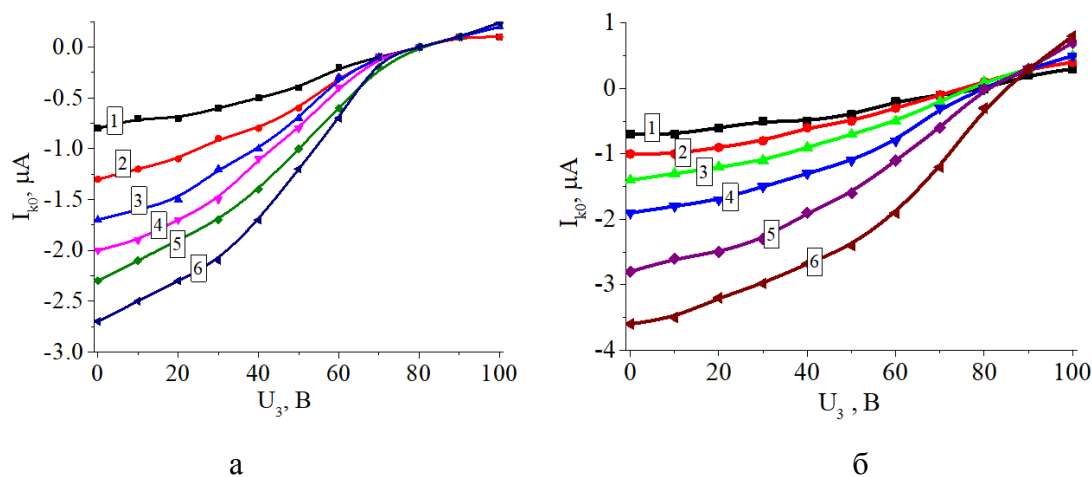


Рисунок 4.6 – Токи ионов на коллектор энергоанализатора для различных токов пучка  $I_b$ : 1 – 35 мА, 2 – 60 мА, 3 – 80 мА, 4 – 90 мА, 5 – 100 мА, 6 – 110 мА. Газ аргон. Давление а - 5 Па, б – 0,5 Па

Дифференцирование кривых, представленных на рисунке 4.6 позволило определить зависимость энергии ионов от тока пучка и давления газа. На рисунке 4.7 представлено распределение энергии ионов в зависимости от тока пучка для разных давлений аргона.

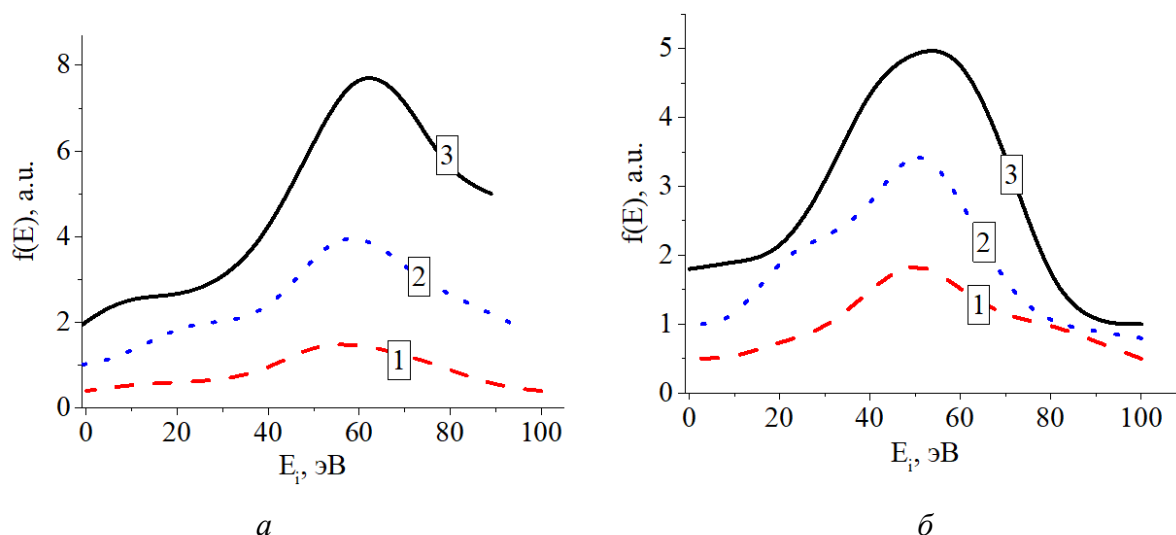


Рисунок 4.7 – Функции распределения ионов по энергиям  $f(E_i)$  в зависимости от тока пучка: 1 – 35 мА, 2 – 80 мА, 3 – 110 мА. Газ аргон. Давление а – 5 Па, б – 0,5 Па. Напряжение на извлекающей сетке 50 В

Как видно распределение содержит максимум, значение которого на 1-3 эВ превышает потенциал извлекающей сетки для давления 0,5 Па и на 5-10 эВ для давления 5 Па. Очевидно, что отрицательный потенциал, подаваемый на сетку, способствует дополнительному ускорению ионов подходящие к плазменной границе и возможности их проникновения к коллектору и энергия ионов соответствует в этом случае максимуму распределения. Повышение тока пучка приводит к росту энергии ионов, поскольку увеличивается плотность энергии, передаваемая электронным пучком плазме, что вызывает рост температуры электронов и, соответственно, амбиполярного потенциала, ускоряющего ионы. При давлении 5 Па, по сравнению с 0,5 Па, более высокая частота ионизации обеспечивает лучшую передачу энергии от пучка электронам плазмы, что позволяет достичь большего превышения энергии ионов над потенциалом сетки (5–10 эВ против 1–3 эВ) [93].

С помощью ионного потока, извлекаемого из пучковой плазмы, была осуществлена обработка подложек из полипропилена. Результаты представлены в следующем разделе.

#### 4.2 Обработка материалов в пучковой плазме, генерируемой форвакуумным плазменным электронным источником

Полипропилен широко применяется в промышленности и медицине благодаря высокой химической стойкости, низкому коэффициенту трения и отличным диэлектрическим свойствам. Однако его поверхность характеризуется крайне низкой поверхностной энергией (20–40 мН/м), что обуславливает гидрофобность и отсутствие активных функциональных групп. Вследствие этого полипропилен относится к трудноклеящимся и трудноокрашиваемым материалам, что

существенно ограничивает их функциональное применение. Традиционные методы модификации поверхности (химическое травление, пламенная обработка) имеют недостатки: использование агрессивных реагентов, нестабильность эффекта и низкая воспроизводимость результатов. В этой связи низкотемпературная плазменная обработка рассматривается как наиболее перспективный подход, позволяющий селективно изменять свойства поверхностного слоя без воздействия на объем материала.

Использование пучковой плазмы в форвакуумном диапазоне давлений (0,1–10 Па), сочетающей преимущества плазменной обработки с возможностью независимого управления плотностью активных частиц и энергией ионной бомбардировки открывает возможности для направленного формирования поверхностных свойств с заданными характеристиками смачиваемости и адгезии. Кроме того, обработка в экологически безопасных газах соответствует современным требованиям «зеленой» химии.

Таким образом, разработка эффективных методов модификации поверхности полимеров с использованием пучковой плазмы является актуальной научно-технической задачей, имеющей как фундаментальное значение для понимания механизмов плазменно-полимерного взаимодействия, так и практическую значимость для создания функциональных покрытий на инертных полимерных материалах.

Схема эксперимента по обработке полимеров представлена на рисунке 4.8.

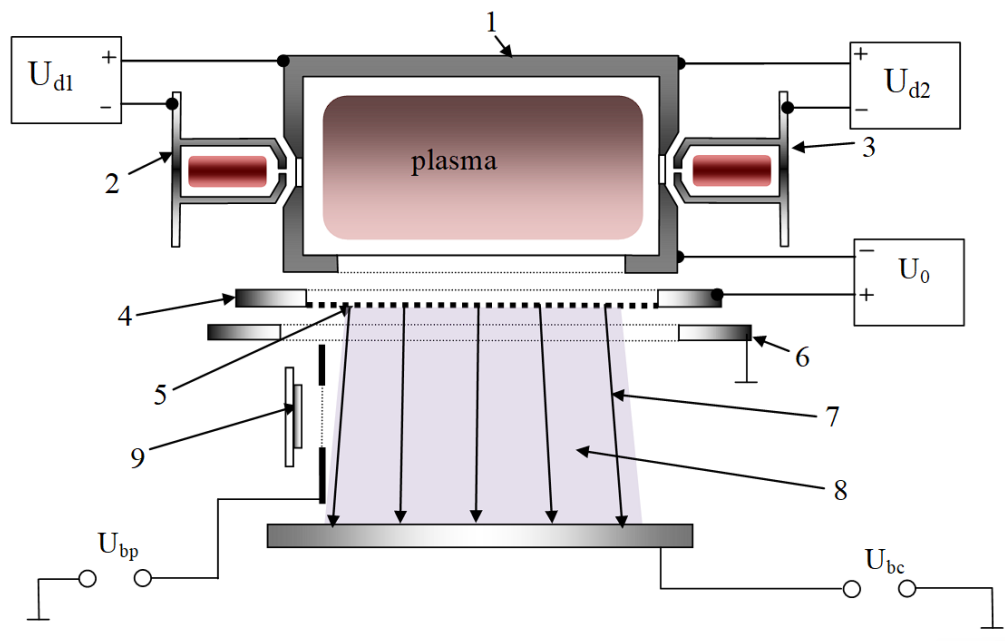


Рисунок 4.8 – Схема эксперимента по обработке полипропилена в пучковой плазме. 1 – катод основного разряда, 2,3 – катоды вспомогательных разрядов, 4 – анод основного разряда, 5 – эмитсионная сетка, 6 – ускоряющий электрод (экстрактор), 7 – электронный пучок, 8 – пучковая плазма, 9 – полимер

Объектом исследования служили образцы полипропилена в виде пластин толщиной 2 мм и размером  $20 \times 20$  мм<sup>2</sup>. Подготовка поверхности заключалась в ультразвуковой очистке в изопропиловом спирте в течение 10–15 минут с последующей сушкой на воздухе в течение 20 минут.

Образцы закреплялись на термостабилизированном держателе из медной пластины, который мог перемещаться в вертикальном направлении. Для минимизации теплового воздействия на полимер в период выхода параметров пучка на стационарный режим между подложкой и областью генерации пучковой плазмы устанавливался термоэкран с сетчатым окном. Площадь окна была несколько меньше площади образца. Расстояние от срединной плоскости пучка до поверхности подложки составляло 8 см, от теплового экрана – 1 см. Электронный пучок после транспортировки принимался на водоохлаждаемый коллектор. В ходе экспериментов предусматривалась возможность подачи электрического смещения на коллектор ( $U_{bc}$ ), тепловой экран и держатель подложек ( $U_{bp}$ ) для управления параметрами плазмы и потоком заряженных частиц на образец (потенциалы указаны на рис. 4.8). Время экспозиции образцов в плазме составляло 10 минут; данный интервал был выбран из условия предотвращения термоиндуцированной деструкции полимера. Максимальная температура образцов по завершении обработки не превышала 80 °С, что согласуется с литературными данными о термической стабильности полипропилена [94, 95]. Эффективность модификации поверхности оценивалась по изменению краевого угла смачивания методом лежащей капли с использованием дистиллированной воды.

Обработка подложек из полимеров осуществлялась в атмосфере воздуха и аргона в диапазоне давлений 0,1–10 Па для обоих газов. Во всех экспериментах ускоряющее напряжение источника электронов составляло 2 кВ. Ток электронного пучка устанавливался на уровне 100 мА.

Полученная с помощью электронного пучка плазма использовалась для обработки полимерных подложек из полипропилена. Обработка приводила к снижению краевого угла смачивания по сравнению с исходным значением (90–95°). На рисунке 4.9 представлена зависимость краевого угла от давления газа в процессе обработки без подачи смещения на подложку. Исходное значение угла смачивания, измеренное непосредственно перед обработкой, находилось в диапазоне 90–95°.

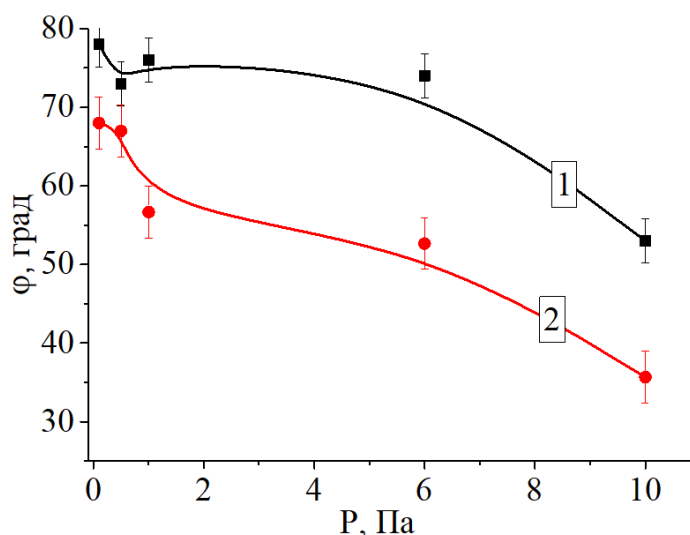


Рисунок 4.9 – Зависимость контактного угла смачивания поверхности полипропилена после обработки в аргоне – 1 и воздухе – 2

Установлено, что существенное снижение смачиваемости (переход к гидрофильному состоянию) наблюдается лишь при давлениях, превышающих 5 Па. При этом обработка в воздушной плазме оказалась эффективнее: краевой угол снижался до  $\sim 35^\circ$ , тогда как в аргоне – лишь до  $\sim 50^\circ$ . Наблюдаемые различия обусловлены разными механизмами модификации. В случае аргона преобладает физическое распыление и дефектообразование за счет бомбардировки ионами  $Ar^+$ , что приводит к разрыву связей C–C и C–H и образованию поверхностных радикалов. В воздушной плазме к физическому воздействию добавляются химические реакции с участием атомарного и молекулярного кислорода (окисление) и, возможно, азота, что ведет к образованию полярных кислородсодержащих групп (C–O, C=O, O–C=O) и, как следствие, более выраженному снижению краевого угла.

Зависимость эффекта модификации от давления имеет немонотонный характер, что требует отдельного пояснения. При низких давлениях ( $<1$  Па) ожидается увеличение энергии ионов за счет роста длины свободного пробега в слое объемного заряда у поверхности. Однако, как показано на рис. 4.3, эффективность обработки минимальна. Это свидетельствует о том, что решающим фактором в данном диапазоне является не энергия одиночных ионов, а интегральный поток активных частиц (ионов, радикалов, возбужденных молекул), который пропорционален плотности плазмы и резко падает со снижением давления. Таким образом, снижение концентрации плазмы не компенсируется ростом энергии частиц, что и приводит к слабой модификации.

Для интенсификации воздействия при низких давлениях был применен метод подачи смещения. На коллектор электронного пучка подавалось положительное смещение (+60 В относительно земли), а на держатель подложек – отрицательное (-20 В). Такая конфигурация по-

тенциалов позволяла повысить разность потенциалов между плазмой и подложкой, обеспечивая дополнительное ускорение ионов из плазмы к поверхности, особенно в условиях низкого давления (0,1–1 Па), когда столкновения в приэлектродном слое маловероятны.

Результаты обработки в режиме со смещением представлены на рисунке 4.10. Подача смещения позволила существенно снизить краевой угол смачивания при низких давлениях для обоих газов. При давлении 0,1 Па в аргоне угол снизился до значений, сопоставимых с обработкой при 5 Па без смещения. Это подтверждает, что энергетическая стимуляция ионной бомбардировки позволяет частично компенсировать недостаточную плотность плазмы. При высоком давлении (~10 Па) эффект от смещения нивелируется, так как длина свободного пробега ионов становится меньше толщины слоя объемного заряда, и значительная часть энергии теряется в столкновениях. Кроме того, при высоких давлениях усиливается нагрев подложки более плотной плазмой, что само по себе может активировать поверхностные процессы (диффузию, релаксацию напряжений) и влиять на смачиваемость.

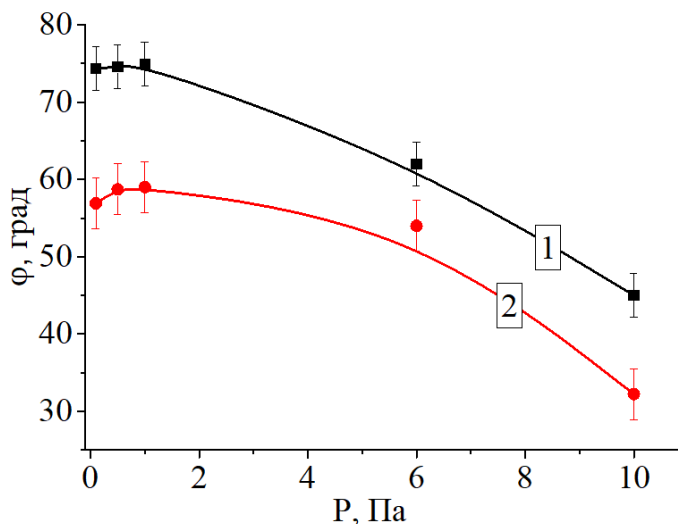


Рисунок 4.10 – Зависимость контактного угла смачивания поверхности полипропилена после обработки в аргоне и воздухе при подаче смещения на держатель подложек

Морфология поверхности полипропилена после обработки с применением смещения изменяется в сторону большего значения шероховатости. На рисунке 4.11 представлен 3D изображение исходной поверхности полимера до обработки (рис. 4.11а) после обработки без смещения (рис. 4.11б) и со смещением (рис. 4.11в) при давлении 0,1 Па в среде аргона. Параметр шероховатости поверхности  $R_a$  с  $0,018 \pm 0,004$  мкм после обработки повысился до  $0,099 \pm 0,005$  мкм. Рост шероховатости, как правило, приводит к повышению гидрофобных свойств за счет «эффекта лотоса», но существенное его влияние проявляется при повышении  $R_a$  до 0,1–1 мкм, что в условиях настоящих экспериментов не обнаружено. Однако это может

объяснить слабое влияние обработки плазмой на снижение краевого угла смачивания при обработке в высоком вакууме.

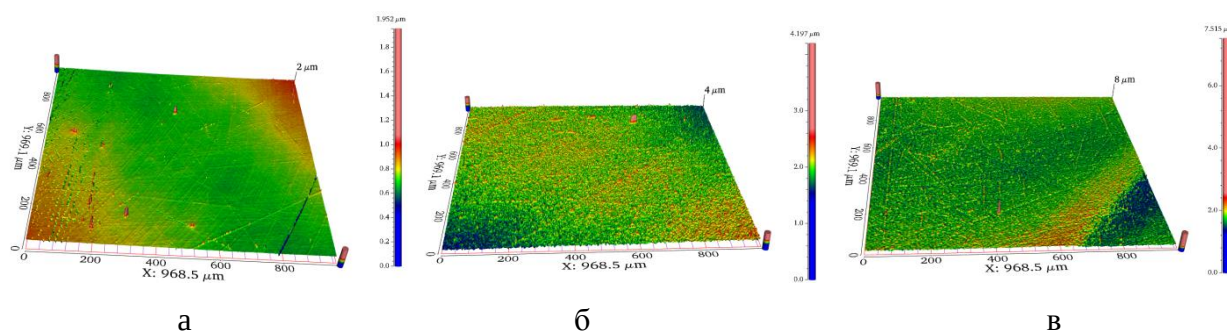


Рисунок 4.11 – 3D профиль поверхности полипропилена. а – исходный, б – обработанный в плазме без смещения на коллекторе, в – после обработки в плазме со смещением +60 В на коллекторе. Давление 0,1 Па, газ аргон

Полученные значения краевого угла сопровождаются погрешностью, не превышающей  $\pm 3\text{--}5^\circ$  в зависимости от режима обработки. Источниками погрешности могут быть несколько причин. Одной из которых может являться некоторая неоднородность поверхности образца после плазменной обработки. Как показано на рис. 4.11, обработка приводит к увеличению шероховатости. Это вызывает локальные вариации смачиваемости, что увеличивает разброс измеренных значений, особенно при обработке в аргоне, где вклад морфологии более выражен [96]. Кроме того, несмотря на минимизацию времени контакта с воздухом, адсорбция углеводородов из атмосферы может приводить к частичному восстановлению гидрофобности при переносе образца из вакуумной камеры на измерительный стенд, что наиболее заметно на образцах с высокой исходной смачиваемостью (например, после обработки в аргоне при низком давлении) [97]. Наибольший разброс экспериментальных точек наблюдался при обработке в аргоне при давлении 0,1 Па без подачи смещения (стандартное отклонение достигало  $\pm 5^\circ$ ), что обусловлено минимальной плотностью плазмы и, соответственно, наибольшей чувствительностью к флуктуациям параметров разряда. Наименьший разброс ( $\pm 1\text{--}2^\circ$ ) зафиксирован для обработки в воздушной плазме при давлении 10 Па, где плотность плазмы максимальна, а модифицированный слой более однороден.

Исследование стабильности модифицированного состояния во времени (рис. 4.12) показало, что эффект снижения краевого угла частично деградирует. В течение 2–3 недель после обработки наблюдается частичное восстановление гидрофобных свойств («старение» полимера), что связано с релаксационными процессами в приповерхностном слое, миграцией полярных групп в объем материала и адсорбцией загрязнений из атмосферы. Установлено, что образцы, обработанные в воздушной плазме, демонстрируют более стабильный во времени результат по сравнению с аргонной обработкой. Это можно объяснить формированием на поверхности бо-



лее плотного слоя сшитых и окисленных структур, обладающих меньшей молекулярной подвижностью [98].

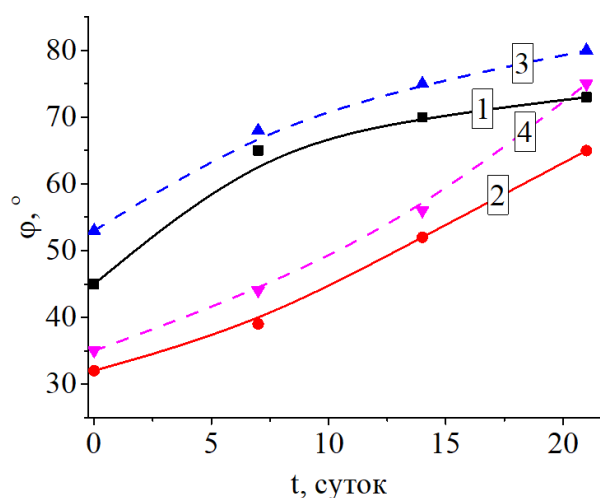


Рисунок 4.12 – Зависимость краевого угла смачиваемости от времени, прошедшем с момента обработки для аргона – 1, 3 и воздуха – 2, 4. Давление при обработке 0,1 Па – 3, 4, 10 Па – 1, 2

Как видно в этом режиме изменение смачиваемости оказалось более существенным при низких давлениях. При давлении близком к 10 Па ситуация не изменилась за счет низкого значения длины свободного пробега. Для аргона, кислорода и азота при 0,1 Па длина свободного пробега составляет несколько сантиметров, и снижается до долей миллиметра при давлении 10 Па. Возможной причиной более существенного снижения краевого угла при давлении 10 Па может быть нагрев подложек за счет более плотной плазмы. Нагрев подложки во время плазменной обработки полимеров оказывает комплексное влияние на краевой угол смачивания, изменяя как кинетику поверхностных процессов, так и стабильность модифицированного слоя. При умеренном нагреве до 50 – 80 °С увеличивается подвижность макромолекул, что способствует более глубокому внедрению активных частиц (О, N, OH-групп). Эффект обработки сохраняется в течение нескольких недель и более стабилен для воздушной среды.

#### 4.3 Выводы по главе 4

Установлено, что при транспортировке ленточного электронного пучка (ток до 200 мА, энергия 2 кэВ) в форвакуумной области давлений образуется пучковая плазма с концентрацией до  $10^{15} \text{ м}^{-3}$  и температурой электронов от 0,2 до 1,2 эВ. Концентрация плазмы существенно зависит от давления газа и тока пучка. Для аргона при давлении 1 Па наблюдается немонотонная зависимость интенсивности свечения плазмы от тока пучка, что связано с

зажиганием пучково-плазменного разряда. Для воздуха зависимость интенсивности свечения от тока пучка носит линейный характер во всем исследованном диапазоне.

Обработка полипропилена в пучковой плазме снижает краевой угол смачивания с исходных  $90\text{--}95^\circ$  до  $\sim 35^\circ$  в воздушной плазме и до  $\sim 50^\circ$  в аргоне. Существенный эффект достигается при давлениях выше 5 Па. Обработка в воздушной плазме эффективнее благодаря окислению поверхности активными частицами кислорода. Подача отрицательного смещения ( $-20\text{ В}$ ) на держатель подложки позволяет при давлении 0,1 Па достичь снижения краевого угла до значений, сопоставимых с обработкой при 5 Па без смещения, что частично компенсирует недостаток плотности плазмы при низких давлениях.

Методом 3D-профилометрии установлено, что обработка в пучковой плазме приводит к увеличению шероховатости поверхности полипропилена: параметр  $R_a$  возрастает с  $0,018\pm 0,004$  мкм до  $0,099\pm 0,005$  мкм. Однако рост шероховатости не достигает значений (0,1-1 мкм), при которых проявляется «эффект лотоса», поэтому вклад этого фактора в изменение смачиваемости является второстепенным.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

**Основные результаты** диссертационной работы заключаются в следующем:

Экспериментально доказано, что применение двухступенчатой разрядной системы, состоящей из основного разряда с протяженным полым катодом и двух торцевых вспомогательных полокатодных разрядов, позволяет снизить напряжение зажигания основного разряда с  $>10$  кВ до 1-4 кВ и обеспечить его стабильное горение при давлении вплоть до 0,1 Па. Показано, что поток заряженных частиц из вспомогательных разрядов является критическим для инициирования разряда в этой области давлений.

Установлено, что ключевым фактором, нарушающим однородность, является термомеханическая деформация эмиссионной сетки, вызванная обратным ионным потоком, мощность которого возрастает с 5 Вт при 0,1 Па до 50 Вт при 10 Па. На основе численного моделирования и экспериментальных данных предложена и реализована многоапертурная система извлечения (отверстия 10 мм вместо сплошной щели), которая позволила снизить неоднородность распределения плотности тока пучка до 10% при незначительной (15%) потере полного тока.

Созданный источник успешно применен для генерации пучковой плазмы (концентрация до  $10^{15}$  м<sup>-3</sup>,  $T_e = 0,2-1,2$  эВ) и ионно-плазменной обработки полимеров (полипропилен). Показано, что обработка в воздушной плазме при давлении 5-10 Па позволяет снизить краевой угол смачивания с 90-95° до 35° без подачи смещения, а при давлении 0,1 Па – до сопоставимых значений при подаче отрицательного смещения (-20 В) на подложку. Установлена частичная обратимость эффекта во времени, причем обработка в воздушной плазме обеспечивает более стабильный результат.

Полученные результаты вносят существенный вклад в понимание физических процессов инициирования и поддержания тлеющего разряда с протяженным полым катодом в диапазоне давлений 0,1–10 Па. Разработанный и созданный источник электронов (защищен патентом РФ № 222392) может быть использован в плазмохимических установках, генераторах низкотемпературной плазмы и для модификации материалов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев С.П. Электронные пучки большого сечения / С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
2. Озур Г.Е. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский. – Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2018. – 173 с.
3. Бурдовицин В.А. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / В.А. Бурдовицин, В.Л. Галанский, В.А. Груздев. – Екатеринбург : Российская академия, 1993. – 148 с.
4. Новиков А.А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой. – М. : Энергоатомиздат, 1983. – 95 с.
5. Груздев В.А. Плазменный источник электронов с пучком большого сечения / В.А. Груздев, В.Г. Залесский, Д.А. Антонович, Ю.П. Голубев // Инженерно-физический журнал. – 2002. – Т. 75, № 3. – С. 166–170.
6. Завьялов М.А. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейндель, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин. – М. : Энергоатомиздат, 1989. – 255 с.
7. Метель А.С. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов: физика – техника – применения / А.С. Метель, С.Н. Григорьев. – М. : Янус-К, 2005. – 294 с.
8. Ремпе Н.Г. Промышленное применение электронных пушек с плазменным катодом // Плазменная эмиссионная электроника : труды II Международного Крейнделевского семинара, Улан-Удэ. – 2006. – С. 17–24.
9. Абдуллин Э.Н. Электронный источник с плазменным анодом и выводом электронного пучка через фольговое окно в атмосферу / Э.Н. Абдуллин, Г.Ф. Басов // Потoki энергии и радиационные эффекты (EFRE-2022). – Томск, 2022. – С. 82–86.
10. Головин А.И. Современные генераторы пучков электронов для технологических применений (обзор) / А.И. Головин, А.И. Шлойдо // Успехи прикладной физики. – 2016. – Т. 4, № 5. – С. 439.
11. Казьмин Г.С. Электронный диодный ускоритель с большим сечением пучка / Г.С. Казьмин, Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндель, В.С. Толкачев, П.М. Щанин // Приборы и техника эксперимента. – 1977. – № 4. – С. 19.
12. Коваль Н.Н. Формирование импульсного разряда низкого давления при принудительном иницировании катодного пятна / Н.Н. Коваль, Ю.Д. Королев, В.Б. Пономарев // Физика плазмы. – 1989. – Т. 15, № 6. – С. 747–752.

13. Андреев А.А. Вакуумно-дуговые покрытия / А.А. Андреев, Л.П. Саблев, С.Н. Григорьев. – Харьков : Харьковский физико-технический институт, 2010. – 317 с.
14. Воробьев М.С. Источник электронов с многоапертурным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления с эффективным выводом пучка большого сечения в атмосферу : дис. ... канд. тех. наук : 05.27.02 / М.С. Воробьев. – Томск, 2015. – 197 с.
15. Влияние параметров электронного пучка и ионного потока на скорость плазменного азотирования аустенитной нержавеющей стали / Н. В. Гаврилов, А. И. Меньшаков // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, № 3. – С. 88-93.
16. Hershcovitch A. Extraction of superthermal electrons in a high current, low emittance, steady state electron gun with a plasma cathode // Applied physics letters. – 1996. – Vol. 68. – No. 4. – P. 464-466.
17. Hollow cathode arc discharge as an effective energy source for welding processes in vacuum / V. M. Nerovnyi, A. D. Khakhalev // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2008. – Vol. 41, No. 3. – P. 035201.
18. Плазменный катод электронного ускорителя с большим сечением пучка / Н. В. Гаврилов, В. В. Осипов, О. А. Буреев [и др.] // Письма в Журнал технической физики. – 2005. – Т. 31, № 3. – С. 72-78.
19. Окс Е.М. Форвакуумные плазменные источники электронов / Е.М. Окс, В.А. Бурдовицин, А.С. Климов [и др.]. – Томск : Изд-во Томского государственного университета, 2014. – 288 с.
20. Климов А.С. Генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений на основе плазменно-эмиссионных разрядных систем с полым катодом : дис. ... докт. тех. наук : 01.04.04 / А.С. Климов. – Томск, 2016. – 304 с.
21. Генерация ленточных электронных пучков форвакуумными плазменными источниками на основе разряда с протяженным полым катодом / А. С. Климов, Е. М. Окс, А. А. Зенин // Известия вузов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 9. – С. 37-43.
22. Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. – М. : Энергия, 1969. – 184 с.
23. Low-pressure hollow-cathode glow discharge plasma for broad beam gaseous ion source / E. M. Oks, A. V. Vizir, G. Y. Yushkov // Review of Scientific Instruments. – 1998. – Vol. 69, No. 2. – P. 853-855.
24. Характеристики ионного источника с плазменным катодом и многополюсной магнитной системой удержания быстрых электронов / Н. В. Гаврилов, А. С. Каменецких // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74, № 9. – С. 97-102.

25. Несамостоятельный тлеющий разряд с полым катодом для широкоапертурных ионных источников / А. В. Визирь, Е. М. Окс, П. М. Щанин, Г. Ю. Юшков // Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67, № 6. – С. 27-31.

26. Vizir, A.V. Further Development of a Gaseous Ion Source Based on Low-pressure Hollow Cathode Glow / A.V. Vizir, V. G. Yu. Yushkov, E. M. Oks // Review of Scientific Instruments. – 2000. – 71(2). – P. 728 – 730.

27. Визирь А.В. Генерирование широкоапертурных ионных пучков и потоков плазмы на основе тлеющего разряда с полым катодом и внешней инжекцией электронов : дис. ... канд. тех. наук : 05.27.02 / А.В. Визирь. – Томск, 2000. – 151 с.

28. Мартенс В. Я. Инициирование объемного разряда низкого давления в плазменном источнике электронов с ленточным пучком //Журнал технической физики. – 1999. – Т. 69. – №. 7. – С. 135-137.

29. Martens V. Y. Penetration of a low-pressure reflex-discharge plasma into a hollow electrode // Technical Physics. – 2002. – Т. 47. – №. 11. – С. 1389-1396.

30. Controlling current density distribution / V. Y. Martens, E. F. Shevchenko // Technical Physics Letters. – 2011. – Vol. 37. – No. 4. – P. 379-382.

31. Генератор объемной плазмы на основе разряда с плазменным катодом / А. В. Визирь, Е. М. Окс, М. В. Шандриков, Г. Ю. Юшков // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – Т. 46, № 3. – С. 108-111.

32. Особенности функционирования плазменного катода с сеточной стабилизацией в двухступенчатом ионном источнике / Н. В. Гаврилов, А. С. Каменецких // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76. – №. 2. – С. 57-61.

33. Plasma Production in a Low-Pressure Hollow-Cathode Non-Self-Sustained Discharge / I. V. Lopatin, Y. K. Akhmadeev, N. N. Koval, P. M. Schanin, A. V. Shnaider // Proc. 9th Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk – 2008. – Vol. 9. – P. 312-315.

34. Generator of Plasma of Non-Self-Sustained Glow Discharge with Hollow Cathode / I.V. Lopatin, Yu. H. Akhmadeev, N. N. Koval // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – IOP Publishing, 2015. – Vol. 81. – No. 1. – P. 012067.

35. A plasma generator based on nonself-sustained low-pressure glow discharge with a large volume hollow cathode / I. V. Lopatin, Y. K. Akhmadeev, N. N. Koval, P. M. Shchanin // Instruments and experimental techniques. – 2011. – Vol. 54. – No. 1. – P. 141-146.

36. Генерация объемной плазмы в разрядах низкого давления с полым катодом для азотирования поверхности металлов : дис. докт. тех. наук / И. В. Лопатин. – Томск, 2013. – С. 22.

37. Системы генерации пучково плазменных образований на основе сильнотоочного не-самостоятельного тлеющего разряда низкого давления с полым катодом : дис. докт. тех. наук / В. В Денисов. – Томск, 2024. – С. 41.

38. Применение плазменного катода с большой эмитирующей поверхностью в импульсном ускорителе с выводом электронов в атмосферу / Г. С. Казьмин, Ю. Е. Крейнделъ, А. В. Щелоков // Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков.– Новосибирск: Наука. – 1976. – С. 106-112.

39. Воробьев М.С., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А., Шугуров В.В. Ускоритель электронов с многоапертурным плазменным эмиттером // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 11/3. – С. 194–198.

40. Никулин, С. П. Генерация однородной плазмы в тлеющих разрядах низкого давления / С. П. Никулин, С. В. Кулешов // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70, № 4. – С. 18-23.

41. Исследование процессов в двухступенчатом ионном источнике с сетчатым плазменным катодом на основе тлеющего разряда и магнитным мультиполем / Н.В. Гаврилов, А.С Каменецких // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74. Вып. 9 – С. 97–102.

42. Исследование стабильности работы плазменного эмиттера для широкоапертурного источника электронов / М.С. Воробьев, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин, В.В. Шугуров // Труды V Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». – 2015. – С. 61–69.

43. Исследование энергетической эффективности источника электронов с многоапертурным плазменным эмиттером и выводом пучка большого сечения в атмосферу / М.С. Воробьев, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин // Труды V Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». – 2015. – С. 145–152.

44. Развитие источников электронов с сеточными плазменными эмиттерами на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом : дис. докт. тех. наук / М. С Воробьев. – Томск, 2022. – С. 293.

45. The spatial profile of density in electron beam generated plasmas / D.R. Boris, R.F. Fernsler, S.G. Walton // Surface and Coatings Technology. – 2014. – Vol. 241. – P. 13-18.

46. Controlling the ion energy distribution in electron beam generated plasmas / D.R. Boris, G.M. Petrov, E.H Lock, T.B. Petrova, R.F. Fernsler, S.G. Walton // Journal of Vacuum Science & Technology A. – 2018. – Vol. 36, No. 6. – P. 061301.

47. Agarwal A. et al. Conceptual Design of Electron-Beam Generated Plasma Tools //APS Annual Gaseous Electronics Meeting Abstracts. – 2015. – P. OR2. 003.

48. Electron beam generated plasmas: Characteristics and etching of silicon nitride /S. G. Walton, D. R. Boris, S. C. Hernández, E. H. Lock, T. B. Petrova, G. M. Petrov, E. A. Joseph // *Microelectronic Engineering*. – 2017. – Vol. 168. – P. 89–96.
49. Three-dimensional model of electron beam generated plasma / S. Rauf, A. Balakrishna, A. Agarwal, L. Dorf, K. Collins, D. R. Boris, S. G. Walton // *Physics of Plasmas*. – 2015. – Vol. 22, No. 9. – P. 093506.
50. Ribbon electron beam formation by a forevacuum plasma electron source / A.S. Klimov, V.A. Burdovitsin, A.A. Grishkov, E.M. Oks, A.A. Zenin, Yu.G. Yushkov // *Plasma Physics Reports*. – 2016. – Vol. 42. – No. 1. – P. 96-99.
51. The 2012 plasma roadmap / S. Samukawa, M. Hori, S. Rauf, K. Tachibana, P. Bruggeman, G. Kroesen, J.C. Whitehead, A.B. Murphy A.F. Gutsol, S. Starikovskaia, U. Kortshagen // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2012. – Vol. 45. – No. 25 – P. 253001.
52. The 2022 Plasma Roadmap: low temperature plasma science and technology / I. Adamovich, S. Agarwal, E. Ahedo, L.L. Alves, S. Baalrud, N. Babaeva, & T. von Woedtke, // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2022. – Vol. 55. – No. 37. – P. 373001.
53. Шустин Е.Г. Электронные пучки в плазме. – М. : Энергоатомиздат, 2023. – 150 с.
54. Study of plasma polyethylene interactions using electron beam generated plasmas produced in Ar/SF<sub>6</sub> mixtures / S.G Walton, E.H Lock, M. Baraket, R.F Fernsler, D.D Pappas, K.E Strawhecker, A.A Bujanda // *Journal of applied polymer science*. – 2010. – Vol. 117. – No. 6. – P. 3515-3523.
55. Plasma-based surface modification of polystyrene microtiter plates for covalent immobilization of biomolecules / S. H. North, E. H. Lock, C. J. Cooper, J. B. Franek, C. R. Taitt, S. G. Walton // *ACS applied materials & interfaces*. – 2010. – Vol. 2. – No. 10. – P. 2884-2891.
56. Electron beam generated plasmas for ultra-low Te processing / D. R. Boris, G. M. Petrov, E. H. Lock, T. B. Petrova, R. F. Fernsler, S. G Walton // *ECS Journal of Solid State Science and Technology*. – 2015. – Vol. 4. – No 6. – P. N5033-N5040.
57. Reduction of graphene oxide by electron beam generated plasmas produced in methane / argon mixtures M. Baraket, S. G. Walton, Z. Wei, E. H. Lock, J. T. Robinson, P. Sheehan // *Carbon*. – 2010. – Vol. 48. – No12 – P. 3382-3390.
58. Hybrid plasma chemical reactors for bio-polymers processing / M.Vasiliev, T. Vasilieva, A. M. Hein // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2019. – Vol. 52. – No. 33. – P. 335202.
59. Гибридная плазма - перспективы применения для медицины и биологии / Т. М. Васильева, М. Н. Васильев, В. В. Гараева [и др.] // *Известия вузов. Физика*. – 2019. – Т. 62, № 11(743). – С. 123-131.
60. Applicability of electron-beam and hybrid plasmas for polyethylene terephthalate processing to obtain hydrophilic and biocompatible surfaces / T. Vasilieva, E. Nikolskaya, M Vasiliev, M.



Mollaeva, M. Chirkina, M. Sokol, N. Yabbarov, T. Shikova, A. Abramov, A. Ugryumov // *Polymers*. – 2024. – Vol. 16. – No. 2. – P. 172.

61. Hybrid plasma prospects for application in medicine and biology / T.M. Vasilieva, M.N. Vasiliev, V.V. Garaeva, I.S. Zlobin, Z.Y. Mint, K.M. Htau, H.W. Kyaw, H.K. Zaw // *Russian Physics Journal*. – 2020. – Vol. 62. – No. 11. – P. 2092-2100.

62. Vasilieva T. M. Application of electron beam plasma for biopolymers modification // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2012. – Vol. 370. – No. 1. – P. 012012.

63. Пучково-плазменные технологии переработки целлюлозы и лигнинов / М. Х. Кхин, В. Я. Ч. Хтет, Т. М. Васильева // *ТРУДЫ МФТИ. Труды Московского физико-технического института (национального исследовательского университета)*. – 2019. – Т. 11, № 1(41). – С. 124-129.

64. Processing of polyethylene in the beam-plasma generated by a ribbon electron beam at forevacuum pressure range / A. S. Klimov, I. Y. Bakeev, E. M. Oks, V. T. Tran, A. A. Zenin // *Vacuum*. – 2022. – Vol. 196. – P. 110722.

65. Fore-Vacuum Ribbon Beam Plasma Electron Source Based on a Two-Stage Discharge System / A.S. Klimov, I. Y. Bakeev, J. E. Dagri, E. M. Oks, A. A. Zenin // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2024. – Vol. 88. – No. 4. – P. 631-636.

66. Extending the Operating Pressure Range of a Forevacuum-Pressure Plasma-Cathode Ribbon Electron Beam Source / A. S. Klimov, I. Yu. Bakeev, J. E. Dagri, A. V. Dolgova, E. M. Oks, A. A. Zenin // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2024. – Vol. 52. – No. 7. – P. 2786-2791.

67. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М. : Наука, 1987. – 511 с.

68. Многосеточные энергоанализаторы задерживающего потенциала для измерения функции распределения ионов по энергиям из плазмы высокочастотного емкостного разряда / А. А. Кобелев, Н. А. Андрианов, Е. М. Хилькевич [и др.] // *Успехи прикладной физики*. – 2017. – Т. 5, № 6. – С. 608-618.

69. Форвакуумный плазменный электронный источник с двухступенчатой разрядной системой / А. С. Климов, И. Ю. Бакеев, А. А. Зенин, Ж. Э. Дагри, Е. М. Окс // *Плазменная эмиссионная электроника: труды VII международного Крейнделевского семинара*. – 2023. – С. 308.

70. Ленточный источник электронного пучка, функционирующий в широком диапазоне давлений / А. С. Климов, И. Ю. Бакеев, Ж. Э. Дагри [и др.] // *Materials. Technologies. Design*. – 2023. – Т. 5, № 3(13). – С. 28-34.

71. О распределении концентрации эмиссионной плазмы в форвакуумном плазменном электронном источнике с двухкатодной разрядной системой / Ж. Э. Дагри, Е. А. Егоров, А. С. Климов // *Электронные средства и системы управления. Материалы докладов Международной научно-практической конференции*. – 2022. – № 1-1. – С. 216-218.

72. О влиянии режимов горения дополнительных разрядов на однородность плотности тока источника ленточного электронного пучка / Ж. Э. Дагри, Т. В. Якобчук // Перспективы развития фундаментальных наук: – Томск: Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 2023. – С. 169-171.

73. Влияние тока вспомогательных катодов на параметры разряда форвакуумного плазменного электронного источника / Э. Ж. э. Дагри, А. С. Климов // Электронные средства и системы управления. Материалы докладов Международной научно-практической конференции. – 2024. – № 1-1. – С. 219-221.

74. Исследование параметров плазмы в ленточном источнике электронов с двухступенчатой разрядной системой / Ж. Э. Дагри, А. С. Климов, Т. В. Якобчук // Электронные средства и системы управления. Материалы докладов Международной научно-практической конференции. – 2023. – № 1-1. – С. 253-255.

75. Инициирование тлеющего разряда в форвакуумном источнике электронов с двухступенчатой разрядной системой / Ж. Э. Дагри, А. С. Климов, Т. В. Якобчук // Перспективы развития фундаментальных наук: – Томск: 2024. – С. 30-32.

76. Влияние разряда на нагрев эмиссионного электрода форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов / Ж. Э. Дагри, А. В. Долгова // Перспективы развития фундаментальных наук : Сборник научных трудов XXII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск: Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 2025. – С. 36-38.

77. Forevacuum plasma-cathode electron source for generation of a ribbon beam over a wide pressure range / A. S. Klimov, I. Yu. Bakeev, Yu. A. Burachevsky [et al.] // Review of Scientific Instruments. – 2023. – Vol. 94, No. 7. – P. 073505.

78. Thermal Regime of the Emission Electrode in a Forevacuum Plasma Source of a Continuous Ribbon Electron Beam / A.S. Klimov, I. Bakeev , A.A. Zenin , J.E. Dagri // High Temperature Material Processes: An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes. *Принята к публикации.*

79. Генератор плазмы на основе несамостоятельного тлеющего разряда низкого давления с полым катодом большого объема / И. В. Лопатин, Ю. Х. Ахмадеев, Н. Н. Коваль, П. М. Щанин // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 1. – С. 151-156.

80. Šabacká P. Analysis of gas thermal conductivity at low pressures using a mathematical-physical model //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2022. – Vol. 2382. – No. 1. – P. 012021.

81. Keyes F. G. Thermal conductivity of gases //Transactions of the American Society of Mechanical Engineers. – 1954. – Vol. 76. – No. 5. – P. 809-816.

82. Wachman H. Y. The thermal accommodation coefficient: a critical survey //ARS Journal. – 1962. – Vol. 32. – No. 1. – P. 2-12.
83. Measurements of He-Ar, He-N<sub>2</sub>, and He-air thermal creep slip and accommodation coefficients at high temperatures / J. Wilson, K. L. Walton, E. L. Tipton, T. K. Ghosh, R. V. Thompson, S. K. Loyalka // Journal of Vacuum Science & Technology B. – 2023. – Vol. 41. – No. 5. – P. 053001.
84. Transport behavior of pressure-driven gas flow in a nanochannel and the variation of thermal accommodation coefficient / S. K. Prabha, C. P. A. Gafoor, S. P. Sathian // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2021. – Vol. 177. – P. 121528.
85. Goodman F. O. Thermal accommodation coefficients //The Journal of Physical Chemistry. – 1980. – Vol. 84. – No. 12. – P. 1431-1445.
86. Correlation of thermal accommodation coefficient for engineering surfaces / S. Song, M. M. Yovanovich // ASME HTD. – 1987. – Vol. 69. – P. 107-116.
87. Sugimoto S. Thermal transpiration flows induced by differences in accommodation coefficients / S. Sugimoto, H. Sugimoto // Physics of Fluids. – 2022. – Vol. 34. – No. 4. – P. 042005.
88. Measurement of the thermal accommodation coefficient of helium on a crystalline silicon surface at low-temperatures / A. Franke, N. Sueltmann, C. Reinhardt, S. Croatto, J. Schaffran, H. Masalehdan, R. Schnabel // Classical and Quantum Gravity. – 2024. – Vol. 41. – No. 19. – P. 195013.
89. Formation of a pulsed electron beam in a plasma cathode system under forevacuum pressures / A. V. Medovnik, V. A. Burdovitsin, E. M. Oks // Russian physics journal. – 2010. – Vol. 53. – No. 2. – P. 134-139.
90. Генерация однородной эмиссионной плазмы в разрядной системе с протяженным полым катодом форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов / А. С. Климов, А. А. Зенин, Е. М. Окс // Прикладная физика. – 2018. – № 2. – С. 29-35.
91. Ribbon electron beam for generation of beam plasma and beam-plasma treatment of polymers in the pressure range of 0.1–10 Pa / A. S. Klimov, J. E. Dagri, A. V. Dolgova, A. A. Zenin // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2025. – Vol. 89. – No. 2. – P. S294-S301.
92. Исследование зависимости эмиссионных свойств пучковой плазмы от режимов работы плазменного источника электронов / Ж. Э. Дагри, А. В. Долгова // Перспективы развития фундаментальных наук: Сборник научных трудов XXIII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск: Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 2026.
93. Рухадзе А.А. Физика сильноточных электронных пучков // Успехи физических наук. – 1978. – Т. 124, № 2. – С. 365–366.
94. Mechanical and Physical Properties of PP and HDPE / A. H. Awad, R. El Gamasy, A. Abd El Wahab, M. H. Abdellatif // Eng. sci. – 2019. – Vol. 4. – No. 2. – P. 34.

95. Maddah H. A. Polypropylene as a promising plastic: A review // Am. J. Polym. Sci. – 2016. – Vol. 6. – No. 1. – P. 1-11.
96. Cortese B., Morgan H. Controlling the wettability of hierarchically structured thermoplastics //Langmuir. – 2012. – Vol. 28. – No. 1. – P. 896-904.
97. Mandolino C. et al. Functionalization of neutral polypropylene by using low pressure plasma treatment: Effects on surface characteristics and adhesion properties //Polymers. – 2019. – Vol. 11. – No. 2. – P. 202.
98. Primc G. Hydrophilization of Polypropylene by Gaseous Plasma Treatments and Hydrophobic Recovery //Polymers. – 2025. – Vol. 17. – No. 19. – P. 2644.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А (ОБЯЗАТЕЛЬНОЕ) ПАТЕНТ НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

**ПАТЕНТ**

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

**№ 222392**

**Форвакуумный плазменный источник ленточного  
пучка электронов, функционирующий в широком  
диапазоне рабочих давлений**

Патентообладатель: *Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования "Томский  
государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники" (RU)*

Авторы: *Климов Александр Сергеевич (RU), Зенин Алексей  
Александрович (RU), Бакеев Илья Юрьевич (RU), Дагри  
Эброзм Жозель-Эрик (CI)*

Заявка № **2023124426**Приоритет полезной модели **22 сентября 2023 г.**Дата государственной регистрации  
в Государственном реестре полезныхмоделей Российской Федерации **22 декабря 2023 г.**

Срок действия исключительного права

на полезную модель истекает **22 сентября 2033 г.**

*Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности*

ДОКУМЕНТ ПОДПИСАН ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДПИСЬЮ  
Сертификат 429b6a0fe3853164ba96f83b73b4aa7  
Владелец **Зубов Юрий Сергеевич**  
Действителен с 10.05.2023 по 02.08.2024

*Ю.С. Зубов*



УТВЕРЖДАЮ:

Проректор по НРИИ ТУСУР,

д.т.н., профессор

Куксенко С.П.

» март 2026 г.

внедрения (использования) результатов диссертационной работы

Дагри Эброем Жозель-Эрик

Мы, нижеподписавшиеся, заведующий кафедрой физики, д.т.н., профессор Окс Е.М. и руководитель НИР по гранту РФФИ № 24-29-00358, д.т.н., доцент Климов А.С., настоящим актом подтверждаем факт использования следующих результатов диссертационной работы Дагри Ж.Э.:

1. Экспериментально подтвержденная возможность стабильного инициирования и поддержания тлеющего разряда с протяженным полым катодом при давлении вплоть до 0,1 Па за счет применения двухступенчатой разрядной системы с торцевыми вспомогательными полыми катодами.
2. Установленные закономерности влияния обратного ионного потока на тепловую нагрузку эмиссионного электрода, включая количественные оценки роста мощности ионного потока с 5 Вт при 0,1 Па до 50 Вт при 10 Па.
3. Полученные зависимости распределения плотности тока ленточного электронного пучка от давления газа, соотношения токов вспомогательных разрядов и конструкции эмиссионного электрода, позволяющие оптимизировать режимы работы источника в промежуточной области давлений 0,1–1 Па.

Указанные результаты использованы в отчете по гранту РФФИ №24-29-00358 «Генерация ленточных электронных пучков в системах с плазменным катодом в промежуточной области давлений 0,1-1 Па» (промежуточный и заключительный этапы, 2024-2025 гг.).

Заведующий каф. физики

Руководитель НИР по  
гранту РФФИ №24-29-00358

Е.М. Окс

А.С. Климов

УТВЕРЖДАЮ:

Директор департамента  
по учебной работе ТУСУР,И.О. ДИРЕКТОРА ПО УР  
Цой Г.А. к.и.н., доцент  
ПО ДОВЕРЕННОСТИ  
№20/834 ОТ 12.03.2026

« 1 »



## АКТ

внедрения результатов диссертационной работы Дагри Зороем Жобель-Эрик «Форвакуумный плазменный источник непрерывного ленточного пучка электронов с расширенным диапазоном рабочих давлений» в учебный процесс кафедры физики.

Выдан для предоставления в диссертационный совет, свидетельствующий о том, что в учебный процесс на кафедре физики ТУСУР (г. Томск) внедрены результаты научно-исследовательской деятельности в виде курса лекций и практических занятий для подготовки аспирантов по направлению 2.2 Электроника, фотоника, приборостроение и связь по специализации «Вакуумная и плазменная электроника».

В лекционный курс по дисциплине «Вакуумная и плазменная электроника» включены следующие материалы:

1. Принципы работы и конструктивные особенности двухступенчатых разрядных систем на основе тлеющего разряда с полым катодом, обеспечивающих расширение рабочего диапазона давлений форвакуумных плазменных источников электронов до 0,1 Па.
2. Методы диагностики распределения плотности тока широкоапертурных ленточных электронных пучков, включая конструкцию перемещаемого коллектора и алгоритмы обработки экспериментальных данных.
3. Способы управления однородностью ленточного электронного пучка путем оптимизации конструкции эмиссионного электрода и режимов работы разрядной системы.

Указанные результаты использованы при проведении лекционных и практических занятий у аспирантов первого и второго года обучения.

Заведующий каф. физики  
д.т.н., профессор

Е.М. Окс